



HAL
open science

Developpement d'un systeme ultra rapide pour le scan des emulsions nucleaires d'OPERA et etude sur la localistion des vertex de l'interaction des neutrinos a l'aide de ce systeme

Luisa Arrabito

► **To cite this version:**

Luisa Arrabito. Developpement d'un systeme ultra rapide pour le scan des emulsions nucleaires d'OPERA et etude sur la localistion des vertex de l'interaction des neutrinos a l'aide de ce systeme. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2007. Français. NNT: . tel-00283267

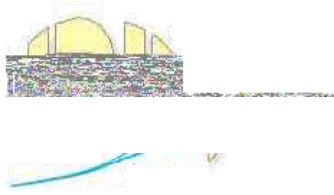
HAL Id: tel-00283267

<https://theses.hal.science/tel-00283267>

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 182-2007
LYCEN – T 2007-27

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon-I

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT
Spécialité : Physique des Hautes Energies

(arrêté du 7 août 2006)

par

Luisa ARRABITO

Développement d'un système ultra rapide pour le scan des émulsions nucléaires d'OPERA et étude sur la localisation des vertex de l'interaction des neutrinos à l'aide de ce système

Soutenue le 17 octobre 2007
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	D.	Boutigny	Rapporteur
	M.	M.	Dracos	Rapporteur
	M.	B.	Ille	Président du jury
	M.	I.	Laktineh	Directeur de thèse
	Mme	L.	Patrizii	
	M.	F.	Piquemal	

N° d'ordre : 182-2007

THESE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD-LYON 1

pour l'obtention

du DIPLOME de DOCTORAT
Spécialité PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES

(arrêté du 7 août 2006)

par

Luisa ARRABITO

Ecole Doctorale de Physique et Astrophysique de Lyon

Développement d'un système ultra rapide pour le scan des émulsions nucléaires d'OPERA et étude sur la localisation des vertex de l'interaction des neutrinos à l'aide de ce système

soutenue publiquement le 17 octobre 2007 devant la commission d'examen

M. Dominique BOUTIGNY

M. Marcos DRACOS

M. Bernard ILLE

M. Imad LAKTINEH

Mme. Laura PATRIZII

M. Fabrice PIQUEMAL

Rapporteur

Rapporteur

Président du jury

Directeur de thèse

Résumé :

Dans la continuité des expériences SuperKamiokande et K2K, OPERA (*Oscillation Project with Emulsion tRacking Apparatus*), cherchera à confirmer l'oscillation des neutrinos dans le secteur atmosphérique. Utilisant une technique déjà employée dans CHORUS et DONUT, la chambre à brouillard d'émulsion (***Emulsion Cloud Chamber*** (ECC)), cette expérience permettra la mise en évidence de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ par apparition de ν_τ dans un faisceau pur de ν_μ .

L'expérience OPERA, avec ses $\sim 100000 \text{ m}^2$ d'émulsions nucléaires, nécessite l'utilisation de systèmes de scan automatiques ultra rapides. Les composantes optiques et mécaniques de ces systèmes ont été optimisées pour atteindre une vitesse de scan de $\sim 20 \text{ cm}^2/\text{heure}$ par couche d'émulsion ($44 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur), tout en gardant une résolution sub-micrométrique.

Dans la première partie de mon travail de thèse, je me suis consacrée à l'optimisation des 4 systèmes de scan au sein de l'unique station de scan française basée à Lyon. Une étude expérimentale sur les performances d'un scan utilisant un objectif à sec a été également réalisée. Les résultats obtenus montrent que les performances d'un scan « à sec » sont similaires à celles d'un scan traditionnel utilisant un objectif à huile.

La deuxième partie de mon travail a consisté à valider la stratégie actuellement utilisée dans OPERA pour la localisation et la reconstruction des vertex de l'interaction des neutrinos, à l'aide d'un test sur faisceau dédié. Les résultats obtenus confirment définitivement que la stratégie proposée est bien adaptée à la recherche du lepton tau.

Abstract:

Following SuperKamiokande and K2K experiments, OPERA (*Oscillation Project with Emulsion tRacking Apparatus*), aims to confirm neutrino oscillation in the atmospheric sector. Taking advantage of a technique already employed in CHORUS and in DONUT, the ***Emulsion Cloud Chamber*** (ECC), OPERA will be able to observe the $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillation, through the ν_τ appearance in a pure ν_μ beam. The OPERA experiment, with its $\sim 100000 \text{ m}^2$ of nuclear emulsions, needs a very fast automatic scanning system. Optical and mechanics components have been customized in order to achieve a speed of about $20 \text{ cm}^2/\text{hour}$ per emulsion layer ($44 \text{ }\mu\text{m}$ thick), while keeping a sub-micrometric resolution.

The first part of this thesis was dedicated to the optimization of 4 scanning systems at the French scanning station, based in Lyon. An experimental study on a dry objective scanning system has also been realized. The obtained results show that the performances of dry scanning are similar with respect to the traditional oil scanning, so that it can be successfully used for OPERA.

The second part of this work was devoted to the study of the neutrino interaction location and reconstruction strategy actually used in OPERA. A dedicated test beam was performed at CERN in order to simulate OPERA conditions. The obtained results definitely confirm that the proposed strategy is well adapted for tau search.

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier Bernard Ille, pour son accueil à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon dès mon arrivée en France, et pour son suivi attentif pendant ces trois ans.

Je voudrais ensuite remercier mes rapporteurs Dominique Boutigny et Marcos Dracos pour les échanges très enrichissants, ainsi que tous les autres membres du jury : Bernard Ille, Imad Laktineh, Laura Patrizii et Fabrice Piquemal. En particulier, merci à Imad pour m'avoir accompagnée et soutenue pendant ces trois ans de thèse. Imad, tu as créé au laboratoire de scan une ambiance de travail basée sur la collaboration et l'estime réciproque. M'intégrer au groupe fut un plaisir.

Merci à mon amie Perrine pour m'avoir initiée au scan et à FEDRA. Perrine, grâce à toi j'ai découvert le plaisir du travail en équipe. Dommage que tu sois partie si tôt... Kais, j'ai beaucoup apprécié les périodes que tu as passées à Lyon et nos échanges de compétences. Merci également pour ton accueil chaleureux à Tunis et pour ta gentillesse.

Je garde un très bon souvenir des stagiaires qui sont passés dans notre laboratoire et en particulier de Louis. Ta présence au laboratoire a été très bénéfique, non seulement pour le travail que tu as fourni, mais également pour l'esprit "jeune" que tu as amené ici au sous-sol. Merci également à Yvan et à Lionel pour leur disponibilité.

Je tiens à remercier particulièrement les services mécanique et informatique pour leur compétence et leur aide.

Je suis très reconnaissante envers toute la communauté de scan. Le support des laboratoires italiens, suisses et japonais a été très important pour l'avancement de mon travail tout au long de ma thèse. En particulier, merci à Cristiano d'avoir partagé ses compétences sur le scan et sur la base de données, mais également pour sa disponibilité, témoignée par des dizaines de NetMeeting. Pour la reconstruction hors-ligne et pour tous les conseils

précieux je dois remercier spécialement Valeri et Igor. Je tiens à remercier également le groupe de Nagoya pour son accueil lors des workshop sur les émulsions et en particulier Naotaka et Nonoyama pour m'avoir initiée au développement des émulsions.

Enfin merci Stef, même si tu ne fais pas de la physique tu es la personne qui m'a le plus aidée dans la réalisation de cette thèse.

Table des matières

Remerciements	1
Introduction	7
1 Le neutrino massif et le mélange des saveurs	9
1.1 Le neutrino massif	10
1.1.1 La masse dans le Modèle Standard	10
1.1.2 Terme de masse de Dirac	12
1.1.3 Terme général de masse et mécanisme du see-saw	13
1.2 Les oscillations des neutrinos	16
1.2.1 Les oscillations dans le vide	17
1.2.2 Les oscillations dans la matière (l'effet MSW)	23
1.2.3 L'effet MSW dans le soleil	27
1.3 Questions ouvertes	29
1.4 Etat des lieux expérimental	33
1.4.1 Les neutrinos solaires	33
1.4.2 Les neutrinos atmosphériques	36
1.4.3 Le futur proche	41
1.4.4 Le futur lointain	42
2 L'expérience OPERA	55
2.1 Le faisceau CNGS	55
2.1.1 Production du faisceau	59
2.2 Le détecteur OPERA	61
2.2.1 Le manipulateur de briques	63
2.2.2 Les trajectographes	65
2.2.3 Le spectromètre à muons et les trajectographes de précision	67

2.3	Performances	68
2.3.1	Signal et bruit de fond	68
2.3.2	Sensibilité à l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	70
2.3.3	Sensibilité à l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	72
2.3.4	La première exposition au faisceau CNGS	74
3	Les émulsions nucléaires dans OPERA	81
3.1	Introduction	81
3.2	Les propriétés des émulsions	84
3.2.1	Le rétrécissement (<i>shrinkage</i>)	85
3.2.2	Distorsion	88
3.2.3	Auto-rafraîchissement (<i>fading</i>)	89
3.3	Les émulsions d'OPERA	91
3.4	Rafraîchissement et transport des émulsions	91
3.5	Assemblage des briques	95
3.6	Stratégie de l'expérience	97
3.6.1	Localisation de la brique	97
3.6.2	Les feuilles amovibles	98
3.6.3	Exposition aux rayons cosmiques et alignement des émulsions	101
3.6.4	Localisation et sélection d'une interaction de ν dans la brique	101
3.6.5	Sélection des événements ν_τ candidats	103
3.6.6	Validation d'une interaction ν_τ	104
4	Le système de scan automatique	107
4.1	Introduction	107
4.2	Les composants matériels du Système de Scan Européen	110
4.2.1	Mécanique	111
4.2.2	Optique	115
4.3	L'acquisition en ligne	122
4.3.1	Le logiciel d'acquisition	122
4.3.2	Le traitement d'images et la reconnaissance des grains	124
4.3.3	La reconstruction des traces	128
4.4	Caractéristiques des microtraces	132
4.4.1	Alignement des grains et résolution angulaire	132
4.4.2	Nombre de grains par microtrace	133

4.4.3	L'échangeur d'émulsions	136
5	Mesures des performances du Système de Scan Européen	139
5.1	Reconstruction hors-ligne	139
5.1.1	Construction des basetraces	140
5.1.2	Alignement	142
5.1.3	Reconstruction des traces de volume	145
5.2	Mesures d'efficacité, pureté et résolution	145
5.2.1	Le test sur faisceau (juillet 2004)	145
5.2.2	Constitution d'un échantillon de référence	146
5.2.3	Définition de l'efficacité de scan	147
5.2.4	Définition de la pureté de scan	148
5.2.5	Coupure de qualité sur les basetraces	150
5.2.6	Etude de l'efficacité et de la pureté de scan	150
5.2.7	Mesures de résolution angulaire	160
5.2.8	Conclusions sur les performances des deux types d'ob- jectif	162
5.2.9	Le deuxième test sur faisceau (juillet 2006)	162
5.2.10	Mesures d'efficacité avec le filtre à expansion	163
6	Localisation et reconstruction des vertex d'interaction	165
6.1	Localisation et confirmation d'une interaction neutrino	165
6.1.1	Estimation du temps nécessaire à la localisation d'une interaction neutrino	167
6.2	Reconstruction des vertex	168
6.3	Etude expérimentale de la localisation du vertex d'interaction	169
6.3.1	Test sur faisceau	169
6.3.2	Etapas de l'analyse	170
6.3.3	Résultats de l'analyse de la brique #4	171
6.3.4	Résultats de l'analyse de la brique #6	182
6.3.5	Comparaison entre données et simulation MonteCarlo	188
6.4	Conclusions	197
	Conclusions	198
A	La base de données de scan	201
A.1	Pourquoi une base de données	201
A.1.1	Introduction aux bases de données relationnelles	202

A.2	L'architecture de la base de données de scan	204
A.3	L'infrastructure de calcul de la station de scan française . . .	205
	Bibliographie	209

Introduction

L'existence du neutrino fut postulée par Pauli en 1930, afin d'expliquer la non conservation apparente de l'énergie dans la désintégration bêta, mais sa découverte expérimentale n'intervint qu'en 1956, lorsque Reins et Cowan révélèrent les interactions des neutrinos provenant du réacteur nucléaire de Savannah River. L'étude des propriétés des neutrinos présente encore de nombreux problèmes non résolus, et notamment la question fondamentale afférente à la masse du neutrino. Dans ce contexte, l'étude des oscillations du neutrino joue un rôle privilégié, car leur observation implique une masse non nulle pour le neutrino. Les oscillations constituent désormais la clef de résolution des différentes observations expérimentales, telles que le problème des neutrinos solaires et l'anomalie des neutrinos atmosphériques.

C'est dans ce contexte que s'insère l'expérience OPERA, dans le cadre de laquelle cette thèse a été réalisée. Toutes les expériences d'oscillation menées jusqu'à aujourd'hui dans le secteur des neutrinos atmosphériques, indiquent le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, comme le canal d'oscillation favori. Néanmoins, une preuve définitive de la justesse de cette hypothèse peut seulement venir d'une expérience d'*apparition*. OPERA se propose de mettre en évidence l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, par apparition de ν_τ dans un faisceau pur de ν_μ , en utilisant une technique déjà employée dans CHORUS et DONUT, la chambre à brouillard d'émulsion (*Emulsion Cloud Chamber*). L'expérience OPERA, avec ses $\sim 152000 m^2$ d'émulsions nucléaires, nécessite l'utilisation de systèmes de scan ultra rapides. Tout le travail réalisé au cours de cette thèse s'articule autour du scan des émulsions nucléaires.

Le premier objectif de cette thèse a été la mise au point des systèmes de scan au laboratoire de Lyon (la station de scan française). Ce travail a été d'importance primordiale, afin de rendre la station française prête pour l'acquisition des émulsions d'OPERA. En outre, une étude pionnière sur l'utilisation de l'objectif à sec, a été réalisée. Le deuxième objectif a

été la validation de la procédure de localisation du vertex d'interaction, utilisée dans OPERA. Pour réaliser cette deuxième partie, il a été nécessaire d'évoluer d'un scan automatique d'une feuille d'émulsion, à un scan automatique de toute une brique (*scan guidé par une base de données*).

Le premier chapitre comprend une introduction théorique au problème de la génération de la masse du neutrino. Le formalisme des oscillations dans le vide et dans la matière est également décrit. Ensuite, les résultats obtenus par les récentes expériences sur les neutrinos atmosphériques et solaires, qui ont motivé l'élaboration d'un projet comme OPERA, sont présentés.

Le chapitre se termine avec un aperçu des projets futurs, conçus pour répondre à des questions fondamentales. En particulier, ces projets visent à une mesure précise de l'angle de mélange θ_{13} , ainsi qu'à la mesure d'une éventuelle violation de CP dans le secteur leptonique. Le second chapitre présente l'expérience OPERA. Le détecteur est décrit dans sa globalité, ainsi que le faisceau de neutrinos CNGS. La sensibilité de l'expérience aux oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ est également discutée.

Le troisième chapitre est consacré à la présentation de la technique des émulsions nucléaires. Après une introduction sur les propriétés générales des émulsions, nous nous concentrons sur les émulsions d'OPERA. Nous suivons le cycle de "vie" d'une émulsion, dès sa production jusqu'au moment de l'analyse dans les laboratoires de scan. La stratégie générale adoptée dans OPERA pour la détection des événements ν_τ , est également discutée.

Le quatrième chapitre est dédié à une description détaillée du système de scan européen, et en particulier du système de la station française. Après une description des composantes matérielles du système de scan, le principe de fonctionnement du logiciel d'acquisition est également détaillé. Les mesures effectuées sur les performances de scan, seront présentées au chapitre 5, ainsi que l'étude réalisée sur la possibilité de l'utilisation d'un objectif à sec.

Enfin, le sixième chapitre décrit les résultats d'une étude sur la localisation du vertex d'interaction, réalisée à l'aide d'un test sur faisceau, explicitement dédié. Grâce à ce test, toutes les étapes de la procédure utilisée dans OPERA, pour la détection des interactions neutrinos ont été validées.

Des détails supplémentaires sur l'architecture de la base de données de scan, ainsi que sur l'infrastructure de calcul de la station française, sont donnés dans l'annexe A.

Chapitre 1

Le neutrino massif et le mélange des saveurs

En 1998, la Collaboration SuperKamiokande [1] a montré de façon concluante que les neutrinos atmosphériques changent de saveur lorsqu'ils parcourent des distances appréciables. C'est le début de la *révolution du neutrino*! En 2001 SNO [2] obtient un résultat analogue dans le secteur solaire, qui est confirmé en 2002 par Kamland [3], une expérience sur réacteur. Les résultats sur les neutrinos atmosphériques sont confirmés ensuite par K2K [4], une expérience utilisant un faisceau de neutrinos. Ces changements de saveur sont appelés dans la littérature *les oscillation des neutrinos*, en vertu du comportement oscillatoire de la probabilité de transition d'une saveur à l'autre. Pour que les oscillations puissent avoir lieu, il est nécessaire que les masses des neutrinos ne soient pas toutes dégénérées, i.e. au moins une famille de neutrinos a une masse non nulle. Les expériences d'oscillation ont ainsi permis de trancher définitivement en faveur d'un neutrino massif, la première évidence d'une physique au-delà du Modèle Standard (MS) [5].

Du point de vue théorique on s'interroge sur l'origine de cette masse et plus précisément sur les possibles extensions du MS. En effet, le neutrino étant électriquement neutre, il est le seul fermion du MS pouvant être décrit comme un fermion dit de Majorana, identique à son antiparticule¹. Dans ce scénario le nombre leptonique total serait violé, contrairement à ce

1. Pour des compléments sur la physique du neutrino on pourra se référer à la référence [6].

que prescrit le MS. La nature de Dirac ou de Majorana du neutrino est une propriété plus importante qu'il ne paraît. En effet tous les modèles de leptogénèse font le lien entre la nature de Majorana des neutrinos et l'asymétrie baryonique de l'Univers. Enfin, une extension satisfaisante du MS devrait également expliquer la hiérarchie des masses au sein d'une même famille ($m_\nu \ll m_l$), beaucoup plus importante que la hiérarchie parmi les fermions de familles différentes ($m_e \ll m_\mu \ll m_\tau$). Un mécanisme très simple, qui a les faveurs des théoriciens, est le mécanisme de *see-saw*, ou de la balançoire. Ce mécanisme est particulièrement attractif car il introduit naturellement l'échelle d'énergie des théories de grande unification (GUT).

1.1 Le neutrino massif

1.1.1 La masse dans le Modèle Standard

En 1967-1968 Weinberg et Salam [7] proposèrent une théorie de jauge locale, le Modèle Standard, basée sur le groupe $SU(2)_L$ d'isospin faible et $U(1)_Y$ d'hypercharge, qui unifiait les interactions faible et électromagnétique. Les théories de jauge locales naissent de l'idée que toutes les interactions entre particules sont dictées par des principes de symétrie. En particulier, la théorie des interactions électrofaibles a été formulée en imposant l'invariance du lagrangien sous les transformations de jauge locales du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Les transformations du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ agissent sur les composantes gauche et droite des champs fermioniques. Les fermions gauche forment des doublets d'isospin et les fermions droits des singlets d'isospin. Grâce à la mesure de la largeur invisible du Z^0 , obtenue au LEP [8] (cf. figure 1.1), il a été montré que le nombre des neutrinos actifs légers² est égal à 3. Les leptons sont rangés dans les doublets suivants :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad (1.1)$$

et dans les singlets :

$$e_R^- \quad \mu_R^- \quad \tau_R^- \quad (1.2)$$

L'invariance de jauge locale n'est pas un choix purement esthétique, en fait si nous tentions d'introduire à la main les termes de masse des bosons dans

2. avec une masse $\leq \frac{(m_{Z^0})}{2}$.

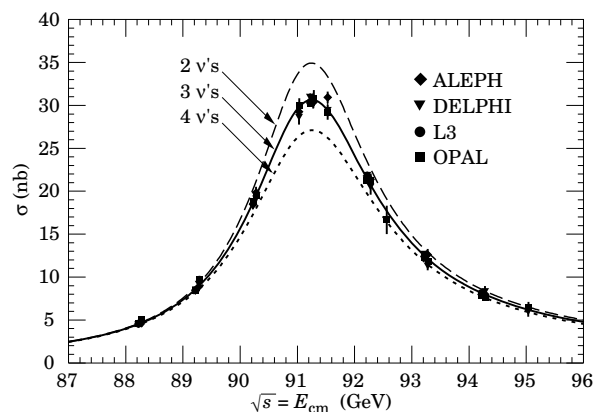


FIG. 1.1 – La largeur invisible du Z^0 a trois composantes : $\Gamma_{Z^0} = \Gamma_{hadrons} + \Gamma_{chargedleptons} + N_\nu \times \Gamma_{neutrinos}$. Grâce à la mesure de cette largeur, la Collaboration LEP a donné $N_\nu = 2.984 \pm 0.008$, soit trois familles de neutrinos légers actifs.

le lagrangien, en brisant la symétrie, nous obtiendrions des divergences non renormalisables qui priveraient une compréhension de la physique à toutes les échelles d'énergie. En invoquant le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie, on attribue une masse aux bosons sans briser l'invariance de jauge, tout en garantissant la renormalisabilité de la théorie³. En attribuant une masse aux bosons vecteurs, la théorie prévoit également l'existence d'une particule scalaire massive, le boson de Higgs, que l'on espère observer très prochainement au LHC. Le mécanisme de Higgs [9][10] fait en sorte que les bosons deviennent massifs, en éliminant les bosons de Goldstone non désirés. Le choix minimal du doublet de Higgs permet de générer les masses des bosons vecteurs W et Z , ainsi que celles des fermions. Toutefois, les masses des fermions ne sont pas prédites par la théorie, celles-ci sont des paramètres libres. Le MS attribue au neutrino une masse nulle, cette valeur ne découle pas des principes fondamentaux, comme par exemple dans le cas du photon, pour lequel l'invariance de jauge impose une masse nulle à tous les ordres. Du point de vue théorique, l'hypothèse des oscillations trouve son fondement dans cette liberté laissée par la théorie. Du point de

3. Il est nécessaire que la théorie soit invariante localement, dans le cas où la localité ne serait pas satisfaite, la théorie contiendrait des particules scalaires de masse nulle non désirées (non observées), les bosons de Goldstone.

vue expérimental, l'hypothèse des oscillations naît à la fin des années 60, en relation avec le problème des neutrinos solaires.

1.1.2 Terme de masse de Dirac

Les leptons chargés et les quarks, i.e. tous les fermions du MS mis à part les neutrinos, sont des particules de Dirac. Il est tentant de penser que les neutrinos le sont également.

Un spineur de Dirac à 4 composantes, représente la particule et l'antiparticule, chacune respectivement dans les états de chiralité gauche et de chiralité droite. Le terme de masse de Dirac pour le neutrino, peut être généré par le mécanisme de Higgs avec le doublet de Higgs standard, responsable de la génération des masses des quarks et des leptons chargés. Dans ce mécanisme, la masse des fermions est engendrée à partir du couplage d'un unique champ de Higgs aux différents doublets de fermions. Pour un champ de fermion générique ψ , le terme d'interaction est donné par :

$$\mathcal{L}_{int} \sim h_{ij} \bar{\psi}_i \phi \psi_j \quad (1.3)$$

Lorsque le champ de Higgs ϕ acquiert une valeur moyenne dans le vide v non nulle, le terme de masse devient :

$$\mathcal{L}_m \sim h_{ij} v \bar{\psi}_i \psi_j \quad (1.4)$$

Le couplage de Yukawa est donc proportionnel à la masse des fermions. Si l'on applique ce même schéma au neutrino, le terme de masse correspondant est donné par :

$$\mathcal{L}_{m_D} = m_D (\bar{\nu}_L \nu_R + \bar{\nu}_R \nu_L) \equiv \frac{1}{2} (\bar{\nu}_L \bar{\nu}_R) \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c. \quad (1.5)$$

où m_D est une matrice complexe 3×3 . L'introduction d'un terme de masse de Dirac implique un couplage de Yukawa très faible pour les neutrinos par rapport à leurs partenaires chargés, à cause de l'importante hiérarchie de masse. Enfin, nous observons que le terme de masse de Dirac est invariant sous la transformation globale $U(1)$:

$$\nu_\alpha \rightarrow e^{i\phi} \nu_\alpha \quad \alpha \rightarrow e^{i\phi} \alpha \quad (\alpha = e, \mu, \tau) \quad (1.6)$$

où la phase ϕ est la même pour tous les neutrinos et tous les leptons chargés. Ceci implique la conservation du nombre leptonique total L . Ainsi, L est le nombre quantique qui distingue un neutrino d'un antineutrino.

1.1.3 Terme général de masse et mécanisme du see-saw

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, un terme de masse de Dirac pour le neutrino n'est pas forcément le choix le plus naturel. En effet, l'idée que les neutrinos aient un couplage de Yukawa très faible par rapport à tous les autres fermions du MS, laisse surgir des doutes sur leur nature de Dirac. Nous allons voir comment l'introduction d'un terme de masse général Dirac-Majorana et le mécanisme du see-saw, offrent une solution simple et élégante à ce problème.

Reprenons l'équation 1.5, dans le cas d'un fermion générique ψ :

$$\mathcal{L}_m = m\bar{\psi}\psi = m(\overline{\psi_L + \psi_R})(\psi_L + \psi_R) = m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \quad (1.7)$$

On remarque que ce terme couple la composante droite et la composante gauche du champ du fermion. Ainsi un fermion massif doit avoir les deux composantes :

$$\psi = \psi_L + \psi_R \quad (1.8)$$

Or, il existe essentiellement deux possibilités. Dans un cas, la composante droite est complètement indépendante de la composante gauche, nous avons alors un champ de Dirac. Dans un second cas, le champ droit est le champ conjugué du champ gauche :

$$\psi_R = (\psi_L)^c \quad (1.9)$$

où \hat{C} est l'opérateur de conjugaison particule-antiparticule :

$$\hat{C} : \psi \rightarrow \psi^c = C\bar{\psi}^T, \quad C = i\gamma_2\gamma_0 \quad (1.10)$$

En utilisant les propriétés de commutation des matrices de Dirac γ , il est facile de montrer que l'opérateur \hat{C} , appliqué à un champ chiral, bascule sa chiralité :

$$(\psi_L)^c = (\psi^c)_R, \quad (\psi_R)^c = (\psi^c)_L \quad (1.11)$$

Ainsi à partir l'équation 1.9, nous pouvons écrire : $\psi_R = (\psi_L)^c = (\psi^c)_R$, ou :

$$\psi = \psi_L + \eta(\psi^c)_R = \psi_L + \eta(\psi_L)^c \quad (1.12)$$

où nous avons inclus le facteur de phase $\eta = e^{i\phi}$, avec une phase arbitraire ϕ . Le champ du fermion est alors dit de *Majorana*. De l'équation 1.12, il

suit que le champ du fermion coïncide avec le champ conjugué sous \hat{C} , à un facteur de phase près :

$$\psi^c = \eta^* \psi \quad (1.13)$$

Cela signifie que les particules décrites par des champs de Majorana, sont intrinsèquement neutres, i.e. elles coïncident avec leurs propres antiparticules. Grâce à cette identification particule-antiparticule, un spineur de Majorana a la moitié des degrés de liberté par rapport à un champ de Dirac.

Le terme de masse le plus général, qu'il est possible de construire, contiendra alors le terme de Dirac, plus un terme dit de Majorana, lequel a une contribution gauche et une contribution droite :

$$\mathcal{L}_m = m_D(\bar{\psi}_L\psi_R) + \frac{M_R}{2}[(\bar{\psi}^c)_L\psi_R] + \frac{M_L}{2}[(\bar{\psi}^c)_R\psi_L] + h.c. \quad (1.14)$$

En observant le terme 1.14, on remarque une différence très importante entre le terme de Dirac et le terme de Majorana. Le terme de Dirac $\bar{\psi}\psi$ est invariant sous transformations globales du groupe $U(1)$, i.e. il conserve les charges correspondant (charge électrique, nombre leptonique, barionique, etc.). En revanche, le terme de Majorana viole la conservation de tous les nombres quantiques additifs de 2 unités. Puisque la charge électrique est conservée exactement, cela signifie qu'aucune particule chargée ne peut être de type Majorana. Ainsi parmi tous les fermions, seulement les neutrinos peuvent être décrits par des champs de Majorana, et dans ce cas le nombre leptonique serait violé.

A partir de l'équation 1.14 pour un neutrino ν , nous sommes désormais prêts à introduire le mécanisme du see-saw. Le terme de Majorana pour le neutrino gauche correspond à un isospin faible $I = 1$, et il serait donc nécessaire d'introduire un triplet de Higgs pour respecter l'invariance sous transformation du groupe de jauge $SU(2)_L$. Nous ne considérons pas ici les modèles ayant un secteur de Higgs élargi (modèles de Majoron [11])⁴, il nous reste donc seulement le terme de Majorana du neutrino droit plus le terme de Dirac. L'équation 1.14 prend alors la forme :

$$\mathcal{L}_m = \frac{1}{2}(\bar{\nu}_L\bar{\nu}_R^c) \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D^T & M_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c. \quad (1.15)$$

4. Les données du LEP sur la largeur du boson Z sont incompatibles avec cette possibilité [8].

Dans ce schéma, un mécanisme très simple et élégant a été proposé, qui permet d'expliquer de façon naturelle la petitesse de la masse du neutrino par rapport à la masse du lepton chargé partenaire. Le neutrino droit, étant un singlet de $SU(2)_L$, sa masse n'est pas contrainte par l'échelle électrofaible $\sim 250 \text{ GeV}$. L'idée consiste donc à attribuer une masse très élevée au neutrino droit. Dans ce scénario, la matrice de masse M^{D+M} dans l'équation 1.15, peut s'écrire sous une forme avec structure diagonale (jusqu'à une correction de l'ordre $\epsilon = (M_R)^{-1}m_D$, où ϵ est très petit, M_R devant être très grande comparée à la masse de Dirac m_D , pour donner des petites masses aux neutrinos), à l'aide d'une transformation unitaire U :

$$U^T M^{D+M} U \simeq \begin{pmatrix} M_{leger} & 0 \\ 0 & M_{lourd} \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

avec :

$$U \simeq \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\epsilon\epsilon^\dagger & \epsilon \\ -\epsilon^\dagger & 1 - \frac{1}{2}\epsilon\epsilon^\dagger \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Pour les matrices de masse des neutrinos légers et des neutrinos lourds on aura les expressions suivantes :

$$M_{leger} \simeq -(m_D)^T (M_R)^{-1} m_D, \quad M_{lourd} \simeq M_R \quad (1.18)$$

Or, en introduisant des nouveaux champs χ_1 et χ_2^c , liés aux champs ν_L et ν_R^c via la transformation unitaire U :

$$\begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2^c \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

on obtient les états propres de masse :

$$\nu = \chi_1 + \chi_1^c = \nu^c \quad (1.20)$$

$$N = \chi_2 + \chi_2^c = N^c \quad (1.21)$$

Il est à noter, qu'en partant du terme général Dirac-Majorana 1.15, les états propres obtenus sont de type Majorana (équations 1.20, 1.21). Les valeurs de masse propre pour les neutrinos gauches sont données par :

$$m_k = \frac{(m_k^f)^2}{M_R} \quad (k = 1, 2, 3) \quad (1.22)$$

où m_k^f est la masse d'un quark ou d'un lepton chargé de génération k . Le neutrino gauche acquiert une masse inversement proportionnelle à la masse

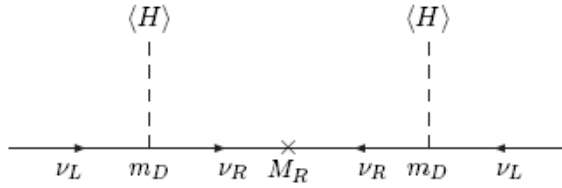


FIG. 1.2 – Génération de la masse du neutrino gauche via le mécanisme du *see-saw*.

du neutrino droit. C'est le fameux mécanisme du *see-saw*, qui est représenté dans la figure 1.2.

Une conséquence très intéressante de ce mécanisme, apparaît lorsque nous tentons d'estimer l'échelle de masse du neutrino droit nécessaire pour reproduire les observations expérimentales dans le secteur des neutrinos légers. Considérons par simplicité le cas d'une génération. Pour reproduire l'échelle de masse des neutrinos atmosphériques $m \sim \sqrt{\Delta m_{atm}^2} \simeq 0.04 \text{ eV}$, en attribuant à m^f la masse du fermion le plus lourd $m^f \sim m_{top} \simeq 170 \text{ GeV}$, on obtient $M_R = (m^f)^2/m \simeq qqs \times 10^{15} \text{ GeV}$, une échelle très proche de celle des théories de grande unification.

Nous avons montré comment le mécanisme du *see-saw*, explique non seulement la petitesse de la masse des neutrinos gauche, mais il implique également des neutrinos massifs du type Majorana. La réponse à la question sur la nature de Dirac ou de Majorana des neutrinos, viendra des expériences qui étudient la désintégration β sans émission de neutrinos ($0\nu\beta\beta$) [12].

1.2 Les oscillations des neutrinos

Le phénomène des oscillations fut originellement introduit par Pontecorvo [13] en terme de l'oscillation $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$, avant la découverte des différentes saveurs des neutrinos. En 1962, Maki et al. introduisirent la possibilité de transition entre neutrinos des différentes saveurs à travers une matrice de mélange [14]. La description actuelle du phénomène est due à Gribov et Pontecorvo [15].

Du point de vue expérimental, toutes les données disponibles à ce jour, mises à part celles de LSND (voir paragraphe 1.3), sont compatibles avec le schéma minimal d'un spectre à trois saveurs. Dans les paragraphes suivants,

nous allons décrire le formalisme des oscillations à trois saveurs dans le vide et dans la matière.

1.2.1 Les oscillations dans le vide

Les oscillations des neutrinos sont dues au fait que les états propres de saveurs ne coïncident pas avec les états propres de masse, et c'est justement leur découverte qui a permis de prouver que les neutrinos sont massifs⁵. Le mélange des neutrinos est exprimé à travers la relation :

$$\nu_\alpha = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} \nu_i \quad (1.23)$$

où la matrice U est une matrice unitaire, dite de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata. Dans le cas où les neutrinos sont des particules de Dirac, la matrice de mélange est tout à fait analogue à la matrice CKM du secteur des quarks. Elle peut être paramétrée par 3 angles et une phase δ (phase de CP). En particulier, elle se décompose comme le produit de 3 matrices comme suit :

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

où $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$. Dans le cas des neutrinos de Majorana, 2 phases supplémentaires apparaissent, et la matrice U prend la forme suivante :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

où $\alpha_{1,2}$ sont les phases de violation de CP de Majorana.

Une expérience typique d'oscillation peut se schématiser à l'instar de la figure 1.3. Dans la partie haute de la figure, un neutrino est produit en association avec un lepton chargé \bar{l}_α . Grâce à cette association, le neutrino est à sa naissance du type α . Il parcourt ensuite une distance L jusqu'au

⁵. au moins deux des trois familles.

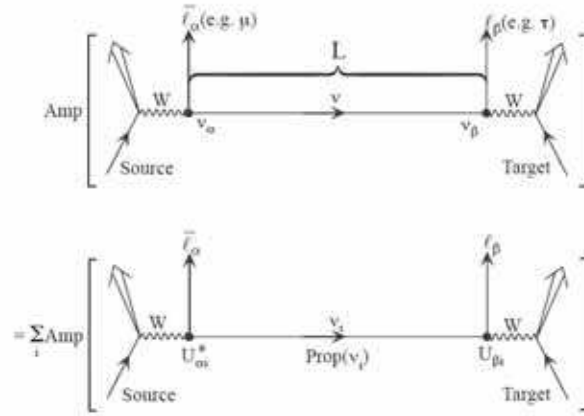


FIG. 1.3 – Schéma d'une expérience d'oscillation dans le vide.

détecteur. Lors de l'interaction avec le détecteur, un lepton l_β est produit en association avec un ν_β . C'est exactement ce type de transition $\alpha \rightarrow \beta$, que les différentes expériences d'oscillation cherchent à mettre en évidence. Afin de calculer la probabilité de transition $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$, on considère l'évolution temporelle du neutrino de la source jusqu'au détecteur. Il s'agit d'un problème de mécanique quantique, et bien qu'il n'existe pas un traitement unique de ce problème, les résultats finaux sont en général identiques. Dans une optique de synthèse, nous allons présenter ici une approche simple [18] à ce problème, en passant outre certaines subtilités discutées dans [19].

Comme nous l'avons vu dans l'équation 1.23, ν_α est une superposition cohérente des états propres de masse ν_i . Pour estimer la probabilité d'oscillation, nous devons sommer les contributions des différentes ν_i de façon cohérente. Nous considérerons donc l'amplitude du processus $Amp(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$, représentée dans la partie basse de la figure 1.3. La contribution de chaque ν_i est donnée par le produit de trois facteurs. Le premier, $U_{\alpha i}^*$, représente l'amplitude de probabilité pour qu'un neutrino de saveur α , produit dans la source, soit un ν_i . Le deuxième facteur est l'amplitude de propagation du ν_i de la source au détecteur. Nous l'appellerons $Prop(\nu_i)$. Enfin, le dernier facteur, $U_{\beta i}$, représente l'amplitude de probabilité pour que le lepton chargé, créé via l'interaction du ν_i avec le détecteur, soit un l_β . Donc nous pouvons écrire :

$$Amp(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i U_{\alpha i}^* Prop(\nu_i) U_{\beta i} \quad (1.26)$$

Considérons maintenant le système de référence où ν_i est au repos et soit τ_i le temps dans ce système de référence. Le ν_i obéit alors à l'équation de Schrödinger :

$$H|\nu_i(\tau_i)\rangle = i \frac{\partial}{\partial \tau_i} |\nu_i(\tau_i)\rangle = m_i |\nu_i(\tau_i)\rangle \quad (1.27)$$

dont la solution est :

$$|\nu_i(\tau_i)\rangle = e^{-im_i\tau_i} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.28)$$

L'amplitude $Prop(\nu_i)$ est simplement l'amplitude $\langle \nu_i(0) | \nu_i(\tau_i) \rangle$, soit $e^{-im_i\tau_i}$. Il est ensuite utile d'exprimer $Prop(\nu_i)$ dans le système de référence du laboratoire. En particulier, soit L la distance entre la source et le détecteur dans le système de référence du laboratoire et t le temps écoulé pendant ce voyage dans ce même système de référence. L est déterminé par les expérimentateurs, par le choix du site de la source et du site du détecteur. De façon similaire, t est fixé par le choix du temps auquel le neutrino est créé et celui auquel il est détecté. Les deux autres variables de laboratoire intéressantes, sont l'énergie E_i et l'impulsion p_i des états propres de masse ν_i . Grâce à l'invariance de Lorentz nous pouvons écrire :

$$m_i\tau_i = E_it - p_iL \quad (1.29)$$

En réalité, dans les expériences d'oscillation, la durée t du voyage des neutrinos, entre la source et le détecteur, n'est pas mesurée, et nous n'avons accès qu'à une valeur moyenne du temps. Supposons maintenant que deux composantes du faisceau des neutrinos, ayant des énergies E_1 et E_2 , contribuent de façon cohérente au signal dans le détecteur. Si t est le temps employé par le neutrino pour rejoindre le détecteur, alors la composante du faisceau dont l'énergie est E_j ($j = 1,2$) aura acquis un facteur de phase $e^{-iE_j t}$ à son arrivée au détecteur. Ainsi, l'interférence entre les composantes E_1 et E_2 du neutrino implique un facteur de phase $e^{-i(E_1-E_2)t}$. En effectuant une moyenne sur le temps non observé, ce facteur s'annule, *sauf* si $E_1 = E_2$. Donc les seules composantes d'un faisceau de neutrinos qui contribuent de façon cohérente au signal d'oscillation, sont celles ayant la même énergie E . Les états propres de masse ν_i ayant une énergie E et une masse m_i , ont une impulsion p_i :

$$p_i = \sqrt{E^2 - m_i^2} \simeq E - \frac{m_i^2}{2E} \quad (1.30)$$

où nous avons appliqué l'approximation ultra relativiste $m_i^2 \ll E^2$, tout à fait justifiée pour les énergies mises en jeu. A partir des équations 1.29 et

1.30, on obtient pour la phase induite par l'évolution temporelle l'expression suivante :

$$Prop(\nu_i) = \exp(-im_i^2 \frac{L}{2E}) \quad (1.31)$$

Grâce à ce résultat, on peut écrire l'amplitude d'oscillation sous la forme suivante :

$$Amp(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 \frac{L}{2E}} U_{\beta i} \quad (1.32)$$

Cette expression reste valable pour un nombre quelconque d'états propres de saveurs et de masse. En prenant le carré de l'amplitude et en exploitant l'unitarité de U , on obtient l'expression suivante pour la probabilité d'oscillation $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &\equiv |Amp(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)|^2 \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E}) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E}) \end{aligned} \quad (1.33)$$

où

$$\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2 \quad (1.34)$$

En partant de l'équation 1.33, valable pour le *neutrino*, on peut dériver l'équation correspondante pour l'oscillation de l'*antineutrino* $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$. En particulier, en appliquant une transformation CPT au processus $P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha)$, on obtient le processus $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$. En admettant l'invariance sous CPT, on peut écrire :

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) \quad (1.35)$$

A partir de l'équation 1.33, nous observons également qu'appliquer une transformation d'inversion temporelle T équivaut à prendre le complexe conjugué de la matrice U :

$$P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha; U) = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; U^*) \quad (1.36)$$

On obtient ainsi la formule d'oscillation pour l'antineutrino :

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E}) \\ &\quad - 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E}) \end{aligned} \quad (1.37)$$

A partir des équations 1.33 et 1.37, on s'aperçoit que si la matrice de mélange U est complexe (i.e. si la phase δ dans l'équation 1.2.1 est non nulle), les probabilités $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ et $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ sont en général différentes. Or, $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta$ est obtenu en appliquant CP à l'oscillation $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$, ainsi $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) \neq P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ représenterait la violation de CP dans le secteur leptonique. A ce jour la violation de CP n'a été observée que dans le secteur des quarks. Son observation dans le secteur leptonique serait très intéressante (voir paragraphe 1.3). Les expériences d'oscillation du futur visent justement à la mettre en évidence.

Nous allons maintenant résumer les différents aspects intéressants liés à l'équation 1.33, qui est l'équation maîtresse pour toutes les expériences d'oscillation.

- Si les neutrinos ont tous une masse nulle, alors $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta}$. L'observation des oscillations, comme nous l'avons déjà mentionné, implique des neutrinos massifs.
- Il existe deux types d'approche expérimentale pour détecter le changement de saveur des neutrinos. La première consiste à observer, dans un faisceau des neutrinos à l'origine pur dans une saveur α , l'apparition de neutrinos d'une nouvelle saveur β , différente de celle d'origine α . Ce type d'expériences sont appelées expériences d'*apparition*. La seconde consiste, en partant d'un faisceau de ν_α dont le flux est connu, à observer la disparition d'une partie de ce flux. On appelle ce type d'expériences, des expériences de *disparition*. En utilisant des unités appropriées, l'argument de la partie oscillatoire $\sin(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E})$ de la probabilité $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$, devient :

$$\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} = 1.27 \Delta m_{ij}^2 (eV^2) \frac{L(km)}{E(GeV)} \quad (1.38)$$

Or, pour que la probabilité d'oscillation ait une valeur appréciable, l'argument 1.38 doit être de l'ordre de l'unité. Ainsi, une expérience d'oscillation, avec un rapport $\frac{L(km)}{E(GeV)}$ donné, est sensible aux différences de masse au carré $\Delta m_{ij}^2 (eV^2)$ de l'ordre de $\sim [\frac{L(km)}{E(GeV)}]^{-1}$. Les expérimentateurs choisissent donc de façon opportune l'énergie E du faisceau et la distance L entre la source et le détecteur, selon la sensibilité désirée.

- La probabilité d'oscillation dépend seulement des *différences* des carrés des masses, et non pas des masses absolues des neutrinos. Ainsi, comme

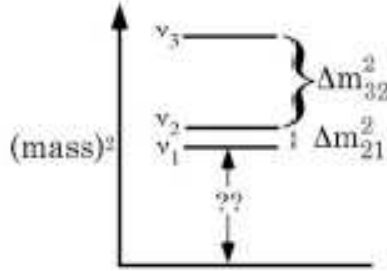


FIG. 1.4 – Un spectre possible pour les masses au carré. Les expériences d’oscillation ne peuvent pas déterminer à quelle valeur au dessus du zéro se situe le spectre.

il est illustré dans la figure 1.4, les expériences d’oscillation peuvent déterminer le spectre de différences des carrés des masses, mais elles ne peuvent pas nous dire à quelle distance de zéro se situe le spectre.

- L’unitarité de la matrice de mélange U nous assure que le changement de saveur, n’altère pas le flux total d’un faisceau de neutrinos. Néanmoins, certains saveurs $\beta \neq \alpha$, produits de l’oscillation $\alpha \rightarrow \beta$, peuvent être des saveurs *stériles*, i.e. des saveurs qui ne ressentent aucune interaction avec la matière (sauf la gravitation). Aucun type de détecteur ne peut donc observer ces saveurs. Si une fraction du flux d’origine devient stérile, une expérience, qui mesure le flux total des neutrinos *actifs*, observera un déficit du flux total.
- Les mesures des paramètres de la matrice de mélange U , montrent qu’il est possible d’utiliser avec une bonne approximation, un formalisme à deux saveurs dans la plupart des cas intéressants. En particulier la matrice U devient une simple matrice de rotation :

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.39)$$

et la 1.37 prend également une forme assez simple :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (1.40)$$

1.2.2 Les oscillations dans la matière (l'effet MSW)

Dans toutes les expériences d'oscillation, les neutrinos ne voyagent pas dans le vide, mais à travers la matière. Dans le vide, la probabilité d'oscillation ne peut pas dépasser $\sin^2(2\theta_0)$ (cf. équation 1.40), et pour de petits angles de mélange elle reste toujours faible. Il se trouve que la matière peut induire un effet de résonance qui augmente la probabilité d'oscillation, même si l'angle de mélange dans le vide est petit. C'est l'effet de résonance de Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) [27], que nous allons brièvement présenter.

Les neutrinos peuvent être absorbés ou diffusés par les constituants de la matière, en changeant leur impulsion et leur énergie. Toutefois, les probabilités de ces processus, proportionnelles au carré de la constante de Fermi G_F , sont en général très faibles. Les neutrinos peuvent également subir des diffusions élastiques vers l'avant, telles que leur impulsion ne change pas. Ce processus est cohérent et il crée des potentiels moyens V_a pour les neutrinos, proportionnels aux densités des centres de diffusion. Ces potentiels apparaissent au premier ordre en G_F , mais on pourrait s'attendre à ce qu'ils soient toujours trop petits et qu'ils n'aient pas d'intérêt pratique. En réalité, pour comprendre l'importance de l'effet matière sur les oscillations des neutrinos, il est nécessaire de comparer les potentiels induits des neutrinos V_a , avec les différences d'énergie cinétique caractéristique des neutrinos $\Delta m^2/2E$. En particulier, si les potentiels V_a sont du même ordre que ou plus grands que $\Delta m^2/2E$, la matière peut affecter les oscillations des neutrinos de façon importante.

Les neutrinos de trois saveurs interagissent avec les électrons, les protons et les neutrons de la matière, à travers des interactions courant neutre (NC) par l'échange des bosons Z^0 . Les neutrinos électroniques peuvent interagir avec les électrons du milieu, également à travers des interactions de type courant chargé (CC), par l'échange du boson W^+ (cf. figure 1.5). A basse énergie, les interactions courant chargé sont décrites par l'hamiltonien effectif :

$$H_{CC} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{e}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)\nu_e][\bar{\nu}_e\gamma^\mu(1 - \gamma_5)e] \quad (1.41)$$

qui devient après transformation de Fierz :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{e}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)e][\bar{\nu}_e\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\nu_e] \quad (1.42)$$

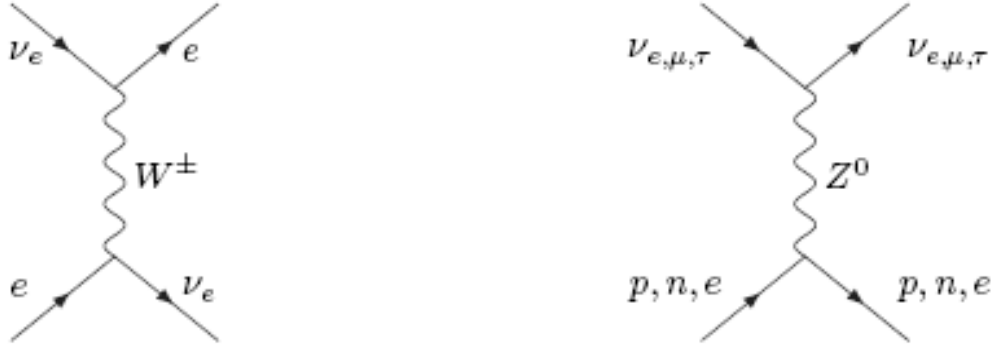


FIG. 1.5 – Diagrammes de Feynman relatifs aux interactions des neutrinos avec la matière par courant chargé et neutre.

Pour obtenir la contribution à la diffusion cohérente vers l'avant à l'énergie du ν_e dans la matière, on fixe les variables qui correspondent au ν_e et on intègre sur toutes les variables qui correspondent à l'électron :

$$\begin{aligned}
H_{eff}(\nu_e) &= \langle H_{CC}^{(e)} \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \int d^3 p_e f(E_e, T) \\
&\times \left\langle \langle e(s, p_e) | \bar{e}(x) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu_e(x) \bar{\nu}_e(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e(x) | e(s, p_e) \rangle \right\rangle \\
&= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_e(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu_e(x) \int d^3 p_e f(E_e, T) \left\langle \langle e(s, p_e) | \bar{e}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e(x) | e(s, p_e) \rangle \right\rangle
\end{aligned} \tag{1.43}$$

où s est le spin de l'électron et p_e son impulsion. Nous faisons l'hypothèse que la fonction de distribution d'énergie des électrons dans le milieu, $f(E_e, T)$, soit homogène et isotrope et qu'elle soit normalisée de la façon suivante :

$$\int d^3 p_e f(E_e, T) = 1 \tag{1.44}$$

Le symbole $\langle \dots \rangle$ dénote la moyenne sur les spineurs des électrons et la somme sur tous les électrons du milieu. On remarque que la cohérence implique que s, p_e soient égaux dans les états initiaux et finals des électrons. En effectuant l'expansion des champs des électrons $e(x)$ en ondes planes, nous obtenons :

$$\langle e(s, p_e) | \bar{e}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e(x) | e(s, p_e) \rangle$$

$$= \frac{1}{V} \langle e(s, p_e) | \bar{u}_s(p_e) a_s^\dagger(p_e) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) a_s(p_e) u_s(p_e) | e(s, p_e) \rangle \quad (1.45)$$

où V est un facteur de normalisation. En effectuant la moyenne, on obtient :

$$\frac{1}{V} \left\langle \langle e(s, p_e) | a_s^\dagger(p_e) a_s(p_e) | e(s, p_e) \rangle \right\rangle = N_e(p_e) \frac{1}{2} \sum_s \quad (1.46)$$

où $N_e(p_e)$ est la densité des électrons avec impulsion p_e . Nous avons fait l'hypothèse que le milieu soit non polarisé, et nous avons utilisé le fait que $a_s^\dagger(p_e) a_s(p_e) = \mathcal{N}_e^{(s)}(p_e)$ est l'opérateur nombre. Nous obtenons ainsi :

$$\begin{aligned} \left\langle \langle e(s, p_e) | \bar{e}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e(x) | e(s, p_e) \rangle \right\rangle &= N_e(p_e) \frac{1}{2} \sum_s \bar{u}_s(p_e) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_s(p_e) \\ &= \frac{N_e(p_e)}{2} \text{Tr} \left[\frac{m_e + \gamma_\mu p^\mu}{2E_e} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \right] = N_e(p_e) \frac{p_e^\alpha}{E_e} \end{aligned} \quad (1.47)$$

L'isotropie implique que $\int d^3 p_e \vec{p}_e f(E_e, T) = 0$. Ainsi, seulement le terme p^0 contribue, avec $\int d^3 p_e N_e(p_e) = N_e$ (la densité électronique). En remplaçant l'équation 1.47 dans l'équation 1.43, on obtient :

$$\langle H_{CC}^{(e)} \rangle = \frac{G_F N_e}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_e(x) \gamma_0 (1 - \gamma_5) \nu_e(x) \quad (1.48)$$

Le potentiel effectif pour le ν_e , induit par ses interactions CC avec les électrons du milieu est donc donné par :

$$V_{CC} = \langle \nu_e | \int d^3 x H_{CC}^{(e)} | \nu_e \rangle = \frac{G_F N_e}{\sqrt{2}} \frac{2}{V} \int d^3 x u_\nu^\dagger u_\nu = \sqrt{2} G_F N_e \quad (1.49)$$

De façon analogue, on obtient les contributions courant neutre V_{NC} aux potentiels induits par les effets matière. Vu que les interactions NC sont indépendantes de la saveur, ces contributions sont les mêmes pour les neutrinos de chaque saveur. Dans un milieu électriquement neutre, les densités des protons et d'électrons coïncident, et les contributions correspondantes à V_{NC} s'annulent. Le calcul direct de la contribution due à la diffusion NC des neutrinos, de la part des neutrons donne $(V_a)_{NC} = -G_F N_n / \sqrt{2}$, où N_n est la densité des neutrons. En combinant cette contribution avec l'équation 1.49, on obtient :

$$V_e = \sqrt{2} G_F \left(N_e - \frac{N_n}{2} \right), \quad V_\mu = V_\tau = \sqrt{2} G_F \left(-\frac{N_n}{2} \right) \quad (1.50)$$

Pour les antineutrinos il suffit de remplacer $V_a \rightarrow -V_a$.

Nous allons maintenant considérer l'évolution d'un système de neutrinos en oscillation dans la matière. Dans le vide, l'évolution du système est plus aisément suivie dans la base des états propres de masse. Dans la matière, on préfère utiliser la base des saveurs, puisque les potentiels effectifs sont diagonaux dans cette base. Considérons d'abord le cas de deux saveurs ν_e et ν_μ . La notation reste celle usuelle $\nu_l = U\nu_m$. En l'absence de matière, l'équation d'évolution dans la base des états propres de masse s'écrit :

$$i\frac{d}{dt}|\nu_m\rangle = H_m|\nu_m\rangle \quad (1.51)$$

où $H_m = \text{diag}(E_1, E_2)$. Dans la base des saveurs l'équation devient :

$$i\frac{d}{dt}|\nu_l\rangle = H_l|\nu_l\rangle = UH_mU^\dagger|\nu_l\rangle \quad (1.52)$$

Pour des neutrinos relativistes $E_i \simeq p + m_i^2/2E$, on obtient ainsi :

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_0 & \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_0 \\ \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_0 & \frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (1.53)$$

Afin de dériver l'équation correspondante dans la matière, il est nécessaire d'ajouter les potentiels induits par la matière, V_e et V_μ , aux éléments diagonaux de l'hamiltonien effectif H_l dans l'équation 1.53. Il est à noter que V_e et V_μ contiennent un terme commun dû aux interactions NC. Ces termes n'ayant pas d'influence sur les oscillations des neutrinos, nous pouvons les omettre. Nous obtenons ainsi :

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_0 + \sqrt{2}G_F N_e & \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_0 \\ \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_0 & \frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (1.54)$$

L'équation 1.54, est l'équation d'évolution qui décrit les oscillations $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ dans la matière. L'hamiltonien dans la matière H_M peut s'exprimer également sous la forme :

$$H_M = \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{pmatrix} -\cos(2\theta - x) & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos(2\theta - x) \end{pmatrix} \quad (1.55)$$

où :

$$x \equiv \frac{V/2}{\Delta m^2/4E} = 2\sqrt{2}G_F N_e E/\Delta m^2 \quad (1.56)$$

En définissant :

$$\Delta m_M^2 \equiv \Delta m^2 \sqrt{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2} \quad (1.57)$$

$$\sin^2 2\theta_M \equiv \frac{\sin^2 2\theta}{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2} \quad (1.58)$$

on peut écrire :

$$H_M = \frac{\Delta m_M^2}{4E} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_M & \sin 2\theta_M \\ \sin 2\theta_M & \cos 2\theta_M \end{pmatrix} \quad (1.59)$$

Donc, Δm_M^2 et θ_M^2 sont respectivement la différence des carrés de masse effective et l'angle de mélange effectif dans la matière.

Si on considère les oscillations dans la Terre, la densité N_e est pratiquement constante et H_M ne dépend pas de la position, comme dans le cas de H_0 . Ainsi à l'intérieur de la Terre nous avons :

$$P_M(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta_M \sin^2 \left(\frac{\Delta m_M^2 L}{4E} \right) \quad (1.60)$$

L'effet matière dépend de :

$$x = \frac{2\sqrt{2}G_F N_e E}{\Delta m^2} \propto E \quad (1.61)$$

Dans le manteau terrestre, pour $|\Delta m^2| = |\Delta m_{atm}^2| \simeq 2.7 \times 10^{-3} eV^2$, $|x| \simeq \frac{E}{12 GeV}$. Vu que $V(\bar{\nu}) = -V(\nu)$ et $x(\bar{\nu}) = -x(\nu)$, il découle que $\Delta m_M^2 \neq \Delta m_M^2$ et $\sin^2 2\theta_M \neq \sin^2 2\theta_M$. L'effet matière cause donc une asymétrie entre les oscillations $\bar{\nu}$ et ν . Cet effet doit être séparé de l'asymétrie due à la violation de CP.

De l'équation 1.58, on déduit que même un petit mélange dans le vide $\sin^2 2\theta_0$ peut être amplifié en angle quasi maximal $\sin^2 2\theta_M$ si :

$$x \simeq \cos 2\theta \quad (1.62)$$

La condition 1.62 représente la version *résonante* de l'effet MSW.

1.2.3 L'effet MSW dans le soleil

La propagation des neutrinos solaires est approximativement un phénomène à deux saveurs. Les neutrinos solaires sont des mélanges de ν_1 et ν_2 , avec une composante négligeable de ν_3 . Les deux états propres de masse forment deux états de saveur : l'état ν_e et l'état ν_x , combinaison linéaire cohérente de ν_μ et ν_τ . Pour $\theta_{atm} = 45^\circ$, $\nu_x = (\nu_\mu - \nu_\tau)/\sqrt{2}$, c'est à dire un mélange à parts égales. Le processus de changement de saveur dans le soleil

est $\nu_e \rightarrow \nu_x$. Nous pouvons décrire la propagation des neutrinos solaires à l'aide de l'hamiltonien de l'équation 1.54 :

$$H_M = \frac{\Delta m_{sol}^2}{4E} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_{sol} & \sin 2\theta_{sol} \\ \sin 2\theta_{sol} & \cos 2\theta_{sol} \end{pmatrix} + \sqrt{2}G_F N_e \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.63)$$

Dans le coeur du soleil, où les neutrinos sont produits, le coefficient du deuxième terme vaut environ :

$$\sqrt{2}G_F N_e \approx 0.75 \times 10^{-5} eV^2/MeV \quad (1.64)$$

Par comparaison, avec l'énergie typique du neutrino du 8B , $E \sim 8MeV$, et pour $\Delta m_{sol}^2 \simeq 8 \times 10^{-5} eV^2$, le coefficient du premier terme dans le vide vaut environ :

$$\frac{\Delta m_{sol}^2}{4E} \approx 0.25 \times 10^{-5} eV^2/MeV \quad (1.65)$$

Ainsi à $r = 0$ (où r est la distance du centre du soleil), le terme d'interaction de H_M est en quelque sorte dominant. Supposons que à $r = 0$, le terme dans le vide soit négligeable, H_M devient alors diagonale. Cela signifie qu'un ν_e , né à $r = 0$, est un état propre de H_M . Puisque la valeur propre du ν_e de l'hamiltonien approximatif $H_M (r = 0)$ est $\sqrt{2}G_F N_e$, et l'autre valeur propre est nulle, alors le ν_e est né dans l'état propre à plus haute énergie de $H_M (r = 0)$. Si la densité d'électrons N_e , varie assez lentement avec r , le neutrino se propage adiabatiquement jusqu'à la surface du soleil comme un état propre qui varie lentement. On peut également montrer que puisque N_e varie avec r , les valeurs propres de H_M ne se croisent jamais. Ainsi, le neutrino né à l'état propre à la plus haute énergie de H_M , émergera du soleil ($r = R_{soleil}$) toujours dans l'état à plus haute énergie. Or, $H_M(r = R_{soleil})$ est juste l'hamiltonien dans le vide H_0 , N_e étant nulle à la surface du soleil. Ainsi le neutrino émerge du soleil dans l'état propre de masse la plus lourde de l'hamiltonien à deux neutrinos dans le vide. Nous avons appelé cet état ν_2 , qui étant un état propre de masse, se comportera comme une particule ordinaire, en se propageant jusqu'à la surface de la Terre sans se transformer. La probabilité que lors d'une interaction avec un détecteur situé sur la Terre, il produise un électron, est justement la fraction de ν_e contenue dans ν_2 , $|U_{e2}|^2$. SNO a mesuré une probabilité d'environ un tiers. C'est, en bonne approximation, la façon dont fonctionne l'effet MSW à Grand Angle de Mélange (LMA-MSW).

1.3 Questions ouvertes

Nous allons maintenant présenter quelques unes des questions les plus intéressantes, auxquelles les expériences futures tenterons de donner une réponse.

- Combien d'espèces de neutrino y a-t-il? Y a-t-il parmi elles des neutrinos stériles?

Comme nous l'avons déjà mentionné, la mesure de la largeur invisible du Z^0 est compatible avec l'existence de trois familles de neutrinos actifs légers. Or, les résultats de l'expérience LSND [16][17] (*Liquid Scintillateur Neutrino Experiment*) conduisent à $\Delta m_{LSND}^2 \sim 1 \text{ eV}^2$, qui indiquerait l'existence d'une quatrième famille *stérile*, i.e. qui ne se couple pas aux bosons W et Z . En effet, puisque nous connaissons expérimentalement $\Delta m_{sol}^2 \simeq 10^{-5} \text{ eV}^2$ et $\Delta m_{atm}^2 \simeq 10^{-3} \text{ eV}^2$, la valeur de Δm^2 observée par LSND ne peut pas être accommodée dans un schéma à trois familles.

L'énigme est en cours de résolution par l'expérience MiniBooNE [25], laquelle a été conçue explicitement pour confirmer ou réfuter cette hypothèse.

Au moment de la rédaction de cette thèse, la collaboration de MiniBooNE présente ses premiers résultats relatifs aux données acquises entre 2002 et fin 2005 [26].

La collaboration a utilisé une technique dite d'*analyse aveugle*, afin d'assurer la crédibilité de ses résultats. Pendant la prise de données, la collaboration ne s'est pas autorisée elle-même à accéder aux données correspondantes à la région ("boite") d'oscillation indiquée par LSND. A l'ouverture de la "boite", la signature associée à l'oscillation était absente.

Malgré le fait que le puzzle semble finalement être résolu, l'analyse de données est à son stade initial. En particulier, il faudra étudier en détail certaines anomalies observées à basse énergie.

- Quelles sont les valeurs de masse des neutrinos?

Cette question peut se diviser en deux parties. La première concerne la hiérarchie du spectre de masse. En effet, la probabilité d'oscillation (cf. équation 1.40) dépend de $\sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right)$, donc nous n'avons pas accès au signe de Δm^2 . Si le couple de neutrinos, ν_1 et ν_2 , se situe

en bas du spectre par rapport à ν_3 , la hiérarchie est dite *normale*, le cas échéant elle est dite *inversée*. La question sur la nature du spectre est une question très intéressante, car en général les théories GUT favorisent un spectre normal⁶. Pour répondre à cette question, des expériences dites de *long base-line*, basées sur accélérateur, étudieront "l'effet matière" de la Terre sur les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ dans le secteur atmosphérique. La quantité $\Delta m_{atm}^2 \equiv \Delta m_{32}^2$ est positive pour un spectre normal, et négative pour un spectre inversé. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 1.2.2, l'effet matière induit un potentiel de signe positif pour un ν_e qui se propage dans la matière, et de signe opposé pour un $\bar{\nu}_e$. L'interférence entre l'effet matière et Δm_{32}^2 permet de lever la dégénérescence.

Nous remarquons au passage que si l'on espère détecter des ν_e et des $\bar{\nu}_e$ dans l'état final, $\sin^2 \theta_{13}$ ne doit pas être nul. Il s'en suit que notre capacité de déterminer la hiérarchie du spectre, dépend de la valeur de θ_{13} .

La deuxième partie de la question concerne l'échelle absolue de la masse du neutrino. A vrai dire, les expériences d'oscillation posent une limite inférieure sur la masse du neutrino le plus lourd $\sqrt{\Delta m_{32}^2} \simeq 0.04 \text{ eV}$.

Différentes approches expérimentales visent, non seulement à une limite inférieure, mais à une véritable valeur numérique. En particulier, l'étude de la désintégration β du tritium, la double désintégration β sans émission des neutrinos et la cosmologie. Cette dernière a déjà posé une limite supérieure intéressante [28] :

$$\sum_i m_i \lesssim 0.68 - 0.91 \text{ eV} \quad (1.66)$$

où m_i est la masse de l'état propre.

- Quelle est la valeur de θ_{13} ?

Nous observons que la phase δ de violation de CP, apparaît dans l'expression de la matrice de mélange U, en combinaison avec l'angle de mélange θ_{13} (cf. 1.2.1). Par conséquent, la connaissance de θ_{13} affecte notre capacité à mesurer la phase δ_{CP} , ainsi qu'à déterminer la hiérarchie du spectre de masse.

6. Nous rappelons à ce propos que les théories GUT relient les leptons aux quarks, pour lesquels le spectre de masse est normal. Un spectre inversé pour les neutrinos, impliqueraient une symétrie leptonique, n'ayant pas d'analogie dans le secteur des quarks.

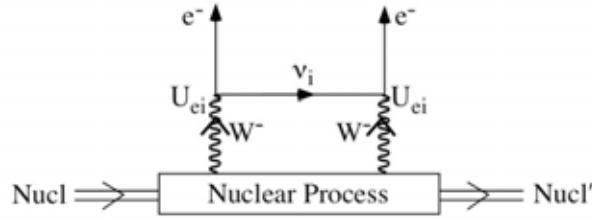


FIG. 1.6 – Désintégration double beta sans émission de neutrinos.

- Les neutrinos sont-ils identiques à leur antiparticule?

Nous avons déjà présenté l'importance d'établir la nature de la masse du neutrino, i.e. Dirac ou Majorana. L'expérience NEMO3 [12], parmi d'autres, se propose de répondre à cette question en étudiant la double désintégration β sans émission de neutrinos. En effet, le processus $N \rightarrow N + 2e^-$ ($0\nu\beta\beta$), schématisé dans la figure 1.6, viole le nombre leptonique de deux unités, ce qui permet de conclure que les neutrinos sont des particules de Majorana. Les limites actuelles sur les désintégrations $0\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo et du ^{82}Se obtenues par NEMO3, sont respectivement de $T_{1/2} > 5.8 \times 10^{23}\text{y}$ et de $T_{1/2} > 2.1 \times 10^{23}\text{y}$ [12]. L'amplitude de ce processus est proportionnelle à la quantité :

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_i m_i U_{ei}^2 \right| \quad (1.67)$$

Cette quantité est appelée la masse effective de Majorana de $0\nu\beta\beta$. Les limites mentionnées ci-dessus sur la désintégration $0\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo et du ^{82}Se , correspondent respectivement aux limites suivantes sur la masse effective de Majorana :

$$m_{\beta\beta} < 0.6 - 0.9 \text{ eV} \quad (1.68)$$

et

$$m_{\beta\beta} < 1.2 - 2.5 \text{ eV} \quad (1.69)$$

où les éléments de matrice nucléaire utilisés, sont calculés dans les références [29][30][31]. La désintégration $0\nu\beta\beta$ représente ainsi une autre façon d'accéder à la masse absolue du neutrino.

- Les interactions des neutrinos violent-elles CP?

La découverte de la violation de CP dans le secteur leptonique aurait des conséquences théoriques très intéressantes. C'est pour cela que les expériences futures concentrent leurs efforts sur cette recherche.

La violation de CP est une des conditions de Sakharov [20] pour engendrer l'asymétrie matière-antimatière présente dans l'univers. En particulier, la violation de CP observée dans le secteur des quarks [21] n'est pas assez importante pour expliquer l'asymétrie matière-antimatière observée⁷. Dans les modèles de leptogenèse [23], l'asymétrie baryonique est induite par une asymétrie leptonique, provenant de processus qui violent CP dans ce secteur.

L'univers, à l'époque du Big Bang, devait contenir de la matière et de l'antimatière en quantité égale. L'asymétrie observée aujourd'hui, serait donc le reflet d'une évolution différente pour la matière et l'antimatière, ce qui nécessite une violation de CP. Il est désormais prouvé que la violation de CP dans le secteur des quarks ne peut pas expliquer l'asymétrie observée. Il est donc très intéressant de comprendre si la violation de CP leptonique pourrait expliquer cette asymétrie. Sans entrer dans les détails techniques, on rappelle que le mécanisme du see-saw introduit un neutrino droit lourd N , ayant une masse dans le domaine $10^{(9-15)}GeV$. Ce neutrino aurait été produit lors du Big Bang, pour ensuite se désintégrer via $N \rightarrow l\phi$ et via $N \rightarrow \bar{l}\bar{\phi}$. Toutefois, si CP est violée dans ces désintégrations liées par une transformation de CP, les amplitudes correspondantes seront différentes. L'asymétrie dans les désintégrations du neutrino lourd est exprimée par la relation :

$$\epsilon_1 = \frac{\Gamma(N \rightarrow l\phi) - \Gamma(N \rightarrow \bar{l}\bar{\phi})}{\Gamma(N \rightarrow l\phi) + \Gamma(N \rightarrow \bar{l}\bar{\phi})} \quad (1.72)$$

Cette inégalité aurait conduit à un univers, contenant un nombre de

7. L'asymétrie baryonique est exprimée par la relation suivante :

$$\eta_B = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} \quad (1.70)$$

où n_B ($n_{\bar{B}}$) est la densité de baryons (antibaryons) et n_γ est la densité de photons. L'étude des anisotropies du rayonnement du fond diffus cosmologique (CMB) a permis une mesure précise de l'asymétrie baryonique [22] :

$$\eta_B = 6.1_{-0.2}^{+0.3} \times 10^{-10} \quad (1.71)$$

leptons et d'antileptons différent. Des processus non perturbatifs du MS, les *sphalérons*, auraient converti partiellement cette asymétrie lepton-antilepton en une asymétrie baryon-antibaryon [24].

1.4 Etat des lieux expérimental

1.4.1 Les neutrinos solaires

Le déficit du flux des neutrinos électroniques provenant du soleil, fut observé pour la première fois à la fin des années 60 par l'expérience Homestake [32], et il a été ensuite confirmé par Kamiokande [33], SAGE [34], GALLEX [35], GNO [36], Super-Kamiokande [37] et SNO [2]. Dans de telles expériences, le rapport entre le flux des neutrinos électroniques, et le flux attendu sur la base du Modèle Solaire Standard (SSM) [38], variait approximativement entre 1/3 et 1/2.

En 2002, deux importants résultats expérimentaux, obtenus indépendamment par SNO (*Sudbury Neutrino Observatory*) et par l'expérience terrestre KamLAND (*Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector*) ont élucidé le problème des neutrinos solaires.

Le détecteur de SNO est un détecteur Cherenkov à eau lourde (D_2O), situé à une profondeur équivalente à 6020 m d'eau, dans une mine près de Sudbury, Ontario, Canada. Ce détecteur a été conçu pour la mesure du flux des neutrinos électroniques produits par les réactions de fusion (8B) dans le coeur du soleil. En outre, grâce à l'utilisation de l'eau lourde, ce détecteur présente l'avantage unique d'être sensible également aux canaux muonique et taonique. Les neutrons dans le deutérium sont faiblement liés, ce qui rend possibles les réactions CC et NC (cf. équations 1.74 et 1.75).

Les flux sont mesurés selon les différents types d'interaction des neutrinos avec l'eau lourde :

- La réaction de diffusion élastique :

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (ES) \quad (1.73)$$

permet de détecter les neutrinos de toutes les saveurs, mais avec une sensibilité réduite pour les canaux muonique et taonique⁸.

8. Les neutrinos ν_μ et ν_τ interagissent avec l'électron seulement via courant neutre, alors que le ν_e interagit également via courant chargé. De ce fait, $\phi_{ES} = \phi_{\nu_e} + 0.1553\phi_{\nu_{\mu,\tau}}$.

- La réaction courant chargé (seuil en énergie 1.4 MeV) :

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (CC) \quad (1.74)$$

aux énergies solaires a lieu exclusivement pour les ν_e .

- La réaction courant neutre (seuil de réaction 2.2 MeV) :

$$\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x \quad (NC) \quad (1.75)$$

a la même section efficace pour toutes les saveurs ($x = e, \mu, \tau$), permettant une mesure directe du flux total de neutrinos du 8B .

En 2001, SNO mesurait les flux des neutrinos solaires à travers les interactions CC et ES des neutrinos avec l'eau lourde. Malgré le fait que la réaction ES ne puisse pas à elle seule fournir une estimation du flux total (8B), une comparaison entre le flux CC de SNO et le flux ES de SK (compatible avec celui mesuré par SNO, mais plus précis grâce à une statistique plus élevée) permet de valider l'hypothèse de l'oscillation, sans recours aux calculs du flux du SSM. La collaboration de SNO observa effectivement une différence dans les flux relatifs aux interactions CC et ES, i.e. $\phi_{CC}(\nu_e) < \phi_{ES}(\nu_x)$. Le résultat définitif fut obtenu en avril 2002 avec la mesure de $\phi_{NC}(\nu_x)$.

Grâce à la comparaison des flux mesurés à travers les réactions CC et NC on obtient⁹:

$$\phi_{\nu_{\mu,\tau}}^{NC} = \phi_{NC} - \phi_{CC} = (3.26_{-0.25}^{+0.25}(\text{stat.})_{-0.35}^{+0.40}(\text{syst.})) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (1.76)$$

En outre, le flux total des neutrinos (8B), mesuré à travers la réaction NC, est en accord parfait avec les prévisions du SSM supportant ainsi fortement sa validité.

Nous rappelons que les données sur les neutrinos solaires disponibles avant SNO, sont compatibles avec quatre régions des paramètres d'oscillation. Pour trois de ces régions, l'effet MSW est pris en compte (cf. paragraphe 1.2.3), alors que la quatrième région correspond aux oscillations dans le vide. Dans le cas des oscillations dans la matière, les régions autorisées correspondent à trois solutions possibles : la solution à Petit Angle

9. Les résultats indiqués se réfèrent à la phase 2 de SNO, qui correspond à une sensibilité plus importante aux réactions par courant neutre, obtenue en dissolvant 2 tonnes de $NaCl$ dans l'eau lourde. Les détails de cette phase sont décrits dans [41].

de Mélange (SMA-MSW), la solution à Grand Angle de Mélange (LMA-MSW) et celle à Petit Δm^2 (LOW-MSW) [39] [40]. La solution relative aux oscillations dans le vide (VO) correspond à des valeurs très petites de Δm^2 , et à une longueur d'oscillation comparable à la distance Terre-Soleil, pour les énergies typiques des neutrinos solaires ($qq \text{ MeV}$).

Une fois intégrés les résultats de SNO, un ajustement global des données des neutrinos solaires est en faveur de la solution LMA-MSW, dans un schéma à deux saveurs. Les meilleurs ajustements donnent pour les paramètres d'oscillation [41] :

$$\Delta m^2 = (6.5_{-2.3}^{+4.4}) \times 10^{-5} eV^2 \quad \tan^2 \theta = 0.45_{-0.08}^{+0.09} \quad (1.77)$$

En décembre 2002, l'expérience terrestre KamLAND [3], fournissait une preuve indépendante et conclusive, en faveur de la solution LMA-MSW, grâce aux neutrinos issus de réacteurs.

Le détecteur de KamLAND, situé dans la mine japonaise précédemment occupée par Kamiokande, a été conçu pour détecter l'oscillation des $\bar{\nu}_e$ émis par des réacteurs nucléaires. Le détecteur, qui est constitué essentiellement d'une fine sphère de matériel plastique de 13 m de diamètre, remplie par 1 kton de scintillateur liquide et équipée de 1879 photomultiplicateurs, est exposé à différents réacteurs situés au Japon et en Corée du Sud, à une distance moyenne de $\sim 180 \text{ km}$. Etant donnée l'énergie des antineutrinos ($\sim 3 \text{ MeV}$) et la distance indiquée, l'expérience a pu explorer la région des ν solaires, $\Delta m^2 \approx 10^{-5} eV^2$. La réaction utilisée pour la détection des $\bar{\nu}_e$ dans le scintillateur liquide est l'inverse de la désintégration β :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.78)$$

Les résultats de KamLAND sont compatibles uniquement avec la solution LMA-MSW, et excluent les autres solutions à 99.95% de taux de confiance. Le meilleur ajustement des données de KamLAND, combiné avec les neutrinos solaires, fournit la plus précise estimation, dont nous disposons aujourd'hui, des paramètres d'oscillation solaires :

$$\Delta m^2 = (8.2_{-0.5}^{+0.6}) \times 10^{-5} eV^2 \quad \tan^2 \theta = 0.40_{-0.07}^{+0.09} \quad (1.79)$$

Enfin, l'expérience BOREXINO [43], déjà installée au Laboratoire du Gran Sasso, est prête à démarrer et nous permettra d'affiner nos connaissances des neutrinos solaires. En particulier, grâce à une énergie de

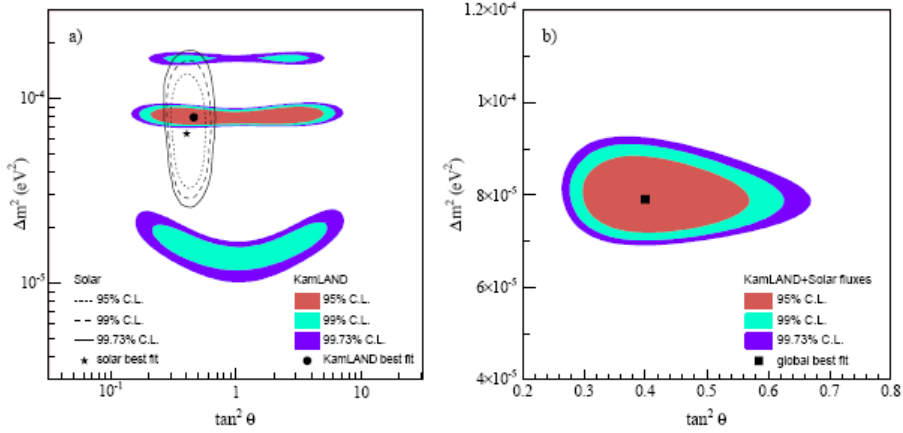


FIG. 1.7 – **A gauche**, région des paramètres permise par KamLAND (zones remplies) et par les neutrinos solaires (lignes solides). **A droite**, le résultat d'une analyse combinée à deux saveurs, de KamLAND et des flux solaires observés, en supposant la conservation de CPT.

seuil très basse (0.25 MeV), elle sera sensible aux neutrinos solaires issus du ${}^7\text{Be}$ réduisant ainsi les incertitudes sur le spectre des neutrinos solaires au delà de ce seuil.

1.4.2 Les neutrinos atmosphériques

Des neutrinos de saveur électronique et muonique sont copieusement produits dans l'atmosphère, à travers une chaîne des réactions nucléaires générées par l'impact des rayons cosmiques sur les noyaux de l'atmosphère. En particulier, des cascades hadroniques sont produites par la collision des rayons cosmiques avec les noyaux dans les couches hautes de l'atmosphère. Les processus qui dominent la production des neutrinos électroniques et muoniques, sont :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.80)$$

suivi par :

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.81)$$

Il en est de même pour π^- et μ^- . Ainsi, très grossièrement, le rapport attendu entre le flux de $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ et le flux de $\nu_e + \bar{\nu}_e$, est environ égal à 2 pour des

neutrinos de $E_\nu \lesssim 1\text{GeV}$ ¹⁰.

La découverte des oscillations est due justement aux observations sur les flux des neutrinos atmosphériques. Plus précisément, les mesures sur les flux sont données à l'aide du rapport :

$$R \equiv \frac{(N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/N(\nu_e + \bar{\nu}_e))_{data}}{(N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/N(\nu_e + \bar{\nu}_e))_{MC}} \quad (1.82)$$

Un tel rapport élimine en bonne partie des incertitudes expérimentales et théoriques, dues surtout au flux absolu. En absence d'oscillation on devrait trouver $R = 1$. De nombreuses expériences, telle que Kamiokande [45], IMB [44], Soudan [47] et MACRO [46], ont mesuré un rapport R plus petit que 1, mais seulement en 1998 Super-Kamiokande [1] fut en mesure d'interpréter, sans ambiguïté, ce résultat en terme d'oscillation.

Super-Kamiokande est un détecteur Cherenkov, contenant 50 kton d'eau et équipé de 11146 photomultiplicateurs. Le flux des neutrinos est mesuré à l'aide de l'interaction de type courant chargé :

$$\nu + N \rightarrow l + X \quad (1.83)$$

où la saveur du lepton dans l'état final permet d'identifier la saveur du neutrino incident.

Super-Kamiokande a observé un déficit d'événements de type μ , fortement dépendant de l'angle zénithal. De tels événements présentaient une inexplicable *anomalie* : le nombre d'événements diminuait (jusqu'à 50%), par rapport au nombre attendu, au fur et à mesure que la direction de provenance se déplaçait vers le bas (cf. figure 1.9). Pour ce qui concerne les événements de type électronique, on comptait autant d'événements que prévu. L'hypothèse d'oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, dans le schéma à deux saveurs, fut évoquée pour expliquer de telles observations. Pour des détecteurs proches de la superficie terrestre, la distance de vol du neutrino, et donc la probabilité d'oscillation, est une fonction de l'angle de zénith. Plus précisément, les neutrinos provenant du haut (par rapport au détecteur) parcourent environ 15 km dans l'atmosphère, alors que ceux qui proviennent du bas traversent la Terre d'un côté à l'autre avant d'interagir avec le détecteur, c'est à dire environ 13000 km (cf. figure 1.8).

¹⁰. Dans cette gamme énergétique le rapport de flux des neutrinos atmosphériques est bien connu (à moins de 3% près en dessous de $\sim 5\text{GeV}$).

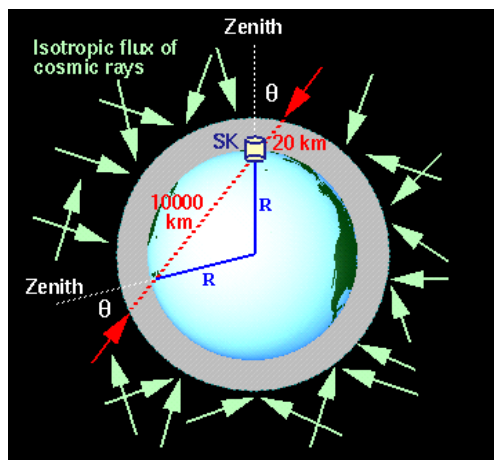


FIG. 1.8 – Les différents parcours des neutrinos atmosphériques selon leur direction de provenance.

En 1998, les mesures de Super-Kamiokande donnent un rapport $R = 0.63 \pm 0.03(stat) \pm 0.05(syst)$, pour des énergies $E \leq 1 GeV$ (région sub-GeV) et $R = 0.65 \pm 0.05(stat) \pm 0.08(syst)$ pour des énergies $E \geq 1 GeV$ (région multi-GeV)¹¹.

Sur la base des résultats les plus récents de SK [49] on obtient pour les paramètres d'oscillation les intervalles suivants (à 90% de niveau de confiance) :

$$\sin^2 2\theta > 0.92 \quad 1.5 \times 10^{-3} < \Delta m^2 < 3.4 \times 10^{-3} eV^2 \quad (1.84)$$

En 2002, l'expérience K2K [4] confirme le résultat de SK, en observant la disparition des ν_μ avec un flux maîtrisé. K2K utilise un faisceau de ν_μ , d'énergie moyenne de $1.3 GeV$, produits à KEK, à une distance de $250 km$ du détecteur de SK. Comme pour SK, le scénario favori est celui de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

Tout récemment, SK a publié un article sur l'apparition du ν_τ [50], basé sur l'analyse des données de la phase 1. La conclusion de cette étude est que, l'absence du ν_τ dans l'état final est défavorisée à 2.4σ , un résultat sans doute intéressant mais pas concluant.

¹¹. Les analyses plus récentes de Super-Kamiokande phase 1 [48], donnent $R_{sub-GeV} = 0.658 \pm 0.016(stat) \pm 0.032(syst)$ et $R_{multi-GeV} = 0.702_{0.030}^{0.032}(stat) \pm 0.016(syst)$.

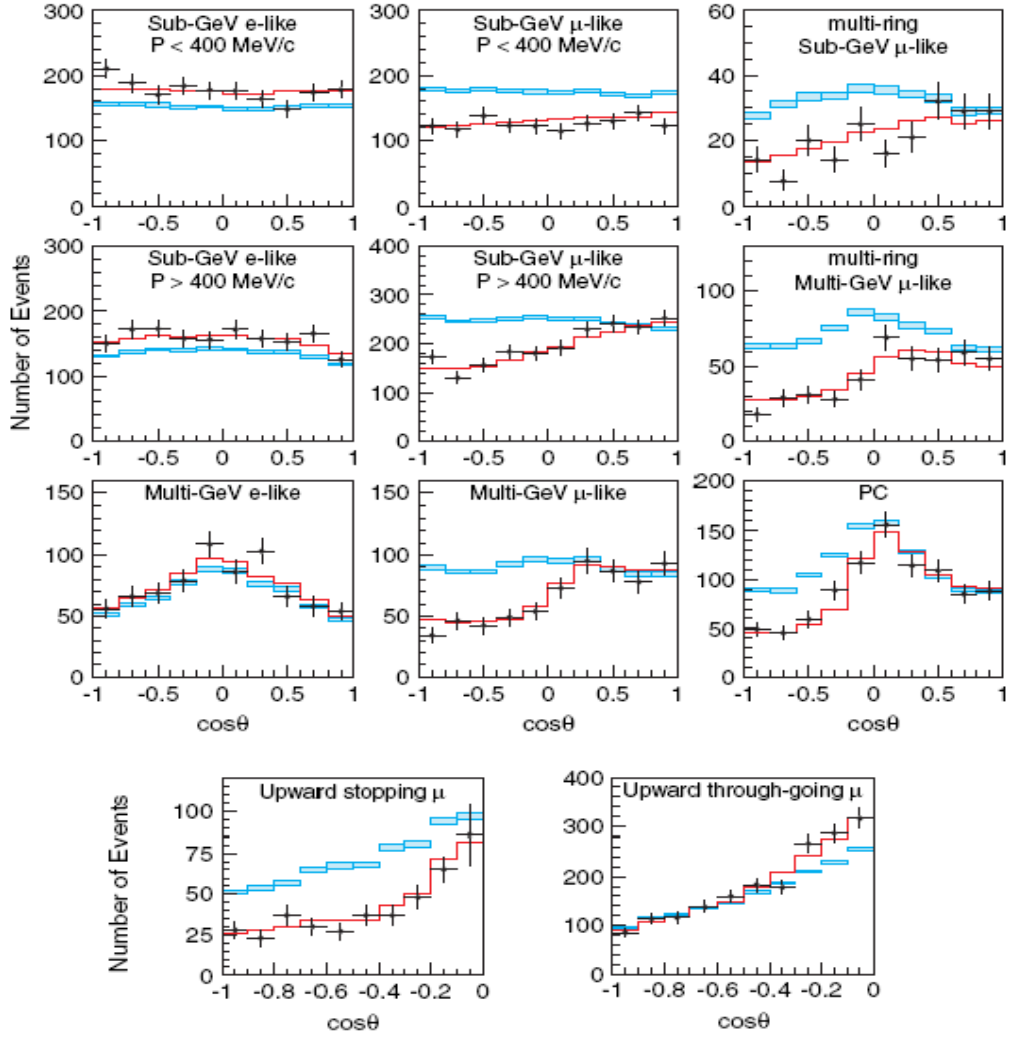


FIG. 1.9 – *Distribution de l'angle zénithal pour les événements de Super-Kamiokande [49], en fonction de leurs classification, et pour les muons dirigés vers le haut. Les points représentent les données, l'histogramme à rectangles les données MC en absence d'oscillation, et les lignes représentent le meilleur ajustement dans le cas d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, avec $\sin^2 2\theta = 1.00$ et $\Delta m^2 = 2.1 \times 10^{-3} eV^2$.*

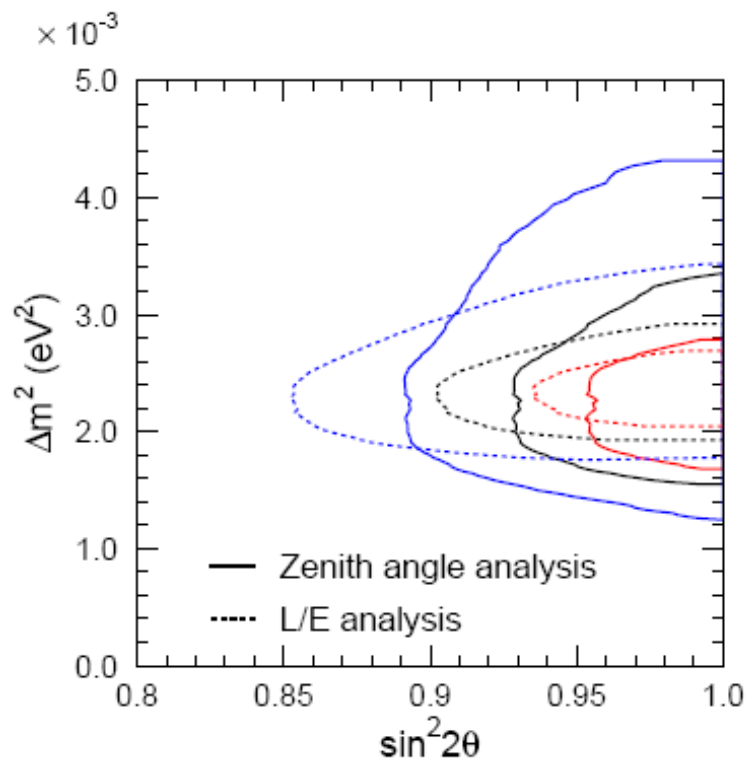


FIG. 1.10 – Zone autorisée pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ par l'expérience Super-Kamiokande, à 68%, 90% et 99% de taux de confiance, obtenue grâce à l'analyse L/E et à l'analyse de l'angle zénithal [49].

1.4.3 Le futur proche

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 1.3, l'angle de mélange θ_{13} joue un rôle très important dans la découverte de la violation de CP dans le secteur leptonique.

Du point de vue expérimental, il existe deux approches complémentaires pour la mesure de θ_{13} . La première consiste à observer la disparition de $\bar{\nu}_e$, issus de réacteurs, à une distance d'environ $\sim 1.5 \text{ km}$ ($L/E \sim \Delta m_{atm}^2$).

La probabilité de survie du $\bar{\nu}_e$ est exprimée par :

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E} + \mathcal{O}(\cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12}) + \mathcal{O}(\sin^2 \theta_{12} \sin^2 2\theta_{13}) + \mathcal{O}(\sin^2 \theta_{12} \sin^2 2\theta_{13}) \quad (1.85)$$

On remarque qu'en mesurant cette probabilité, on aura accès uniquement à la valeur de θ_{13} , d'où l'avantage de cette approche. La limite actuelle sur θ_{13} ($\sin^2(2\theta_{13}) < 0.2$) a été obtenue justement par une expérience de ce type (CHOOZ). CHOOZ n'a observé aucun signal d'oscillation, et l'analyse finale des données donne un rapport R , entre flux mesuré et flux prédit de [54] :

$$R = 1.01 \pm 0.028(stat) \pm 0.027(syst)$$

Le facteur limitant de cette expérience sont les incertitudes systématiques, dues à la production et l'interaction du neutrino. C'est pourquoi plusieurs projets sont à l'étude dans le monde entier, dont la philosophie commune est de réduire de telles systématiques, grâce à l'emploi d'un ou plusieurs détecteurs à proximité des réacteurs pour la mesure du flux initial.

Parmi ces projets, Double Chooz [55] offre l'avantage d'obtenir une mesure relativement rapide et peu coûteuse de l'angle θ_{13} , si ce dernier n'est pas trop petit : $0.19 > \sin^2 2\theta_{13} > 0.03$. L'idée est d'exploiter le site de CHOOZ existant, en ajoutant un détecteur proche, identique à celui lointain. En trois ans de prise de données, Double Chooz pourra atteindre la sensibilité indiquée, en couvrant 85% de la région autorisée.

La deuxième approche consiste à mettre en évidence l'apparition de ν_e , dans un faisceau pur de ν_μ . Il s'agit d'expériences sur accélérateur de type "off-axis long-baseline". La distance source-détecteur L est de l'ordre de quelques centaines de kilomètres et l'énergie typique est de $\sim 1 \text{ GeV}$, ce qui donne un rapport L/E similaire à celui des expériences sur réacteur. Une

des caractéristiques communes à ces futures expériences est l'idée de placer le détecteur quelques $mrad$ en dehors de l'axe principal du faisceau. En effet, les ν_μ issus de π^\pm , ont un spectre énergétique de plus en plus étroit au fur et à mesure que leur direction s'écarte de l'axe du faisceau des pions, permettant une meilleure détermination de L/E et une réduction du bruit de fond.

Dans ce cadre, l'expérience T2K [56] (*Tokai to Kamioka*), en cours de construction au Japon et dont le démarrage est prévu en 2009, va utiliser un faisceau "hors-axe" de JPARC vers le détecteur de SK, situé à une distance d'environ 295 km et à un angle de $2^\circ - 3^\circ$ par rapport à l'axe du faisceau. La puissance du faisceau de protons (0.75 MW), conduit à un faisceau de ν très intense, et préfigure le super faisceau du projet futur T2HK (voir paragraphe suivant).

Une autre expérience, NO ν A [57] (*Numi Off-axis ν_e Appearance*), sera placée sur la ligne de faisceau NuMI, à une distance d'environ 810 km et à un angle de 14 mrad . La technologie de détecteur utilisée est un scintillateur segmenté, optimisé pour la détection des ν_e . Une fois que le signal d'apparition aura été détecté, NO ν A pourra se consacrer à l'étude de la hiérarchie des masses grâce à un faisceau d'antineutrinos. Le démarrage de l'expérience est prévu en 2010.

Les deux expériences mentionnées, utiliseront un détecteur proche, censé être identique à celui lointain, afin de prédire le flux des différents types d'événements et leur spectre d'énergie attendu au détecteur lointain en l'absence d'oscillation.

Contrairement aux expériences sur réacteur, ces expériences sont sensibles à θ_{13} , θ_{23} , la phase δ de CP et au caractère normal ou inversé de la hiérarchie du spectre de masse. Cette deuxième approche a donc l'avantage d'accéder à plusieurs propriétés des neutrinos. Néanmoins, ces propriétés doivent être décorrélées les unes des autres, c'est pourquoi une mesure *propre* de θ_{13} , telle qu'elle est possible dans les expériences sur réacteur, pourra faciliter cette tâche. La figure 1.11 montre une comparaison entre Double Chooz et T2K, et la figure 1.12 la sensibilité atteinte sur θ_{13} par les différentes expériences de première et de deuxième génération en fonction du temps.

1.4.4 Le futur lointain

Les expériences du futur proche, présentées dans le paragraphe précédent, ne pourront pas épuiser les sujets de recherche sur l'oscillation des neutrinos :

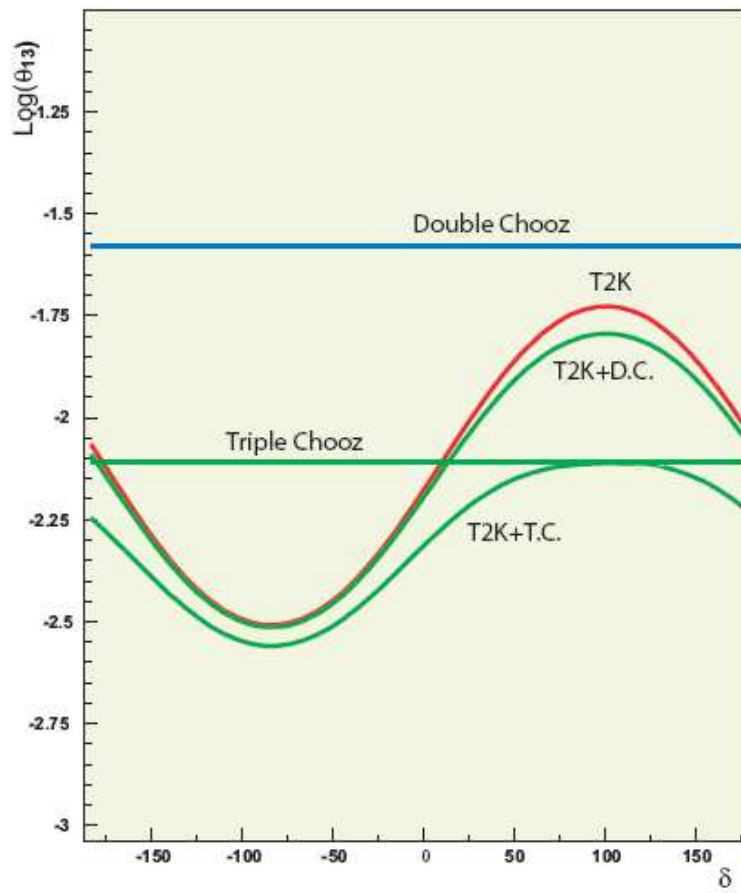


FIG. 1.11 – Sensibilité de différentes expériences à θ_{13} en fonction de δ_{CP} .

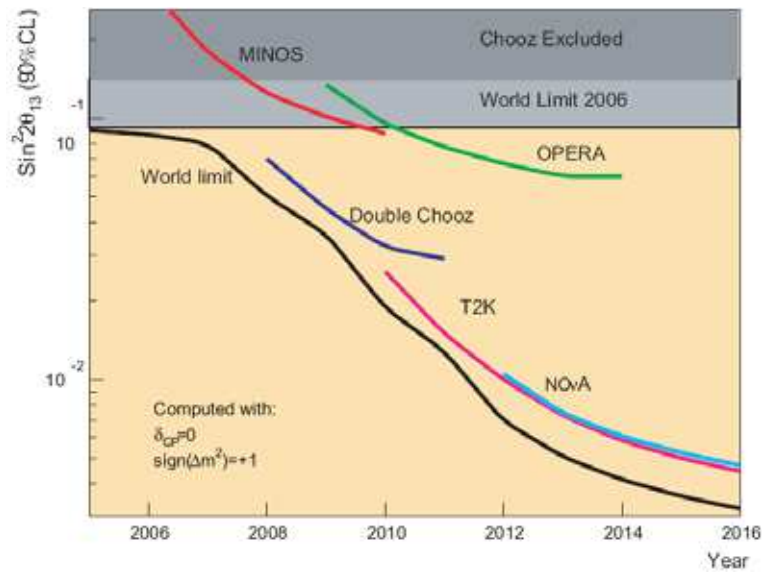


FIG. 1.12 – Sensibilité sur θ_{13} atteignable par toutes les expériences présentes et du future proche en fonction du temps.

elles ne seront pas capables de mesurer de façon non ambiguë la hiérarchie de masses et la violation de CP, quelle que soit la valeur de θ_{13} . Une nouvelle génération d'expériences d'oscillation sera nécessaire pour répondre à ces questions. Cette nouvelle génération pourra être basée sur des faisceaux de neutrinos conventionnels mais intenses (Super faisceaux) ou sur des faisceaux de nouveau concept : faisceaux Bêta et/ou Usines à neutrinos.

Pour pouvoir observer la violation de CP il est nécessaire d'améliorer d'au moins un ordre de grandeur la sensibilité de la mesure de $\sin^2 2\theta_{13}$, ce qui veut dire augmenter de deux ordres de grandeur l'intensité des neutrinos.

1.4.4.1 Les Super faisceaux

Les Super faisceaux utilisent des faisceaux conventionnels, dans lesquels les neutrinos sont produits en tant que particules secondaires, par la désintégration des pions et des kaons, mais ils fonctionnent à très haute puissance : plusieurs mégawatts, comparés aux 0.12 MW du CNGS et aux 0.25 du NuMI. A haute puissance, il est nécessaire de choisir une cible capable de supporter le passage des protons. Les énergies choisies sont faibles, afin de minimiser les effets matière et d'améliorer la pureté du faisceau (réduction

de la production des kaons dans la cible, pouvant être source de ν_e).

Le projet européen SPL-Fréjus, prévoit la construction d'un détecteur de 440 *kton* placé dans une extension du Laboratoire Souterrain de Modane à Fréjus, à une distance d'environ 130 *km*. La puissance du faisceau sera de 4 MW avec une cible en mercure liquide, et une énergie de 3.5 *GeV*.

D'autres projets envisagent d'optimiser les installations de deuxième génération, tels que T2K et NO ν A. L'optimisation de T2K, consiste à augmenter la puissance du faisceau de protons de 0.75 MW à 4 MW, et à augmenter le volume fiduciel de SK d'un facteur ~ 20 (HyperKamiokande). Ce détecteur sera également sensible à la physique de la désintégration du proton, aux neutrinos issus des SuperNova et aux neutrinos solaires.

Ces projets, dits de *short baseline*, offrent un environnement le plus propre possible pour la recherche directe de la violation de CP et de l'angle θ_{13} , car les "effets matière" sont absolument négligeables. Néanmoins, malgré le fait que la hiérarchie de masse ne puisse pas être mesurée directement, une sensibilité non triviale au $sign(\Delta m_{23}^2)$ peut être atteinte en combinant les données des accélérateurs avec les données atmosphériques.

Les limitations des faisceaux conventionnels sont les suivantes :

- contamination en $(\bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e)$ due à des pions et des kaons de mauvais signe et à la désintégration des muons. En particulier, la contamination des ν_e constitue un bruit de fond pour la mesure de θ_{13} et δ ;
- difficulté de prédiction des caractéristiques du faisceau de neutrinos, les neutrinos étant des produits secondaires;
- difficulté d'ajuster l'énergie du faisceau en cas d'optimisations nécessaires.

Toutes ces limitations peuvent être dépassées si les particules secondaires deviennent des particules primaires. A cause de la courte durée de vie du pion ($2.6 \times 10^{-8} sec$), il est impossible de collecter, focaliser et accélérer les particules parents de neutrinos à une énergie donnée. Cela devient par contre possible dans la durée de vie du muon (Usines à neutrinos) ou dans la durée de vie d'un ion radioactif (faisceaux Bêta).

1.4.4.2 Les faisceaux Bêta

Le concept des faisceaux Bêta [58] est de produire des ν_e et des $\bar{\nu}_e$ à partir de la désintégration bêta de noyaux accélérés avec une poussée de Lorentz $\gamma \sim 100$. Des ions radioactifs, émetteurs β^+ ou β^- , sont stockés dans un

anneau ayant deux sections droites qui pointent vers un ou deux détecteurs. Les noyaux radioactifs sont sélectionnés sur la base d'une courte durée de vie, de leur facilité à être produits et d'une valeur Q_β (i.e. la différence entre la somme des masses de repos dans l'état initial et dans l'état final, $(\sum_i m_i c^2)_{initial} - (\sum_i m_i c^2)_{final}$) faible, pour que les neutrinos aient une faible impulsion transverse. Les noyaux ${}^6\text{He}$ et ${}^{18}\text{Ne}$ répondent bien aux critères mentionnés.

Dans la suite, nous nous référerons en particulier au projet européen. Dans ce cas, un faisceau intense de protons est délivré par le Super Proton Linac (SPL) et frappe une cible pour la production des ions radioactifs. La partie du projet relative à la production d'ions radioactifs a été conçue en synergie avec le projet EURISOL [59], dont l'objectif est de produire des faisceaux radioactifs de haute intensité pour des études de physique nucléaire avec des applications astrophysiques. Dans le cas du ${}^6\text{He}$, la cible est constituée d'un coeur de tungstène refroidi à l'eau ou de plomb liquide, qui sert de convertisseur proton/neutron, entouré par de l'oxyde de béryllium (BeO), où les neutrons vont produire $\sim 10^{15}$ fissions par seconde. Le ${}^{18}\text{Ne}$ peut être produit par des réactions de spallation, dans ce cas les protons frappent directement une cible d'oxyde de magnésium (MgO). Les ions sont ensuite accélérés à une valeur maximale de $\gamma = 150$ pour les ${}^6\text{He}$. L'anneau de désintégration a une longueur totale de 6990 m et deux sections droites de 2500 m. Ces dimensions ont été fixées par la nécessité de courber les ${}^6\text{He}$ de $\gamma = 150$ à l'aide d'aimants supraconducteurs de 5 T. A cause de la dilatation temporelle relativiste, la durée de vie des ions est de l'ordre de quelques minutes, ce qui fait que le stockage dans l'anneau de désintégration est indispensable afin d'obtenir assez de désintégrations et donc des flux de neutrinos de haute intensité. Les flux de neutrinos et d'antineutrinos, obtenus à partir des ions ${}^6\text{He}$ ${}^{18}\text{Ne}$, pourront atteindre une intensité au laboratoire souterrain du Fréjus de l'ordre de 10^{18} par an. Dans le cas du SPL, les faisceaux Bêta pourraient être tirés sur le même détecteur utilisé par le Super faisceau.

On peut résumer les caractéristiques principales des faisceaux Bêta comme suit (cf. figure 1.13) :

- une seule saveur présente dans le faisceau;
- un spectre d'énergie défini seulement par 2 paramètres : l'énergie du point limite de la désintégration bêta et le γ de l'ion;

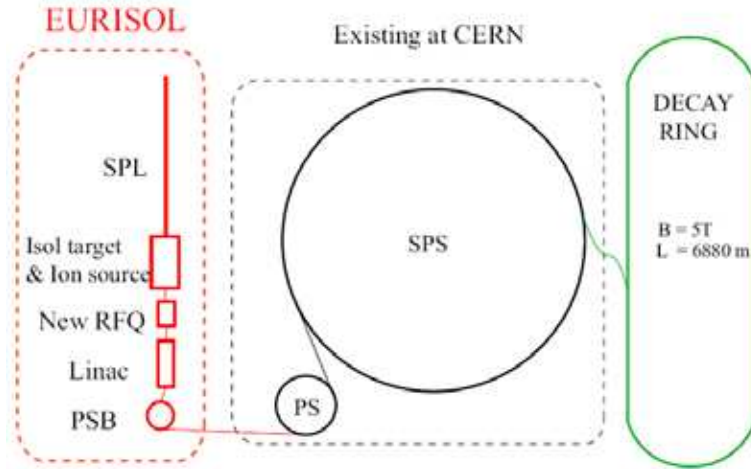


FIG. 1.13 – Schéma du complexe de faisceau Bêta du CERN.

- la normalisation du flux donnée par le nombre d'ions qui circulent dans l'anneau;
- la divergence du faisceau donnée par γ ($\theta \leq 1/\gamma$).

La sensibilité des faisceaux Bêta a été calculée en considérant un détecteur Cherenkov à eau de 440 *kton* installé au laboratoire souterrain du Fréjus, à une distance de 130 *km*. Les énergies moyennes des $\bar{\nu}_e$ et des ν_e sont respectivement de 0.24 *GeV* et 0.36 *GeV*. Dans un projet faisceau Bêta qui recherche l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$, le signal est un signal d'apparition d'événements ν_μ CC, presque exclusivement de type quasi élastique.

L'angle θ_{13} peut être mesuré par la disparition des ν_e et des $\bar{\nu}_e$, ou par l'apparition de ν_μ et des $\bar{\nu}_\mu$. Les canaux de disparition offrent une extraction plus propre de θ_{13} à partir des résultats expérimentaux, mais ils sont limités par les erreurs statistiques.

La corrélation entre θ_{13} et δ est telle que dans les canaux d'apparition la sensibilité exprimée pour $\delta = 0$ est purement indicative. La sensibilité des faisceaux Bêta est exprimée dans le plan (θ_{13}, δ) , une fois tous les autres paramètres fixés, comme le montre la figure 1.14.

La recherche d'une violation de CP peut être effectuée en comparant le nombre d'événements de type muon associés aux probabilités $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ et $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu)$. L'ajustement fournit simultanément la détermination de θ_{13} et δ , comme montré dans la figure 1.15.

L'espace des paramètres (θ_{13}, δ) où l'expérience pourrait mesurer un effet

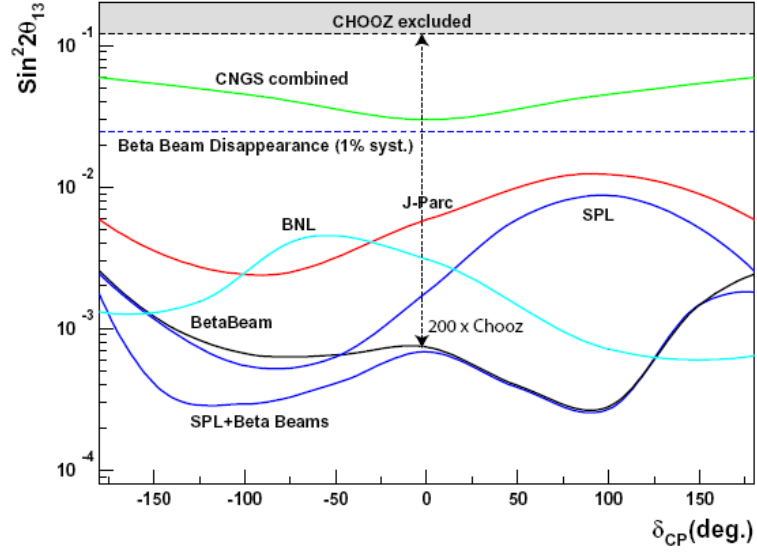


FIG. 1.14 – Sensibilité à 90% de taux de confiance, exprimée en fonction de δ pour $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$. Les sensibilités des canaux d'apparition ont été calculées en considérant $\text{sign}(\Delta m^2) = +1$ et 5 ans de prise de données.

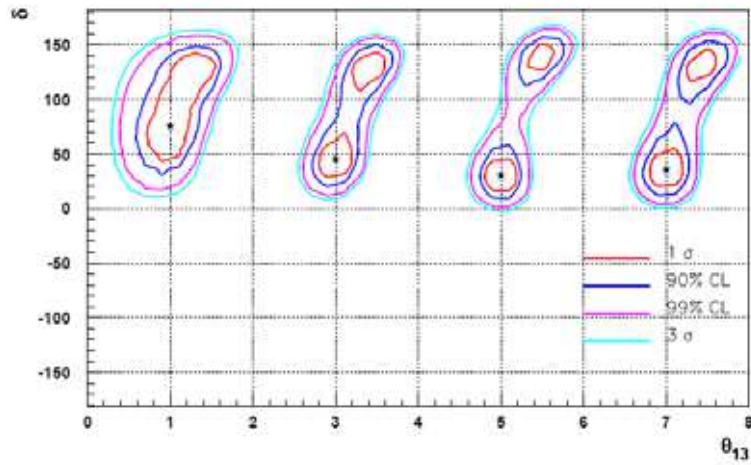


FIG. 1.15 – Ajustements de θ_{13} et δ après 10 ans de prise de données. Les courbes représentent 1σ , 90%, 99% et 3σ de taux de confiance.

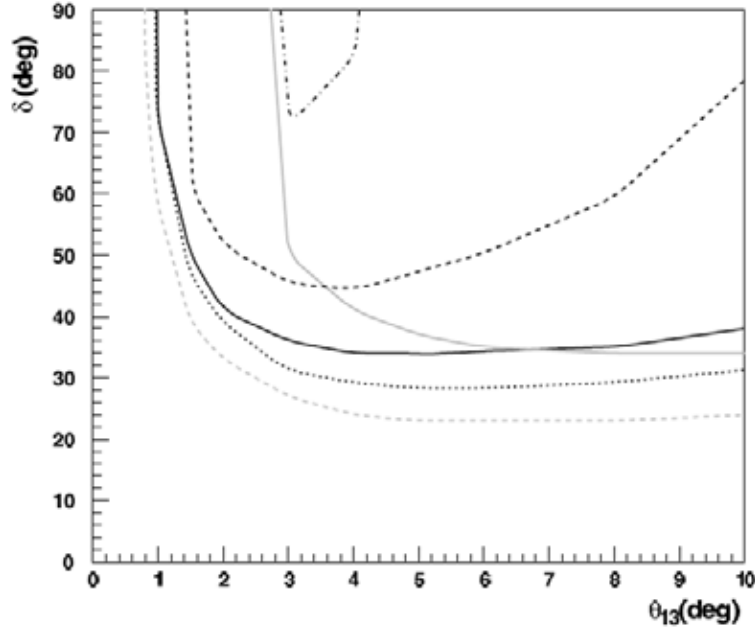


FIG. 1.16 – Potentiel de découverte de δ à 3σ calculé pour 10 ans de prise de données. Les courbes noires sont calculées avec des erreurs systématiques de 2% (ligne pleine), 5% (ligne en pointillés (traits)) et 10% (ligne en traits mixtes continus). La courbe en pointillés (points) correspond au potentiel de découverte du faisceau Bêta dans le cas de deux ions avec $\gamma = 75$ et 2% d'erreur systématique. La courbe grise pleine représente la sensibilité du Super faisceau SPL, la courbe grise en pointillés (traits) correspond au faisceau Bêta combiné avec le Super faisceau SPL. Les deux courbes sont calculées avec 2% d'erreur systématique.

de violation de CP (LCPV) à 3σ est montré dans la figure 1.16 pour des erreurs systématiques de 2%, 5% et 10%.

En conclusion, grâce à la pureté du faisceau et la distance relativement courte de la *baseline*, les faisceaux Bêta constituent un outil très puissant et *propre* pour la recherche de la violation de CP leptonique. La sensibilité à $\sin^2 2\theta_{13}$ peut être améliorée de deux ordres de grandeur par rapport aux limites actuelles.

Enfin, comme dans le cas d'HyperKamiokande, le gigantesque détecteur lointain nécessaire à ce genre de recherche, possède d'autres potentiels physique très intéressants, tels que l'étude de la désintégration du proton

et la détection des explosions de Supernova.

1.4.4.3 Les usines à neutrinos

Les usines à neutrinos [60] pourraient être l'outil ultime pour des mesures de précision dans la physique des oscillations. Contrairement aux Super faisceaux, les neutrinos sont produits par les désintégrations des muons, ce qui signifie que la composition du faisceau est connue exactement.

Comme dans le cas des Super faisceaux, les protons frappent une cible en produisant des pions et des kaons. A la différence des Super faisceaux, ce ne sont pas les neutrinos provenant de désintégrations des pions qui forment le faisceau, mais on collecte plutôt les muons issus de ces désintégrations. Afin de les accélérer ultérieurement, il est nécessaire que les muons forment des paquets avec une très faible dispersion longitudinale et transversale, i.e. ils doivent être *refroidis*. Les muons sont ensuite accélérés à des énergies projetées de 20 - 50 *GeV* et injectés dans un anneau de stockage avec deux longues sections rectilignes. Le faisceau de neutrinos est ainsi produit par les désintégrations des muons dans ces sections droites. Par exemple, pour des muons dans l'anneau de stockage, nous avons :

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.86)$$

c'est à dire un nombre égal d'antineutrinos électroniques et de neutrinos muoniques. Pour des effets à 3 saveurs, le canal d'oscillation le plus intéressant est le canal $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$, appelé *canal d'or d'apparition*. Naturellement les $\bar{\nu}_e$ qui oscillent en $\bar{\nu}_\mu$ et qui produisent des μ^+ dans le détecteur, doivent être séparés des ν_μ qui restent des ν_μ (*canal de disparition*) et produisent des μ^- (*muons de mauvais signe*) dans le détecteur. C'est pourquoi l'identification de la charge est un ingrédient crucial dans ce type d'expérience. Les défis technologiques des usines à neutrinos sont liés essentiellement à la réalisation du système de refroidissement des muons et à la construction de détecteurs de grande masse permettant d'identifier la charge.

L'objectif des usines à neutrinos est d'obtenir 10^{21} désintégrations de muons par section rectiligne et par an. Il existe des approches différentes pour atteindre cet objectif, par exemple un anneau de stockage triangulaire, qui fonctionne successivement avec des muons et des antimuons ou encore un anneau de stockage qui fonctionne simultanément avec des muons et

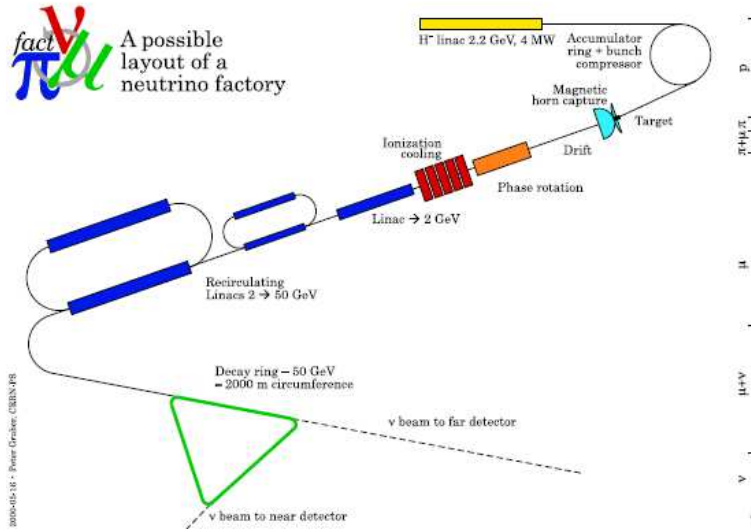


FIG. 1.17 – Schéma de principe d'une usine à neutrinos.

des antimuons circulant dans des directions opposées. Les énergies et les distances usuelles des usines à neutrinos sont respectivement $E_\mu \simeq 20 - 50 \text{ GeV}$ et $L \simeq 2000 - 4000 \text{ km}$, avec des détecteurs en fer magnétisé, ayant une masse fiducielle comprise entre 50 et 100 *kton*.

Un schéma potentiel pour une usine à neutrinos est représenté dans la figure 1.17, les composantes principales étant :

- un faisceau de proton puissant (4 MW);
- un système pour recueillir des pions et leurs produits, les muons;
- l'accélération des muons avec des accélérateurs linéaires (2 *GeV*) et circulaires (50 *GeV*) afin d'augmenter le nombre de neutrinos;
- l'injection des muons dans un anneau de stockage, où ils se désintègrent dans les sections rectilignes. Le stockage est nécessaire à cause de la longue durée de vie des muons à haute énergie. Deux sections rectilignes donnent deux baseline différentes, i.e. deux expériences à la fois.

1.4.4.4 Le problème des dégénérescences

La probabilité d'apparition pour le canal $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ dans la matière peut s'écrire pour des faibles valeurs de $\alpha \equiv \frac{\Delta m_{21}^2}{\Delta m_{31}^2} \simeq \pm 0.03$ et au deuxième ordre en $\sin 2\theta_{23}$ comme suit :

$$\begin{aligned}
P_{app} &\simeq \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \frac{\sin^2[(1-A)\Delta]}{(1-A)^2} \\
&\pm \alpha \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin \delta_{CP} \sin(\Delta) \frac{\sin(A\Delta)}{A} \frac{\sin[(1-A)\Delta]}{(1-A)} \\
&+ \alpha \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \cos \delta_{CP} \cos(\Delta) \frac{\sin(A\Delta)}{A} \frac{\sin[(1-A)\Delta]}{(1-A)} \\
&\quad + \alpha^2 \cos^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{12} \frac{\sin^2(A\Delta)}{A^2}
\end{aligned} \tag{1.87}$$

où $\Delta \equiv \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}$ et $A \equiv \pm \frac{2\sqrt{2}G_F n_e E}{\Delta m_{31}^2}$ (le signe positif correspond aux neutrinos et le signe négatif aux antineutrinos). Le signe du deuxième terme est déterminé par le choix du canal d'oscillation : il est positif pour le canal $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ et négatif pour le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Cette probabilité est sensible à la plupart des paramètres intéressants : $\sin^2 2\theta_{31}$, δ_{CP} et la hiérarchie de masse (par le biais de A). Toutefois, à cause de cette structure particulièrement compliquée, des solutions dégénérées dans l'espace des paramètres affectent l'extraction de chaque paramètre. Les solutions dégénérées non connectées (discrètes) sont : la dégénérescence de l'octant ($\theta_{23}, \pi/2 - \theta_{23}$), celle du signe de Δm_{31}^2 et la dégénérescence intrinsèque (θ_{13}, δ_{CP}). Ces dégénérescences causent une dégénérescence globale octuple. De plus, il est bien connu que les incertitudes sur la densité de matière, compliquent l'extraction des paramètres d'oscillation. Des stratégies différentes ont été proposées afin de résoudre le problème des dégénérescences.

Une approche très intéressante pour résoudre la dégénérescence intrinsèque, pourrait être la combinaison du *canal d'or* d'apparition $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ avec le *canal d'argent* $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ [61][62].

La probabilité $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(\bar{\theta}_{13}, \bar{\delta}, E_\nu)$ pour des neutrinos à une énergie fixée (et pour une distance source-détecteur donnée), calculée pour un couple donné de paramètres nominaux $(\bar{\theta}_{13}, \bar{\delta})$, définit une courbe continue d'équiprobabilité dans le plan (θ_{13}, δ) . Ainsi, pour une énergie fixée, un continuum de solutions correspond à la même probabilité.

Sur la figure 1.18, les courbes d'équiprobabilité sont superposées pour les oscillations $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ et $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ à une distance fixée, $L = 732 \text{ km}$ (la distance du CERN au Gran Sasso), avec des valeurs des paramètres fixées, $\bar{\theta}_{13} = 5^\circ$ et $\bar{\delta} = 60^\circ$, pour différentes valeurs de l'énergie du neutrino comprises entre 5 et 50 GeV . On remarque que les courbes ont une forme opposée pour les deux canaux dans le plan (θ_{13}, δ) et que toutes se croisent en un seul point physique, $\theta_{13} = \bar{\theta}_{13}$, $\delta = \bar{\delta}$, en supprimant ainsi la dégénérescence intrinsèque.

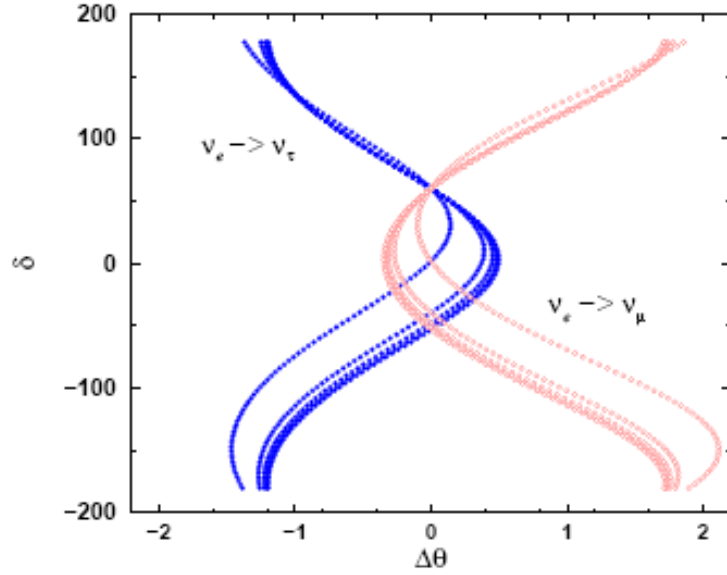


FIG. 1.18 – *Superposition des courbes d'équiprobabilité pour le canal $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ (en rouge) et pour le canal $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ (en bleu), avec $L = 732 \text{ km}$ et $\bar{\theta}_{13} = 5^\circ$, $\bar{\delta} = 60^\circ$.*

Une autre méthode très puissante, dont l'efficacité a été démontrée pour des valeurs aussi faibles que $\sin^2 2\theta_{31} \sim 10^{-4}$, est la méthode de la *baseline magique*. En regardant l'équation 1.87, on s'aperçoit que la condition $\sin(A\Delta) \equiv 0$ fait disparaître tous les termes sauf le premier, en permettant ainsi une mesure de $\sin^2 2\theta_{31}$ et de la hiérarchie de masse, privée de corrélation et de dégénérescence. Cette condition équivaut à demander $\sqrt{2}G_F n_e L = 2\pi$, indépendamment de l'énergie du neutrino et des paramètres d'oscillation, ce qui donne $L \sim 7000 - 7500 \text{ km}$ (cf. figure 1.19). Il reste enfin le problème de la dégénérescence de l'octant, dans le cas où θ_{23} n'est pas maximale. En effet, pour des valeurs très petites de $\sin^2 2\theta_{13}$ et pour θ_{23} très proche du mélange maximal, il n'y a pas de solution simple.

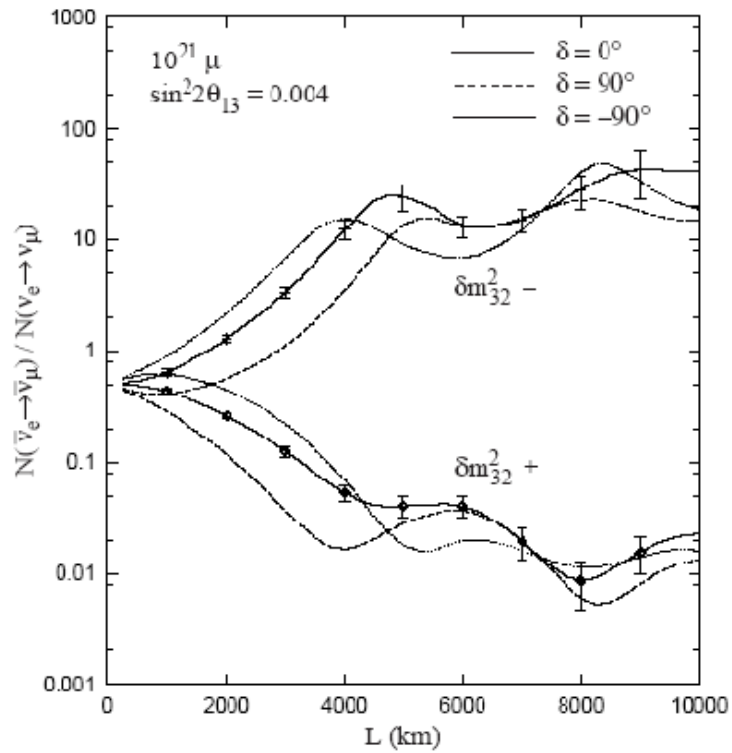


FIG. 1.19 – Evolution du rapport entre le nombre de neutrinos $\bar{\nu}_e$ ayant oscillé vers de $\bar{\nu}_\mu$ et le nombre de neutrinos ν_e ayant oscillé vers de ν_μ , en fonction de la distance source-détecteur. Les effets dus à la violation de CP sont maximales à une distance d'environ 3000 km et ils deviennent négligeables à une distance d'environ 7500 km.

Chapitre 2

L'expérience OPERA

Toutes les expériences d'oscillation menées jusqu'à aujourd'hui dans le secteur des neutrinos atmosphériques, indiquent le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, comme le canal d'oscillation favori. Néanmoins, une preuve définitive de la justesse de cette hypothèse peut venir seulement d'une expérience d'*apparition*.

L'expérience OPERA [51] (*Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus*), se propose de mettre en évidence l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, par apparition de ν_τ dans un faisceau pur de ν_μ , en utilisant une technique déjà employée dans CHORUS [52] et DONUT [53], la chambre à brouillard d'émulsion (**Emulsion Cloud Chamber** ou ECC).

Après quelques périodes de faisceau pour des tests effectués en 2006, le démarrage de l'expérience est prévu à l'automne de 2007.

Dans ce chapitre nous allons présenter les caractéristiques du faisceau CNGS ainsi que les caractéristiques du détecteur OPERA. Enfin, nous examinerons les performances de l'expérience en terme de sensibilité aux oscillations et de potentiel de découverte.

2.1 Le faisceau CNGS

Le faisceau CNGS (*CERN Neutrino to Gran Sasso*) sera produit au CERN et envoyé en direction des laboratoires nationaux du Gran Sasso (LNGS), situés à une distance de ~ 732 km. Le faisceau de ν_μ traversera la croûte terrestre, comme le montre la figure 2.1, presque sans subir d'atténuation en raison de la faible interaction des neutrinos avec la matière.

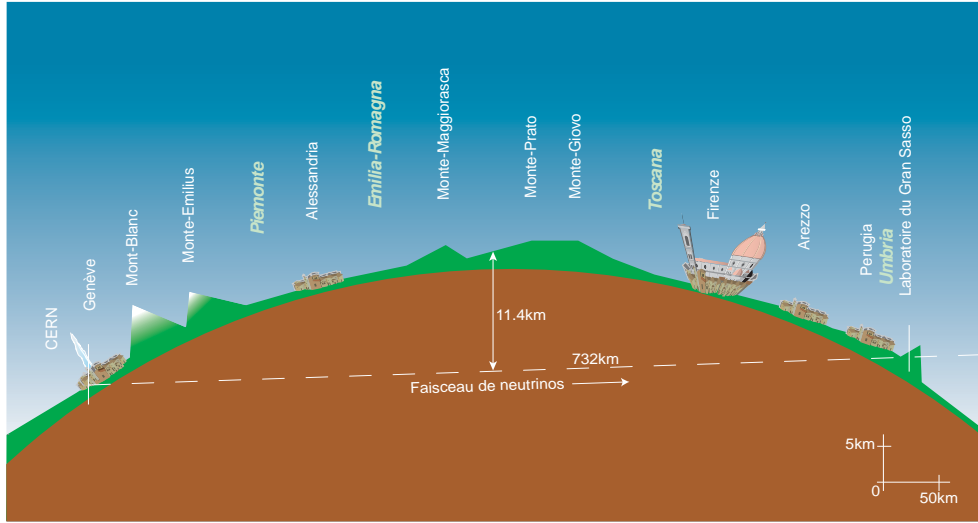


FIG. 2.1 – *Trajet de neutrinos muoniques produits au CERN et envoyés en direction du Gran Sasso.*

Les neutrinos muoniques qui constituent le faisceau seront produits par la désintégration des mésons π et K :

$$\pi^{+(-)} \rightarrow \mu^{+(-)} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \quad (2.1)$$

$$K^{+(-)} \rightarrow \mu^{+(-)} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}). \quad (2.2)$$

De tels mésons seront produits par la collision d'un faisceau de protons d'énergie de 400 GeV contre une cible de graphite [65]. La configuration relative à la production du faisceau des neutrinos est schématisée dans la figure 2.2.

Le faisceau de protons est extrait du supersynchrotron (SPS) du CERN (cf. figure 2.3), partagé avec d'autres expériences, et focalisé sur la cible. Les π^+ et K^+ résultants de l'interaction sont à leur tour focalisés par un système à deux lentilles magnétiques (*Corne* et *Réfecteur*) dans la direction du Gran Sasso. Ils passent ensuite dans un tunnel de désintégration, où une fraction des π^+ et K^+ se désintègre en vol, produisant un flux intense de ν_{μ} . A la sortie du tunnel, un absorbeur en fer sert à arrêter aussi bien les protons primaires qui n'ont pas interagi, que les particules secondaires.

Les critères de production du faisceau doivent satisfaire aux pré-requis imposés par la physique de l'expérience.

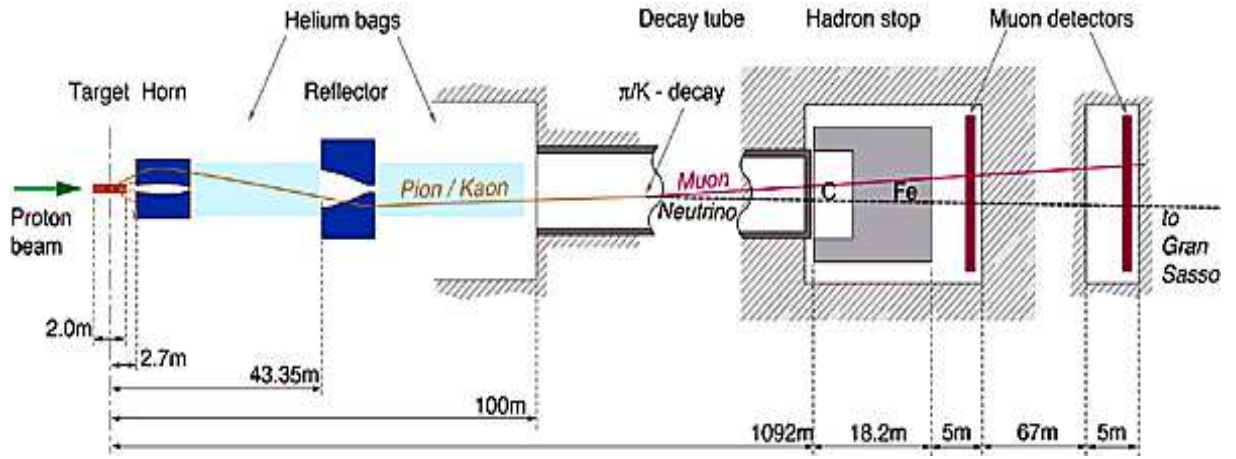


FIG. 2.2 – Schéma de la production du faisceau CNGS.

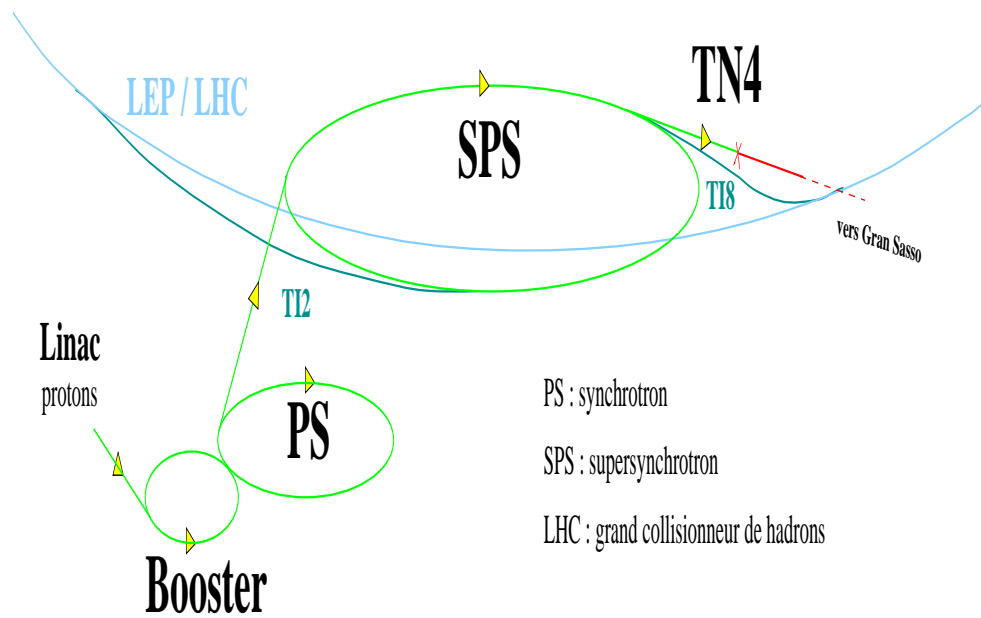


FIG. 2.3 – Extraction des protons pour le CNGS depuis le SPS.

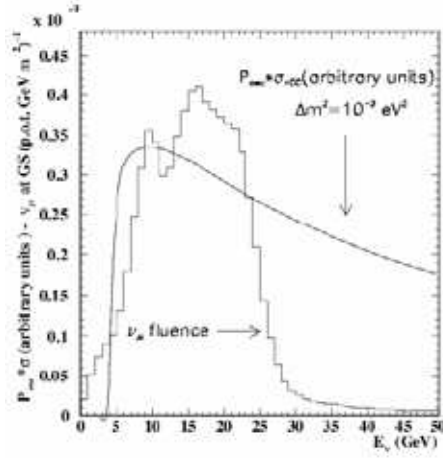


FIG. 2.4 – Flux des ν_μ au Gran Sasso. On a superposé le produit de la probabilité d’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (pour $\Delta m^2 = 10^{-3} eV^2$ et $L = 732 km$) par la section efficace d’interaction par courant chargé des ν_τ .

Dans une expérience d’apparition telle qu’OPERA, où le faisceau est majoritairement constitué de neutrinos d’une saveur déterminée, la sensibilité est limitée par l’incertitude sur la contamination des neutrinos de saveur différente. Le faisceau CNGS présente un niveau de contamination de ν_τ négligeable, permettant d’avoir une haute sensibilité. La contamination dans d’autres saveurs est surtout due aux $\bar{\nu}_\mu$ qui proviennent de la mauvaise défocalisation des mésons de charge négative. Une petite contamination en ν_e et $\bar{\nu}_e$ est également présente, ce qui constitue un bruit de fond dans la recherche des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (cf. paragraphe 2.3.3).

Un autre critère concerne l’énergie du faisceau. Les neutrinos du faisceau doivent avoir une énergie suffisante pour produire, lors de l’interaction avec la cible, le partenaire leptonique correspondant. Dans le cas du τ le seuil de production est de $\sim 3.5 GeV$ et l’énergie moyenne du faisceau $\langle E_{\nu_\mu} \rangle$ est d’environ $17 GeV$. Le choix de cette haute énergie fut pour augmenter la section efficace. On observe qu’à cause de cette contrainte, le rapport $L/E = 43 km/GeV$ ne se situe pas au maximum de la probabilité d’oscillation. L’effet est visible dans la figure 2.4, où nous avons superposé la probabilité d’oscillation sur le spectre d’énergie.

Les caractéristiques nominales du faisceau sont listées dans le tableau 2.1. Le nombre attendu d’interaction de neutrinos, en incluant toutes les saveurs

$\nu_\mu [m^2 pot]^{-1}$	7.78×10^{-9}
$\langle E_{\nu_\mu} \rangle [GeV]$	17
$\nu_\mu CC \text{ événements } [pot kt]^{-1}$	5.85×10^{-17}
$\bar{\nu}_\mu / \nu_\mu$	2.1%
ν_e / ν_μ	0.8%
$\bar{\nu}_e / \nu_\mu$	0.07%
ν_τ	négligeable

Tab. 2.1 – *Caractéristiques nominales du faisceau CNGS.*

et les interactions de courant neutre, est d'environ 18300, en 5 ans de prises de données, pour un détecteur dont la masse est de $\sim 1 \text{ kton}$. Nous allons maintenant détailler les différentes phases de la production du faisceau.

2.1.1 Production du faisceau

2.1.1.1 Production des protons

Le faisceau de protons est produit au CERN et sera partagé entre plusieurs utilisateurs. Le mode partagé fonctionne de la façon suivante : des paquets de protons sont envoyés toutes les 6 secondes au CNGS sous la forme de deux pulsations de 10 μsec espacées de 50 $m\text{sec}$. Trois de ces extractions rapides (FE) alternent avec un système d'extraction lente (SE) dédié à d'autres expériences (cf. 2.5).

Si l'on suppose une intensité de 4.8×10^{13} protons par cycle et une efficacité de 55%, le nombre attendu de protons sur la cible (*protons on target* ou *pot*), en considérant 200 jours de fonctionnement dans une année, est égal à 4.5×10^{19} .

La cible, composée de 11 cylindres de 3 mm de diamètre et de 10 cm de long, est en graphite. La longueur de la cible a été fixée à trois longueurs de radiation, de sorte que 95% des protons puissent y interagir. Le matériau et la géométrie choisis garantissent que les particules secondaires puissent sortir rapidement de la cible, en subissant le moins d'interactions possibles. En outre, la graphite permettra de résister aux élévations de température et aux chocs thermo-mécaniques. Enfin, un système de refroidissement utilisant de l'hélium gazeux permettra d'évacuer l'énergie thermique dégagée.

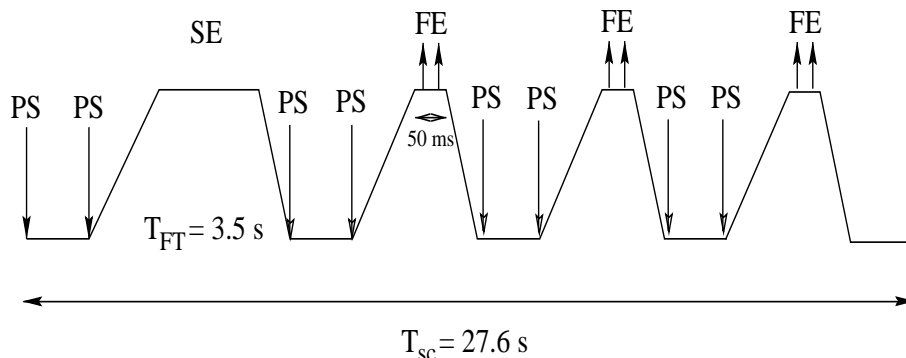


FIG. 2.5 – Cycle du SPS. On distingue les extractions lentes (SE) et les extractions rapides (FE) destinées au CNGS.

2.1.1.2 Production des π et K

Les pions et les kaons créés dans la cible sont ensuite focalisés par un système de deux cornes coaxiales, illustré sur la figure 2.6. Ce système a été conçu afin d'obtenir un faisceau parallèle de π^+ et de K^+ .

Les deux cornes sont éloignées de 40 m. La première, appelée simplement (*Corne*) a un diamètre de 80 cm et la forme de son conducteur interne a été optimisée pour focaliser les pions et les kaons de 35 GeV/c. A la sortie de la *Corne*, les particules seront plus ou moins déviées selon leur énergie.

La deuxième corne (*Réfecteur*) sert à corriger cet effet. Etant située à 52 m de la cible, son diamètre est plus important (115 cm) afin de garantir une acceptance élevée. Les cornes sont alimentées par des courants de 150 kA pour la *Corne* et de 180 kA pour le *Réfecteur*, créant des champs magnétiques toroïdaux à l'intérieur des cornes. Dans le but de minimiser les réinteractions des π^+ et des K^+ , des tubes remplis d'hélium sont placés entre les deux cornes et entre le *Réfecteur* et le tunnel de désintégration.

2.1.1.3 Faisceau de neutrinos

Une fois focalisés, les mésons passent dans un tunnel de désintégration, long de 1 km et maintenu sous vide ($P < 5$ mbar). La plupart des kaons vont se désintégrer tandis que environ 80% des pions pourra le faire. La longueur du tunnel a été choisie en fonction de deux critères concurrents. D'un côté le tunnel doit être assez long pour que la plupart des mésons aient le temps de se désintégrer, de l'autre côté il faut minimiser les désintégrations des muons en électrons, qui dégraderaient la pureté du faisceau.

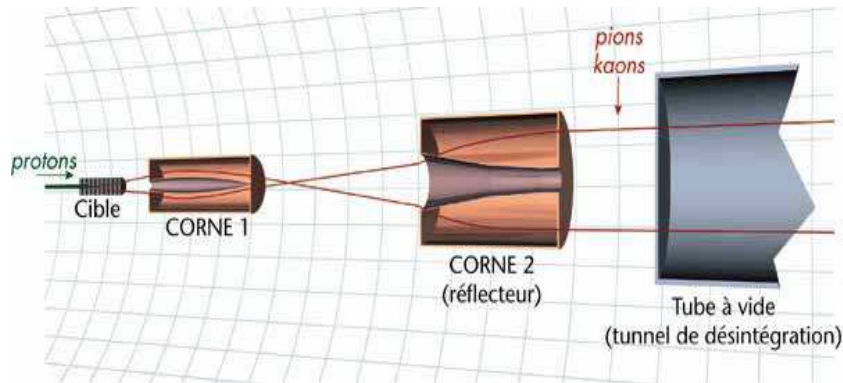


FIG. 2.6

En aval du tunnel on place un absorbeur hadronique de $4 \times 4 \times 18 \text{ m}^3$ de dimensions. Il est constitué d'un coeur de graphite, entouré de fer et qui permet d'arrêter les protons primaires qui n'ont pas interagi, les pions et kaons restants, ainsi qu'une partie des muons. Les muons restants sont stoppés par la terre et le roc environnants.

Les signaux induits par les muons, sont détectés par deux stations de détecteurs au silicium placées derrière l'absorbeur hadronique, et utilisées pour contrôler le profil du faisceau et les erreurs d'alignement.

2.2 Le détecteur OPERA

La caractéristique particulière d'OPERA concerne sa capacité à étudier l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ avec un bruit de fond limité. Les émulsions nucléaires sont un ingrédient essentiel dans cette expérience, car elles permettent grâce à une résolution spatiale élevée ($\sigma_x < 1 \mu\text{m}$), de mettre en évidence la désintégration du τ , caractérisée par une topologie spécifique à *coude* ($> 20 \text{ mrad}$).

Le détecteur d'OPERA est constitué de 154000 *briques* pour une masse totale égale à $\sim 1.3 \text{ Kton}$. L'unité fondamentale constitutive d'une brique est la chambre à brouillard d'émulsion. Celle-ci est composée d'une mince feuille d'émulsion et d'une plaque de plomb de 1 mm d'épaisseur. Chaque feuille est constituée de deux couches d'émulsion de $44 \mu\text{m}$ d'épaisseur, fixées sur un support en plastique de $205 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La solution offerte par les ECC se révèle être appropriée, car elle combine la haute résolution spatiale

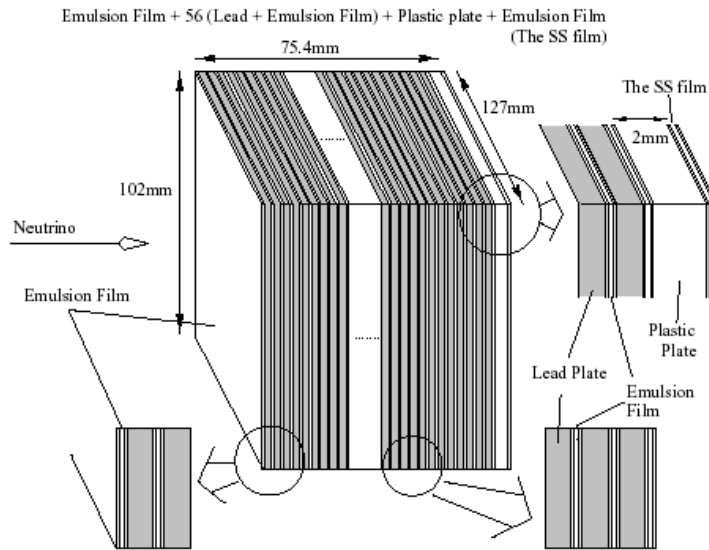


FIG. 2.7 – Schéma d'une brique.

des émulsions et une masse totale élevée de la cible donnée par les plaques de plomb.

Une brique est composée de 56 ECC plus une feuille d'émulsion, elle a des dimensions transversales égales à $(10.2 \times 12.7) \text{ cm}^2$ et une épaisseur de 7.5 cm , correspondant à environ $10X_0$ ($X_0 =$ longueur de radiation). La figure 2.7 représente schématiquement la structure d'une brique. Toutefois, il est à noter que les *feuilles amovibles (changeable sheets)* ne sont pas représentées, nous en parlerons plus en détail au chapitre 3.

La structure du détecteur est largement modulaire. Les briques sont assemblées en murs verticaux (*walls*), perpendiculaires à la direction du faisceau. En aval de chaque mur, deux plans de scintillateurs plastiques (*Target Tracker* ou *trajectographes*) sont placés, perpendiculaires entre eux.

Un mur et ses détecteurs électroniques correspondants constituent un *module*, et une séquence de 31 modules plus un spectromètre à muons constituent un *supermodule*.

La construction de deux supermodules a été achevée au printemps 2006 dans le Hall C des laboratoires souterrains du Gran Sasso (les halls du Gran Sasso sont alignés dans la direction du CERN, comme il est montré sur la figure 2.8). Le détecteur, présenté schématiquement sur la figure 2.9, est

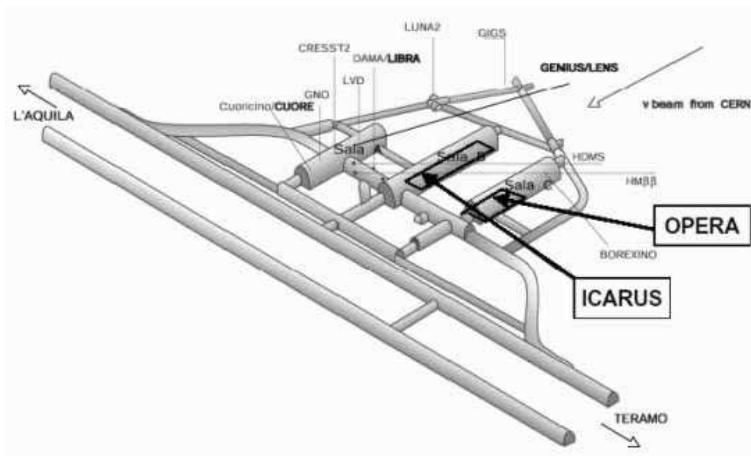


FIG. 2.8 – *Emplacement du détecteur OPERA dans le Hall C du Gran Sasso.*

protégé des rayons cosmiques qui sont majoritairement arrêtés par les 1400 mètres de roches qui surplombent les galeries.

La structure mécanique du support des murs qui accueille les briques, est constituée de bandes verticales et de guides horizontaux. Cette structure très légère, dont la masse est inférieure à 0.6% de la masse totale de la cible, permet de limiter les interactions de neutrinos à l'intérieur du volume de la cible en dehors des briques.

2.2.1 Le manipulateur de briques

La modularité de la cible permet l'extraction de la brique *touchée* et l'analyse des feuilles d'émulsion pendant le cours de l'expérience.

Un système automatique appelé BMS (*Brick Manipulator System*) est utilisé pour le remplissage des murs pendant la phase d'installation. Les briques sont positionnées avec une précision de 1 mm. Ensuite, tout au long de l'expérience, ce système sera utilisé pour l'extraction en temps réel des briques sélectionnées par les trajectographes. Tout d'abord le robot retire toutes les briques de la demi-rangée correspondante (deux BMS seront opérationnels, un de chaque côté du détecteur) jusqu'à la brique concernée, et les agence sur un carrousel (cf. figure 2.10). Ensuite, les autres briques sont réinsérées, en remplissant la place vacante avec une brique provenant de la périphérie. Les briques ne sont donc pas remplacées, mais seulement repositionnées. Naturellement, pour la reconstruction des événements, il est

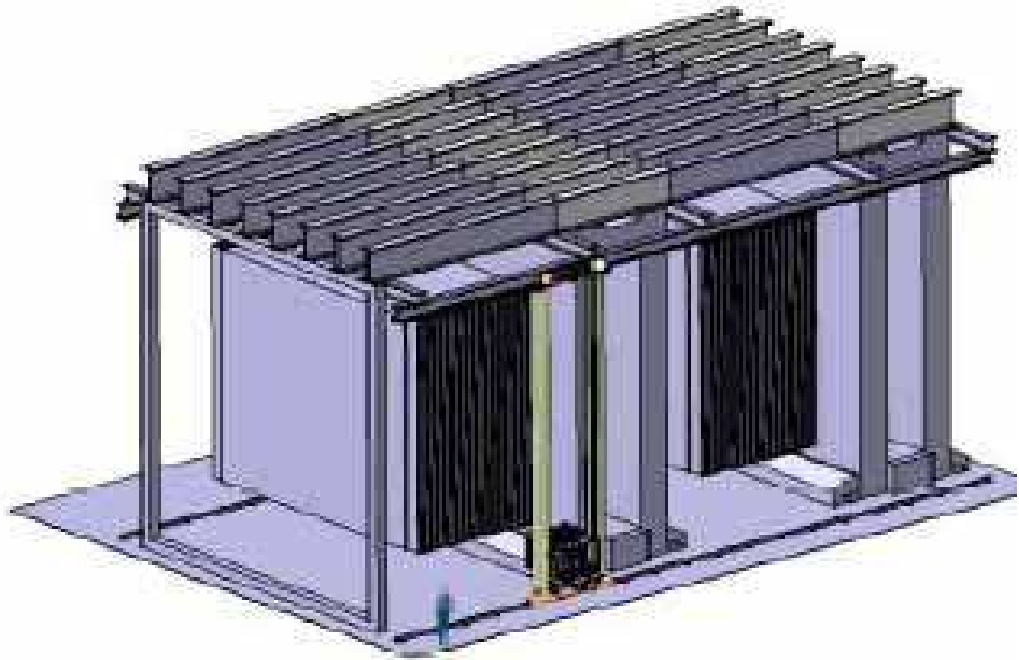


FIG. 2.9 – *Vue d'artiste du détecteur d'OPERA.*

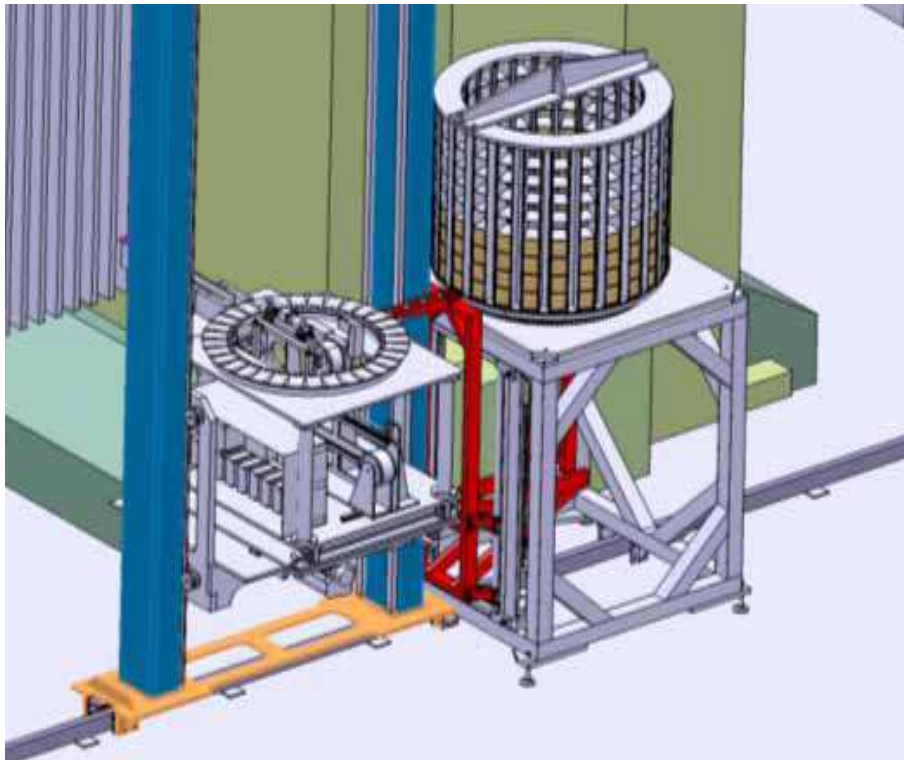


FIG. 2.10 – Schéma du manipulateur des briques. Le BMS se déplace verticalement et horizontalement pour récupérer les briques touchées par une interaction neutrino.

crucial de garder les informations sur l'historique des briques. A cette fin, une base de données est associée au BMS.

2.2.2 Les trajectographes

Les trajectographes positionnés en aval de chaque mur sont utilisés pour sélectionner, avec une grande efficacité, les briques où l'interaction de neutrinos a eu lieu, et pour orienter le scan en définissant l'aire à scanner. Sur la figure 2.11 on peut voir les plans de scintillateurs touchés par un événement τ qui se désintègre en muon.

Les plans recouvrent une surface d'environ 3000 m^2 pour chaque direction X et Y, et ils sont constitués de barreaux de scintillateurs plastiques de $2.6 \text{ cm} \times 6.9 \text{ m} \times 1 \text{ cm}$ de dimensions. Derrière chaque mur de briques, il y a quatre modules horizontaux et quatre modules verticaux, un module étant

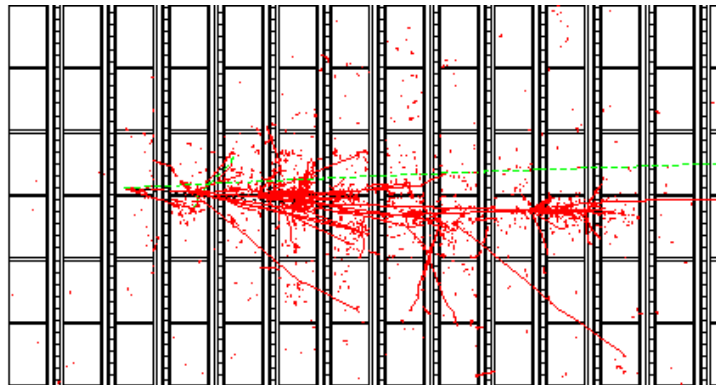


FIG. 2.11 – *Vue transversale d'un événement $\tau \rightarrow \mu$ simulé dans la cible. La longue trace verte correspond au muon.*

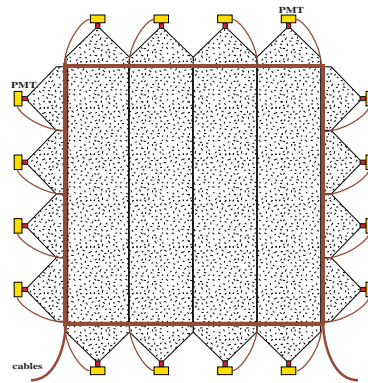


FIG. 2.12 – *Schéma des plans du trajectographe.*

formé par 64 barreaux, tel qu'illustré en figure 2.12. Les barreaux de chaque module sont reliés à un seul photomultiplicateur (PM) à 64 pixels. Au milieu de chaque barreau une gouttière a été creusée tout au long du barreau, pour loger une fibre à décalage spectral (*Wave Length Shifter*). Cette fibre réémet la lumière de scintillation dans le vert, longueur d'onde à laquelle les PM sont le plus sensibles. En outre, pour assurer une bonne collection de la lumière, chaque barreau a été recouvert par une fine couche de TiO_2 réfléchissante.

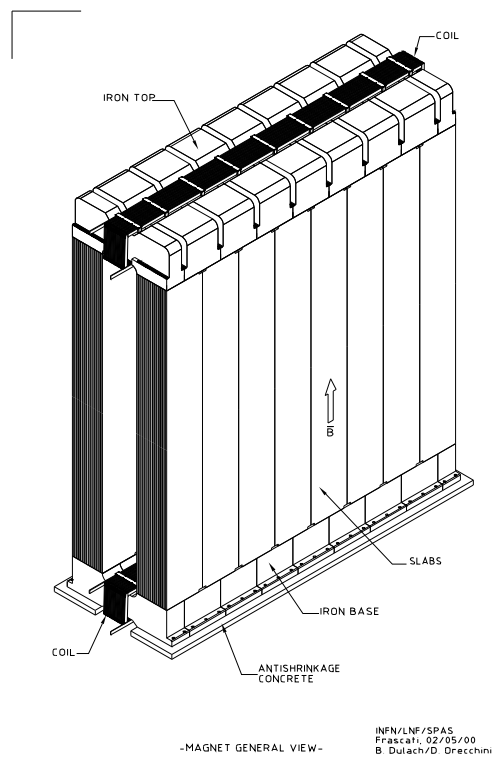


FIG. 2.13 – Vue schématique de l'aimant dipolaire.

2.2.3 Le spectromètre à muons et les trajectographes de précision

Les spectromètres à muons servent à l'identification des muons et de leur charge. Ces mesures sont nécessaires pour l'étude du canal de désintégration muonique du τ et pour la suppression du bruit de fond charmé.

Chaque spectromètre à muons [73] est constitué d'un aimant dipolaire (cf. figure 2.13), fait de deux murs de fer magnétisé.

Les murs sont composés de 12 plans de fer de 5 cm d'épaisseur, alternés avec des plans de *Chambres à Plaques Résistives* (RPC). Celles-ci fournissent un traçage grossier à l'intérieur de l'aimant, une mesure du parcours des particules s'arrêtant dans l'aimant et une analyse calorimétrique des hadrons. Un courant de 1200 A circule dans deux bobines situées en bas et en haut du spectromètre, afin de créer un champ magnétique à peu près uniforme dans le volume traçant, i.e. dans les murs. Le champ magnétique est égal à 1.5 T, les lignes de champ étant opposées dans les deux murs.

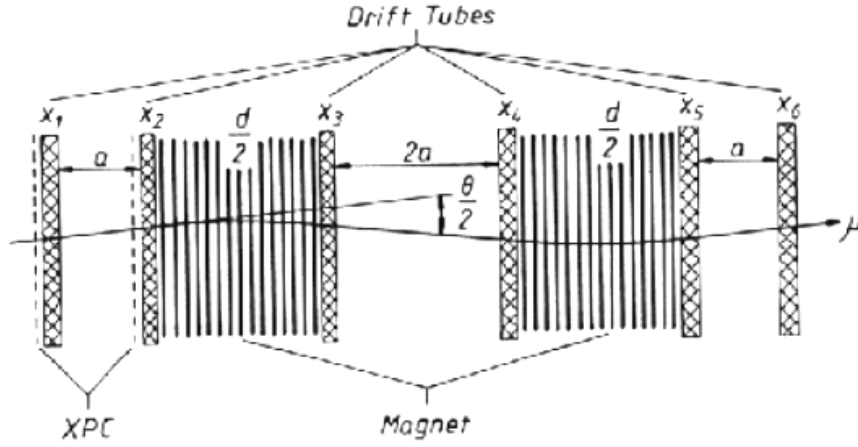


FIG. 2.14 – Vue transversale du spectromètre à muons.

Des stations de tubes à dérive ainsi que des plans de RPC inclinés à $\pm 45^\circ$ (XPC) sont positionnés (*Trajectographes de précision*) en amont et en aval des aimants (cf. figure 2.14). Des tubes à dérive ont également été ajoutés entre les deux murs de fer (espacés de 1 m).

La résolution spatiale des *Trajectographes de précision* est inférieure à $300 \mu m$, ce qui donne une résolution sur l'impulsion de 20 - 25% pour des muons de 6.5 GeV . L'efficacité d'identification des muons sera supérieure à 95%.

2.3 Performances

2.3.1 Signal et bruit de fond

Le signal d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ correspond à la détection des interactions courant chargé du neutrino τ dans la cible : $\nu_\tau N \rightarrow \tau^- X$. La mise en évidence du τ , dans l'état final de la réaction, s'effectue par l'identification des modes de désintégration dans les canaux électronique, muonique et hadronique (avec un seul hadron chargé dans la voie finale¹) suivants :

$$\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu \quad (B.R. = 17.4\%), \quad (2.3)$$

1. Le canal de désintégration du τ en 3 hadrons chargés ($\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \nu_\tau$) n'est pas exploité bien que le taux de branchement soit de l'ordre de 15%. En effet, le rapport signal sur bruit est moins favorable que dans les autres canaux. Toutefois, une première analyse [72] montre que son utilisation pourrait améliorer les performances actuelles d'OPERA.

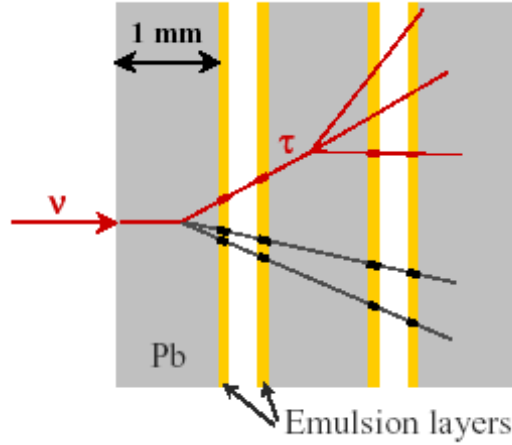


FIG. 2.15 – Vue schématique d'une interaction ν_τ dans une brique d'OPERA.

$$\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e \quad (B.R. = 17.8\%), \quad (2.4)$$

$$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau (n\pi_0) \quad (B.R. = 51.3\%). \quad (2.5)$$

Une interaction de ν_τ dans la cible est représentée schématiquement dans la figure 2.15. A cause du court temps de vie du τ (2.9×10^{-13} sec), la précision requise par le trajectographe est micrométrique.

Le canal de désintégration électronique est identifié par la perte d'énergie caractéristique de l'électron dans la structure plomb/émulsion de la brique [71]. La principale source de bruit de fond pour ce canal est représentée par la production de particules charmées en interaction ν_μ courant chargé avec désintégration électronique, dans laquelle le muon primaire n'est pas identifié.

Les désintégrations muoniques sont caractérisées par un muon identifié dont l'origine est le *coude* de la trace du τ . Pour de telles désintégrations, le bruit de fond est dû essentiellement à la diffusion à grand angle des muons dans les plaques de plomb, et de la désintégration muonique de particules charmées.

Les désintégrations hadroniques sont définies comme des désintégrations dans lesquelles la particule issue du *coude* d'interaction n'est identifiée ni comme un électron ni comme un muon. Dans ce cas, la production de particules charmées avec désintégration hadronique successive et les réinteractions hadroniques dans le plomb, contribuent au bruit de fond.

Δm^2	$1.9 \times 10^{-3} eV^2$	$2.4 \times 10^{-3} eV^2$	$3.0 \times 10^{-3} eV^2$	bruit de fond
signal	4.9	7.9	12.3	0.5
améliorations*	6	9.6	14.9	0.7

TAB. 2.2 – Nombre d'événements τ et de bruit de fond attendus dans OPERA en 5 ans de prise de données. Les événements τ sont reportés pour trois valeurs différentes de Δm^2 dans l'hypothèse de mélange maximal. *améliorations possibles incluant l'efficacité de trouver les briques [69] et le canal supplémentaire en 3 hadrons [72].

Dans le tableau 2.3, on résume les différentes contributions au bruit de fond dans les 3 canaux de désintégration du τ . En prenant en compte 5 ans d'activité opérationnelle du faisceau CNGS, avec une intensité nominale, OPERA recueillera le nombre d'événements τ et de bruit de fond listés dans le tableau 2.2, pour trois valeurs de Δm^2 dans l'hypothèse de mélange maximal.

bruit de fond:	$\tau \rightarrow e$	$\tau \rightarrow \mu$	$\tau \rightarrow h$	total
charmé	0.157	0.007	0.121	0.286
diffusion de muons à grand angle		0.087		0.087
hadronique		0.070	0.087	0.157
total	0.157	0.164	0.208	0.530

TAB. 2.3 – Les différentes contributions au bruit de fond dans les 3 canaux de désintégration du τ pour $4.5 \cdot 10^{19}$ pot/an et pour 5 ans de prise de données.

2.3.2 Sensibilité à l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

La sensibilité d'OPERA à l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ à 90% de taux de confiance, a été calculée dans le cadre statistique de Feldman et Cousins [70] (cf. figure 2.16), en tenant compte de la perte de masse du détecteur, due au retrait des briques. En 5 ans de prise de données, OPERA sera capable d'explorer toute la région de l'espace des paramètres admise par SK et K2K.

Nous pouvons également estimer la sensibilité de l'expérience en présentant son potentiel de découverte. La figure 2.17 montre la probabilité $P_{4\sigma}$ de trouver un nombre d'événements candidats ν_τ supérieur à une fluctuation du bruit de fond de 4σ . Les différentes courbes tiennent compte des possibles améliorations en relation avec la réduction du bruit de fond.

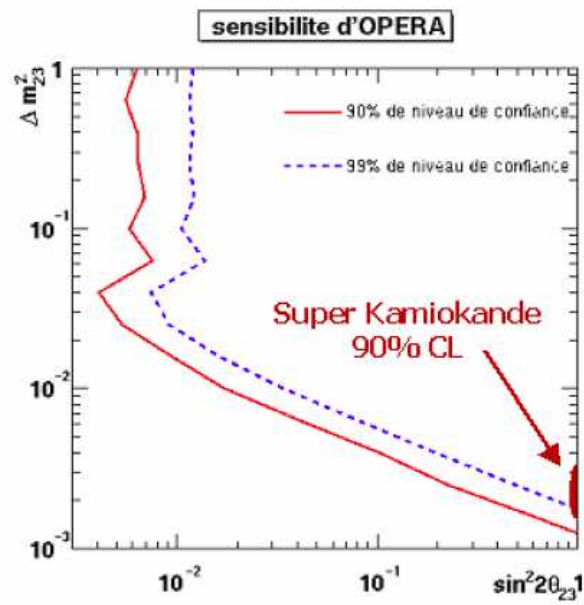


FIG. 2.16 – Courbe de sensibilité de l'expérience à 90% de taux de confiance en 5 ans d'exposition au faisceau CNGS. La région autorisée par les données de SK est également représentée. (Cette courbe se réfère à la valeur originelle de la masse de la cible d'OPERA, cf. texte).

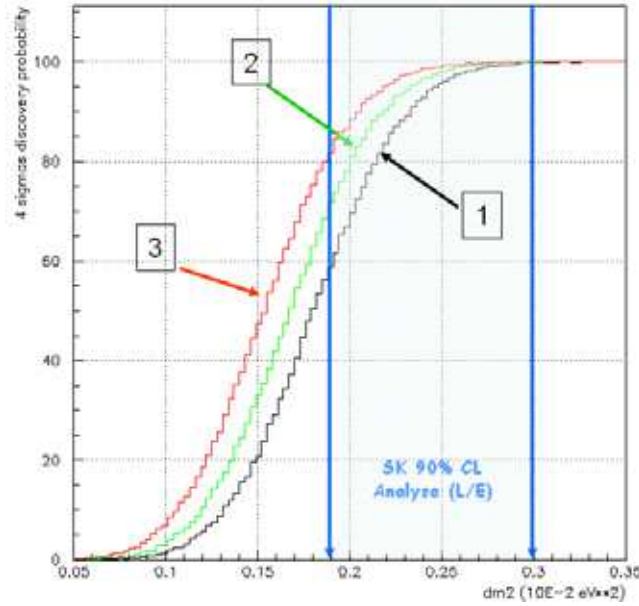


FIG. 2.17 – Potentiel de découverte en fonction du bruit de fond: **courbe noire** pour les valeurs nominales du bruit de fond d'OPERA; **courbe verte** pour une réduction du bruit de fond de 30 %; **courbe rouge** pour une réduction du bruit de fond de 50 %. La zone entre les deux flèches bleues correspond aux valeurs autorisées par Super-Kamiokande à 90% C.L. pour l'analyse L/E. (Les courbes se réfèrent à la valeur originelle de la masse de la cible d'OPERA).

Pour $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$, le potentiel de découverte à 4σ se situe autour de 95%. La figure 2.18 représente le potentiel de découverte en fonction de la masse de la cible d'OPERA. En effet, la masse de la cible mentionnée au paragraphe 2.2, représente 75% de la masse prévue originellement pour OPERA.

2.3.3 Sensibilité à l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

La cible d'OPERA se révèle particulièrement adaptée à l'identification des électrons, ceci rend l'expérience également sensible au canal d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ [75]. Toutefois, ce canal a un bruit de fond beaucoup plus élevé par rapport au canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, OPERA n'étant pas optimisée pour ce type de recherche.

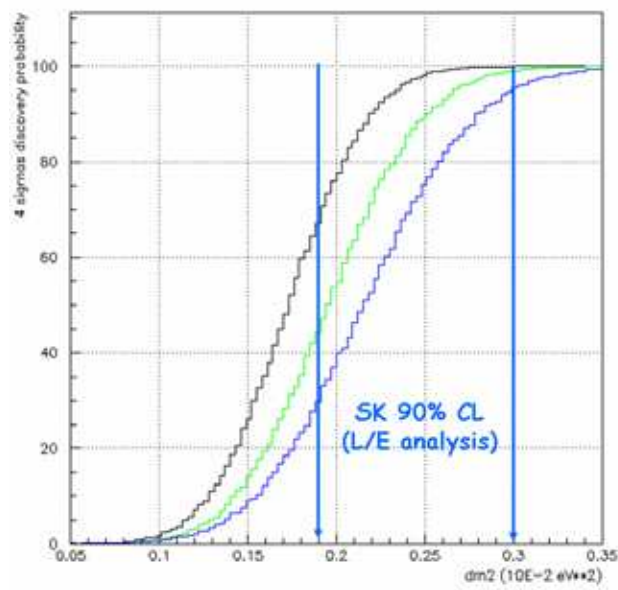


FIG. 2.18 – *Potentiel de découverte en fonction de la masse de la cible : courbe noire pour la masse de la cible prévue originellement pour OPERA; courbe verte pour une réduction de 30% de la masse de la cible initiale; courbe bleu pour une réduction de 50% de la masse de la cible initiale.*

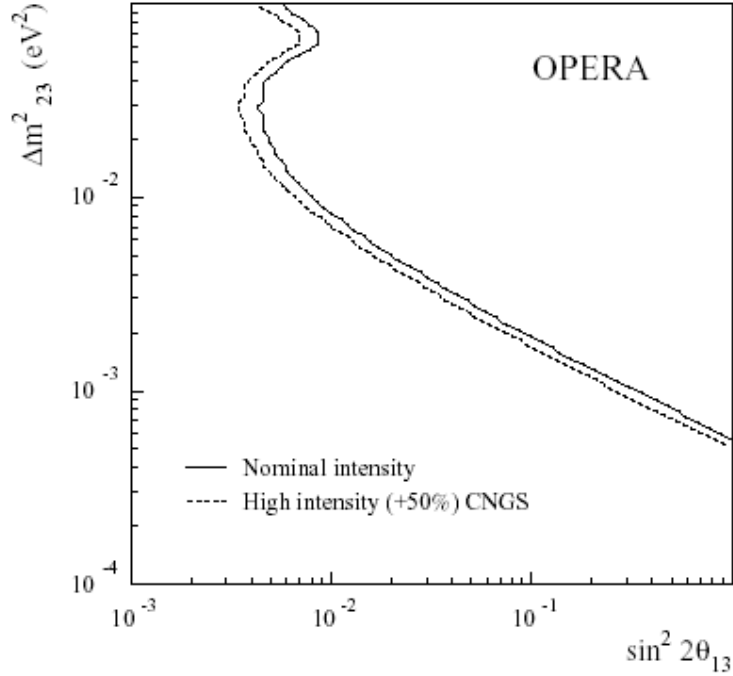


FIG. 2.19 – Sensibilité d’OPERA à l’angle θ_{13} à 90% de taux de confiance dans un modèle de mélange à 3 saveurs avec $\theta_{23} = 45^\circ$ [75]. (Cette courbe se réfère à la valeur originelle de la masse de la cible d’OPERA).

Une première source de bruit de fond dans le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ est la contamination en ν_e ($\sim 1\%$) du faisceau. Une autre contribution provient de la désintégration des pions neutres produits par des interactions NC de ν_μ ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ avec $\gamma \rightarrow e^+e^-$). L’oscillation *dominante* $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (avec désintégration du τ en électron) contribue également au bruit de fond, tout comme les interactions CC de ν_μ dans lesquelles le muon n’est pas identifié et une autre particule *mime* un électron.

La figure 2.19 représente la sensibilité d’OPERA à l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. L’expérience devrait améliorer d’au moins un facteur 1.5 la limite actuelle sur θ_{13} obtenue par CHOOZ [75].

2.3.4 La première exposition au faisceau CNGS

L’installation du détecteur débuta au printemps 2003. Le premier spectromètre fut achevé, avec l’instrumentation associée, en mai 2004, ainsi

que la première moitié de la structure de support des murs. Au début 2005, le deuxième spectromètre fut achevé et au printemps 2006 tous les plans de scintillateurs étaient installés. La production des briques, toujours en cours, débuta en octobre 2006.

Le remplissage des murs est rythmé par la production des briques par un automate dédié (*Brick Assembling Machine* ou BAM, cf. chapitre 3) et par leur insertion par le BMS. Actuellement la vitesse de remplissage est de ~ 1000 briques/jour.

En août 2006, une première exposition au faisceau CNGS a été réalisée, en utilisant seulement les détecteurs électroniques pour la détection des événements neutrinos dans la roche en amont du détecteur, dans le matériau passif de la structure mécanique et dans le fer des spectromètres [76]. De plus, un plan de traçage avait été équipé avec des doublets de feuilles amovibles (cf. chapitre 3), afin d'étudier l'association entre les traces en émulsion et les traces reconstruites dans les trajectographes.

Entre le 18 et le 30 août 2006, le CNGS délivrait le premier faisceau de neutrinos à basse intensité, la luminosité intégrée étant de 7.6×10^{17} *pot*. Le détecteur d'OPERA a commencé à collecter des interactions neutrino dès les premières extractions du faisceau, avec la quasi intégralité des détecteurs électroniques opérationnels. Au total, 319 événements neutrino (avec une erreur systématique de 5%) ont été détectés par OPERA pendant cette exposition. Ce chiffre est tout à fait compatible avec les 300 événements neutrino attendus pour la luminosité donnée.

L'analyse des événements a été effectuée de deux façons. Dans un cas, les événements ont été sélectionnés sur la base des informations temporelles, puisque la fenêtre temporelle des événements corrélés au faisceau est bien définie par une durée de $10.5 \mu\text{sec}$, alors que le bruit de fond uniforme des rayons cosmiques correspondait à un facteur 10^{-4} de la statistique accumulée. Dans le deuxième cas, les événements ont été reconstruits et classifiés sans prendre en compte les informations temporelles. La figure 2.21 montre les projections verticale et horizontale de quelques événements neutrino reconstruits pendant l'exposition du mois d'août.

En ce qui concerne l'analyse des feuilles amovibles, 9 muons produits par des interactions neutrino survenues dans la roche autour du détecteur ont traversé la surface du plan des feuilles amovibles. Cinq traces associées aux muons et prédites par les TT, ont été trouvées en scannant les feuilles



FIG. 2.20 – Photographie d'OPERA pendant l'exposition au faisceau CNGS du mois d'août 2006.

d'émulsion. Cette inefficacité est due à plusieurs facteurs, tels que des coupures strictes appliquées pour cette première analyse et une diminution du volume fiduciel². La différence angulaire entre les traces prédites et les traces trouvées est inférieure à 10 mrad , et elle est dominée principalement par la résolution des détecteurs électroniques. La figure 2.22 montre un des événements reconstruits.

Ce test a permis de valider l'acquisition de la partie électronique du détecteur ainsi que la capacité de passer d'une résolution de l'ordre du cm pour les TT à la résolution micrométrique des émulsions nucléaires.

2. L'espace mort entre des émulsions adjacentes était de $\sim 10\%$ et le scan n'a seulement été effectué que jusqu'à une distance de 3 mm des bords, ce qui donne globalement un espace mort de $\sim 20\%$.

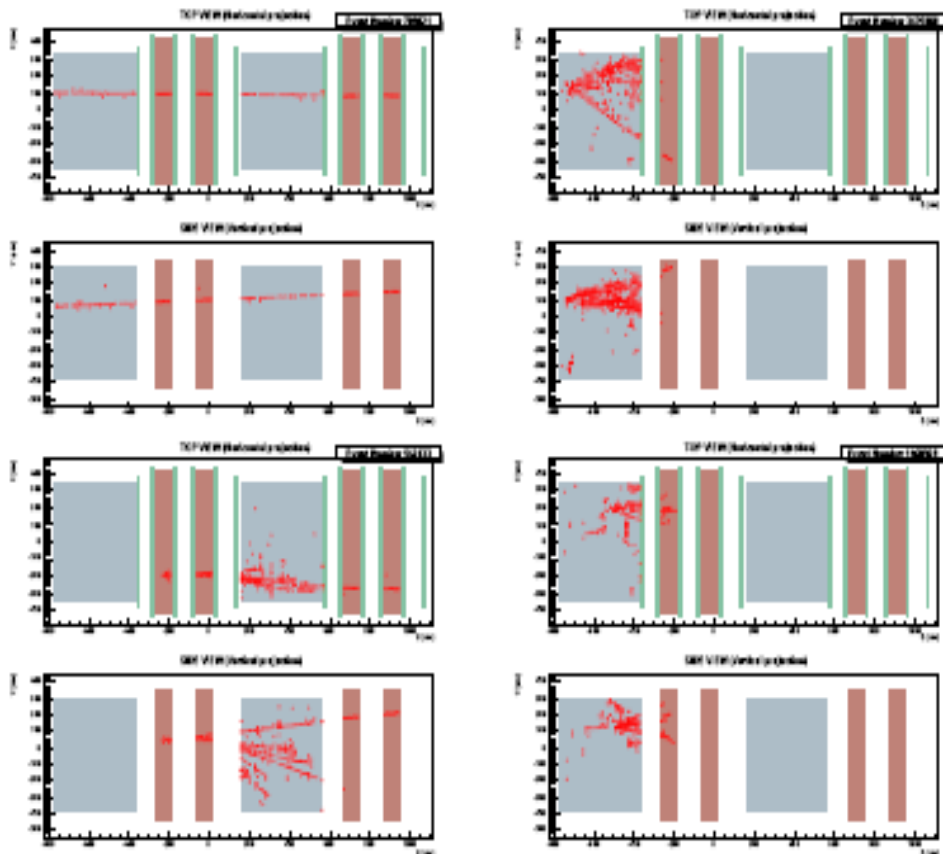


FIG. 2.21 – Vues transversales et longitudinales des événements neutrino collectés pendant l'exposition d'août 2006. Les TT sont représentés en bleu, les spectromètres en marron et les hits associés aux TT et aux RPC sont en rouge.

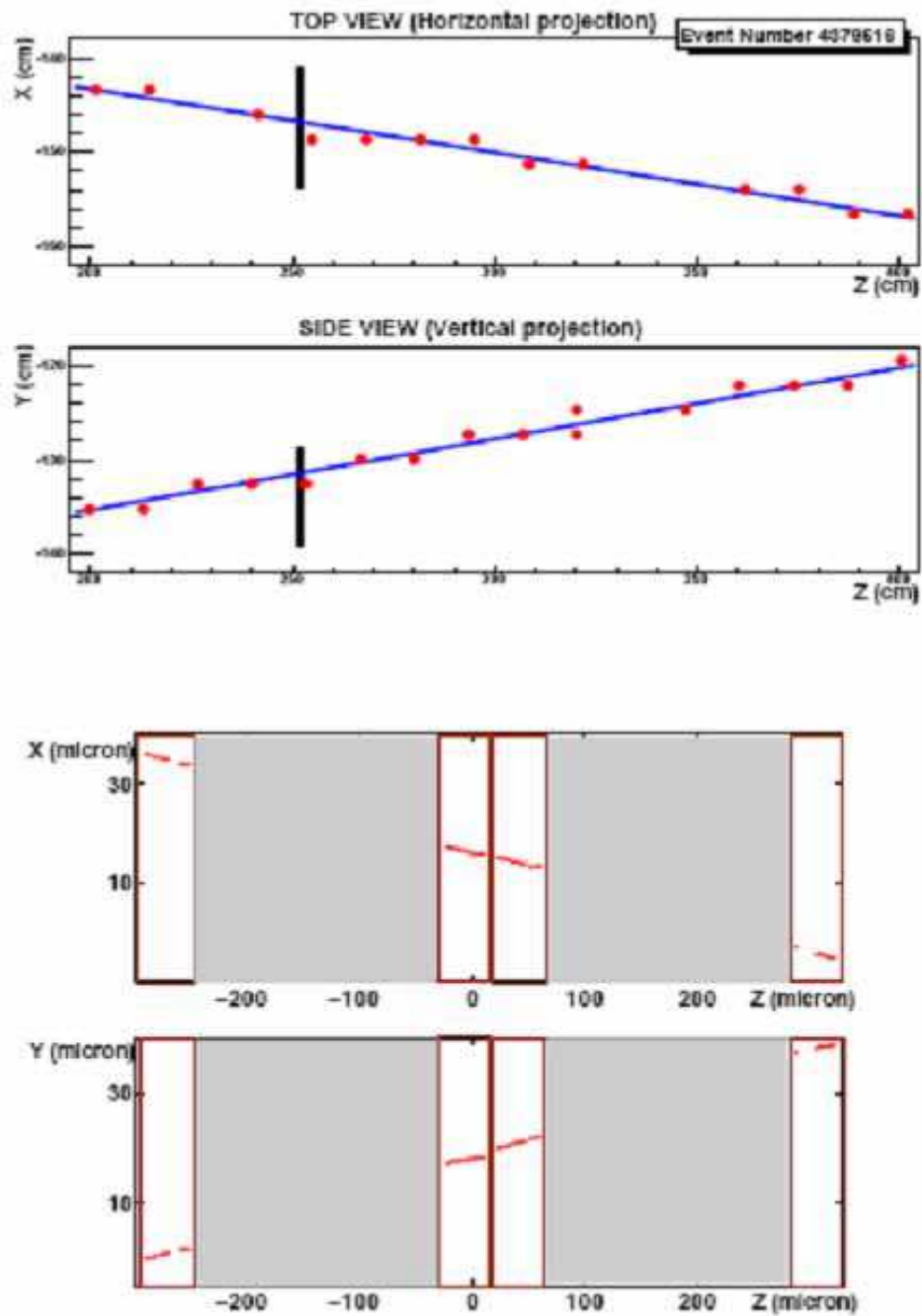


FIG. 2.22 – *En haut.* Vues transversale et longitudinale d'un événement associé à un muon traversant le plan contenant les feuilles amovibles (représenté par le segment vertical). *En bas.* Projections des 4 segments associés au muon reconstruit dans les émulsions.

Chapitre 3

Les émulsions nucléaires dans OPERA

3.1 Introduction

L'histoire des émulsions nucléaires commence en 1896, quand H. Becquerel découvre la radioactivité de l'uranium, en observant le noircissement de films photographiques en contact avec des sels d'uranium. La technique fut ensuite améliorée et optimisée pour l'étude des particules chargées de haute énergie.

En 1947, C.F. Powell découvre le pion en exposant des films photographiques aux rayons cosmiques dans la haute atmosphère [77]. La figure 3.1 montre la chaîne de désintégration $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$, enregistrée dans les émulsions nucléaires lors des expériences de Powell. Le pion fut seulement la première d'une série de particules découvertes à l'aide de cette technique : π^+ , π^- , K^+ , K^- , Σ^+ , $\bar{\Lambda}$.

Les émulsions nucléaires sont un outil très puissant pour l'identification des particules et pour la mesure des grandeurs physiques associées (charge, masse, vitesse et interactions) [78].

Dans les années 60 les accélérateurs commencent à remplacer les rayons cosmiques, en tant que sources de particules de haute énergie. Il s'avère alors nécessaire de remplacer les chambres à brouillard et les émulsions nucléaires avec des détecteurs à réponse rapide, tels que des compteurs ou des chambres à étincelles. Cependant, les émulsions nucléaires ne furent pas complètement abandonnées en raison de leur grande sensibilité et de leur résolution spatiale

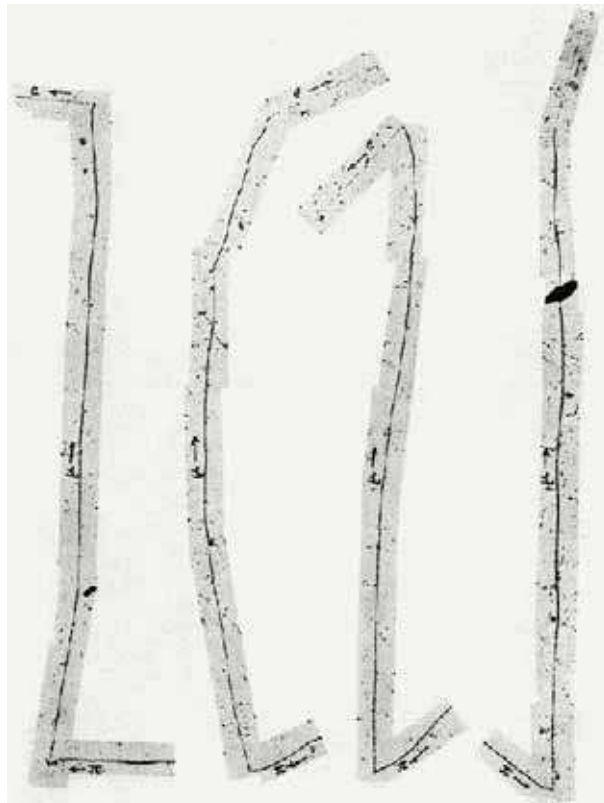


FIG. 3.1 – Désintégrations successives $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$, telles qu'enregistrées dans les émulsions exposées aux rayons cosmiques dans l'expérience de Powell [77].

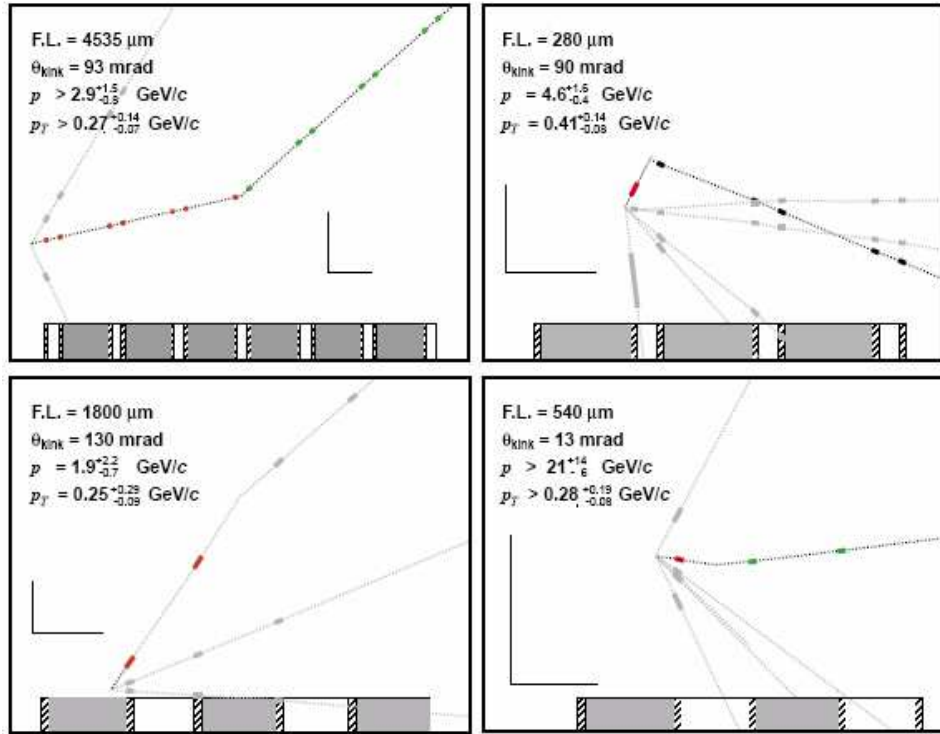


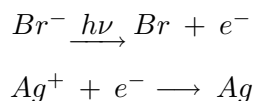
FIG. 3.2 – Les 4 événements ν_τ observés par DONUT [53]. En haut à gauche : $\tau \rightarrow e + \nu_\tau + \nu_e$, en haut à droite : $\tau \rightarrow h + \nu_\tau + X$, en bas à gauche : $\tau \rightarrow h + \nu_\tau + X$, en bas à droite : $\tau \rightarrow e + \nu_\tau + \nu_e$. Les zones hachurées représentent les émulsions, les zones grises l'acier et les zones blanches le plastique.

sub-micrométrique.

Le développement des systèmes de scan automatiques durant les deux dernières décades a rendu possible l'utilisation des émulsions nucléaires à grande échelle, en les ramenant au goût du jour. A ce jour, les émulsions sont utilisées avec succès dans des expériences hybrides, où elles sont associées à des détecteurs électroniques. En 2000, l'expérience DONUT a permis l'observation directe du neutrino τ , en détectant les 4 événements (pour un bruit de fond 0.64 ± 0.05) présentés dans la figure 3.2. Dans ce contexte, OPERA, avec ses $\sim 117700 m^2$ d'émulsions, devient le détecteur à émulsions nucléaires, de plus grande taille jamais réalisé.

3.2 Les propriétés des émulsions

L'émulsion nucléaire est un film essentiellement constitué de cristaux de bromure d'argent ($AgBr$) en suspension dans une matrice de gélatine [80]. Le principe de formation d'une image est le même que celui utilisé en photographie, la différence étant l'épaisseur de couches utilisées¹ et le rapport argent/gélatine. Les cristaux de $AgBr$ sont des composés photosensibles sous les réactions :



Une particule ionisante qui cède une partie de son énergie dans les cristaux, opportunément *sensibilisés*, les rend développables en formant l'*image latente*². Les cristaux s'organisent dans un état tel que, en utilisant un agent réducteur opportun, la conversion de $AgBr$ en Ag métallique s'effectue bien plus rapidement que dans des cristaux non irradiés (*développement*).

Les particules chargées ou les photons qui traversent le volume de l'émulsion y déposent une certaine quantité d'énergie, à cause des interactions avec les électrons du milieu. En particulier une m.i.p. de charge unitaire perd en moyenne dans l'émulsion 550 KeV/mm , mais seulement une partie de cette énergie est disponible pour la formation d'une trace.

L'interaction du champ électrique d'une particule chargée avec les électrons du milieu conduit à la formation d'atomes neutres de Br et des ions de Ag^+ libérant des électrons qui passent dans la bande de conduction. Les électrons diffusent à travers le cristal tant qu'ils ne sont pas capturés dans des puits de potentiel, dus à des impuretés ajoutées pour la sensibilisation, qui prennent une charge négative. Ces électrons vont attirer quelque ions argent interstitiels, formant ainsi des *centres de développement* où se déposera l' Ag métallique, qui constituent l'image latente.

La phase du développement consiste à rendre stable l'image latente au travers d'un processus physico-chimique complexe. L'émulsion est immergée dans une solution aqueuse contenant un agent réducteur opportun qui transforme en Ag métallique tout l'argent présent dans les cristaux, à l'intérieur desquels se sont formés les centres de développement.

1. Jusqu'à plusieurs centaines de microns contre seulement quelques microns pour les films commerciaux.

2. L'image latente est la condition physique qui rend développable un cristal.

Un tel processus peut aussi survenir, bien que la probabilité soit extrêmement faible, dans les cristaux non irradiés, formant ainsi des grains épars (**brouillard**), dont la densité est de l'ordre de quelques grains pour $1000 \mu\text{m}^3$ d'émulsion. Le brouillard constitue ainsi un bruit de fond ineffaçable.

Après le développement, l'émulsion est immergée dans un bain de *fixation*. Cette phase a pour but d'enlever tout le bromure d'argent non réduit, en laissant autant que possible intègres et dans la même position les grains développés. Il s'agit donc d'une phase particulièrement délicate d'un point de vue mécanique. A la fin, on procède au *lavage* de l'émulsion pour éliminer les résidus des produits de fixation.

Les traces relatives au passage des particules ionisantes apparaissent comme une séquence de grains obscurs, i.e. des dépôts d'*Ag* métallique.

La caractéristique principale pour laquelle les émulsions sont appréciées, est leur capacité à révéler les traces en 3 dimensions avec une résolution sub-micrométrique.

La **sensibilité** des émulsions ou **densité de grains** est un paramètre important pour les mesures. Elle est définie comme le nombre moyen des grains dans une trace par unité de longueur, et on la mesure en exposant les émulsions à des faisceaux horizontaux (cf. figure 3.3).

Dans le processus de développement, les grains qui contiennent l'image latente sont réduits plus rapidement que les grains non irradiés. Ainsi, la sensibilité de l'émulsion est intrinsèquement liée au niveau de brouillard. Le temps de développement joue donc un rôle très important, comme le montre la figure 3.4.

3.2.1 Le rétrécissement (*shrinkage*)

Les cristaux d'argent occupent un certain volume dans l'émulsion, mais seulement une petite fraction contribue à l'image latente. La partie restante est enlevée pendant le développement et ceci comporte une réduction substantielle de l'épaisseur de l'émulsion. Le facteur de rétrécissement (*shrinkage*) est défini comme le rapport entre l'épaisseur de l'émulsion au moment de l'exposition et celui après le développement. La valeur habituelle du facteur de rétrécissement des émulsions nucléaires dans les expériences passées était ~ 2 .

Le facteur de rétrécissement doit être pris en compte par l'algorithme

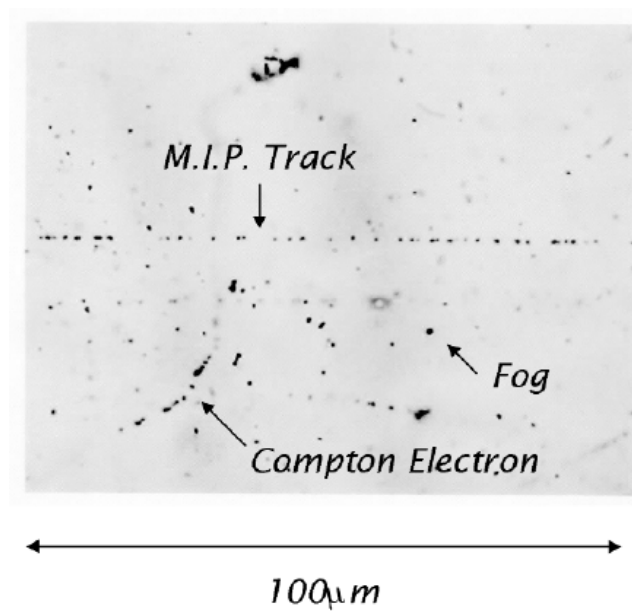


FIG. 3.3 – Photographie d'une particule au minimum d'ionisation enregistrée dans une émulsion OPERA. Des grains de brouillard aléatoirement distribués sont également visibles.

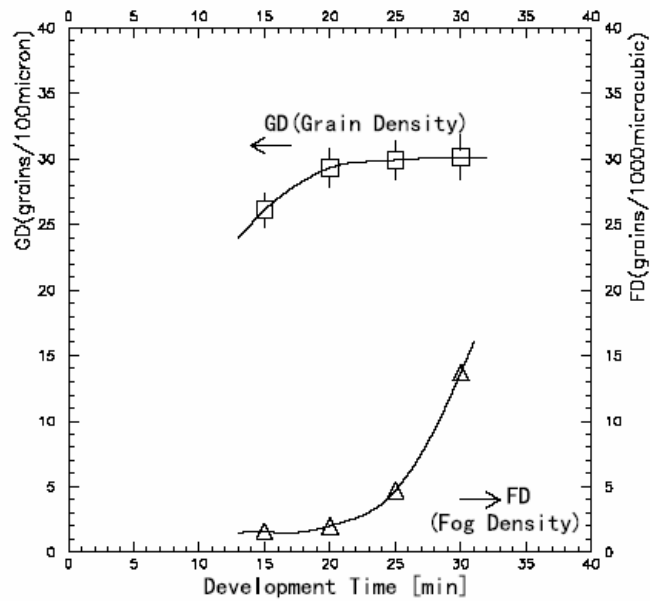


FIG. 3.4 – *Dépendance temporelle de la densité de grains et de la densité de brouillard. Un développement entre 20 et 25 minutes donne des résultats satisfaisants.*

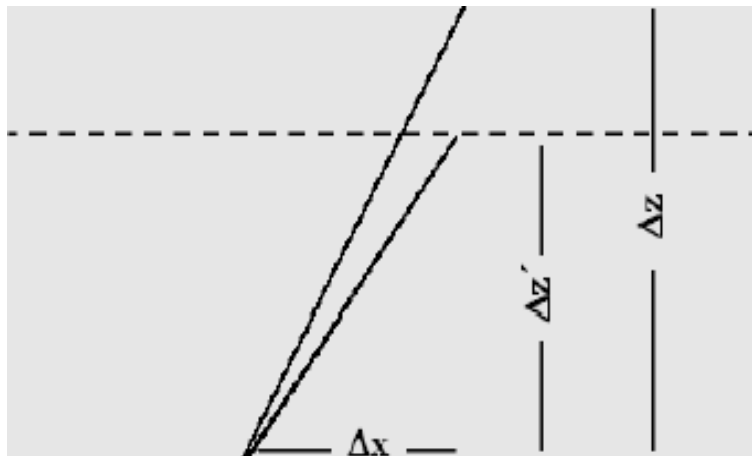


FIG. 3.5 – *L'effet du rétrécissement: la pente de la trace mesurée $\Delta x/\Delta z'$ ne coïncide pas avec la pente réelle $\Delta x/\Delta z$. La correction du rétrécissement est obtenue en divisant la pente mesurée par le facteur de rétrécissement $\Delta z/\Delta z'$.*

de reconstruction de traces, car les valeurs des pentes mesurées doivent être divisées par ce facteur pour obtenir la valeur réelle (cf. figure 3.5).

Pour les émulsions d’OPERA, la réduction du volume est moins importante par rapport aux expériences passées, car le rapport argent/gélatine est plus faible. De plus, un bain de glycérine à la fin du développement permet de *gonfler* les émulsions pour rétablir le volume original.

La gélatine et la glycérine sont hygroscopiques, l’épaisseur à l’équilibre dépend donc de l’humidité ambiante (il est en est de même pour l’indice de réfraction). Après le développement, l’épaisseur d’une émulsion change en fonction de l’humidité ambiante. Pour une humidité proche de 60%, la variation suit approximativement la loi suivante :

$$\frac{\Delta t}{t} \simeq \frac{RH^2}{3 \cdot 10^4} \quad (3.1)$$

où t est l’épaisseur nominale, Δt est son augmentation par rapport à l’épaisseur à sec et RH est l’humidité relative.

Des variations de la température ambiante induisent des effets de dilatation ou de contraction latérale de l’émulsion. Les conditions de stockage des émulsions dans les laboratoires de scan sont donc très importantes. Le laboratoire de Lyon est équipé d’un système de climatisation qui maintient une humidité relative de $62 \pm 1\%$ et une température de $23^\circ \pm 0.5^\circ C$.

3.2.2 Distorsion

Les émulsions sont sujettes à des altérations mécaniques. La source principale des distorsions est la relaxation des tensions existant au moment de l’exposition. Pendant le développement, l’émulsion est gonflée pour faciliter la mobilité des agents chimiques. Ceci fait que les tensions accumulées au moment de la production se relâchent, en provoquant des effets de distorsion. Dans les émulsions fabriquées à la main, des distorsions de plusieurs microns étaient fréquemment observées, à cause d’un séchage non uniforme au moment de la production.

La distorsion est un effet local : la figure 3.6 montre une carte typique de distorsions mesurées dans une émulsion d’OPERA. L’effet des distorsions est très réduit dans les émulsions produites industriellement comme celles d’OPERA ($\sim 0.4 \mu m$). Ce résultat est dû au séchage uniforme au moment de la production, ainsi qu’à un développement judicieux spécifiquement étudié

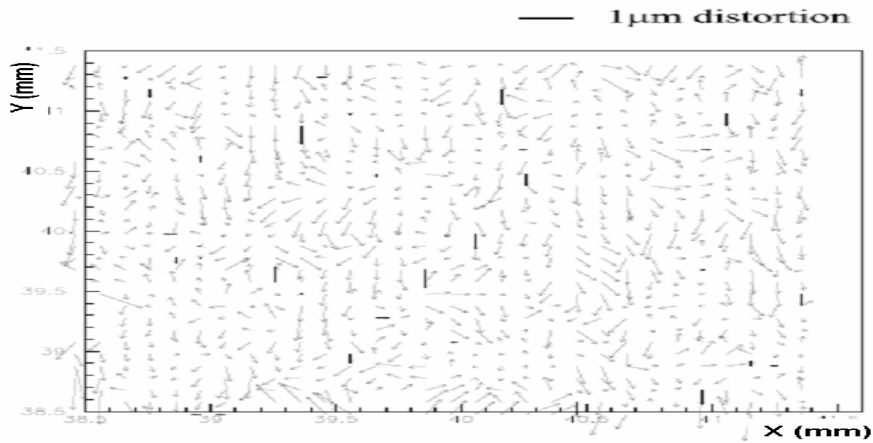


FIG. 3.6 – Mesure des effets de distorsion dans une émulsion d'OPERA. Les vecteurs indiquent la direction de la distorsion et sa valeur absolue est représentée par la longueur des vecteurs (l'échelle est indiquée en haut de la figure).

pour OPERA. En général les distorsions sont plus importantes à proximité des bords des émulsions. Dans le cas d'OPERA, les distorsions restent inférieures au micron jusqu'à 1 mm des bords. Le film n'est endommagé qu'à une distance de 100 μm des bords, à cause de bandes noires produites par la pression appliquée pendant la coupe des films.

La position des grains à l'interface avec la base plastique³ n'est pas affectée par ces distorsions et ce sont ces coordonnées qu'on utilise pour la reconstruction des traces.

3.2.3 Auto-rafraîchissement (*fading*)

Si les émulsions ne sont pas développées, l'image latente disparaît et les traces s'effacent progressivement. La formation et la conservation de l'image latente peuvent être influencées par des facteurs extérieurs comme la température, l'humidité et la pression. A haute température l'agitation thermique tend à détruire l'image latente (*fading*), en comportant une diminution de la sensibilité. Le mécanisme est le suivant: des électrons peuvent être émis par agitation thermique par des atomes d'argent métallique qui constituent les centres de développement. Ces derniers retournent ainsi à

³ Cf. paragraphe 3.3 pour la constitution des émulsions d'OPERA.

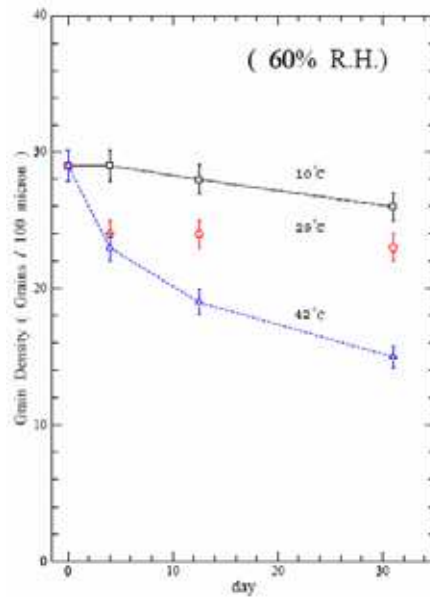
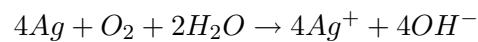


FIG. 3.7 – *Effet de l'auto-rafraîchissement sur la densité de grains dans les émulsions. Les courbes représentent différentes températures pour une humidité ambiante de 60%.*

l'état ionique, état dans lequel ils peuvent migrer facilement dans le cristal. L'effet de la température sur la densité de grains en fonction du temps est montré sur la figure 3.7.

L'image latente tend à disparaître, non seulement avec l'augmentation de la température, mais également en présence d'humidité et d'agents oxydants. La réaction à travers laquelle l'eau et l'oxygène détruisent l'image latente est la suivante :



Encore une fois, l'argent métallique est reconduit à l'état ionique.

En plaçant les émulsions dans des conditions extrêmes, on peut donc pratiquement effacer "leur historique". Cette technique sera avantageusement utilisée pour *rafraîchir* les émulsions avant exposition. Nous y reviendrons dans la section 3.4.

3.3 Les émulsions d'OPERA

La surface totale des émulsions utilisées dans OPERA est supérieure de quelques ordres de grandeur à celle utilisée dans les expériences du passé. Ceci rend impossible la fabrication des émulsions à la main, comme c'était le cas auparavant. Pour cette raison, la production massive de feuilles d'émulsion pour OPERA a été confiée à la société japonaise Fuji Film Co. Ltd. Les films commerciaux présentent en outre l'avantage de donner des meilleures résolutions. La production en masse des émulsions a commencé en avril 2003 et elle s'est achevée vers la fin de 2005.

La figure 3.8 montre schématiquement une coupe transversale d'une feuille d'émulsion d'OPERA. Deux couches de gélatine de $44 \mu m$ d'épaisseur sont séparées par une base plastique de $205 \mu m$. Une mince couche protectrice de gélatine ($\sim 1 \mu m$) est placée sur la surface de deux couches d'émulsion.

A la différence des films fabriqués à la main, l'épaisseur des couches d'émulsion peut être contrôlée avec une grande précision, exactement comme pour les films commerciaux en couleur.

La distribution du diamètre des cristaux est pratiquement uniforme dans la couche d'émulsion et vaut environ $0.2 \mu m$ avant développement (cf. figure 3.9). La densité de grains attendue est $\sim 36/100 \mu m$. De nombreuses mesures réalisées en exposant horizontalement les films à des pions de haute énergie ont confirmé cette valeur. Le brouillard, distribué aléatoirement dans le volume de l'émulsion, est maintenu au niveau de ≤ 5 grains/ $1000 \mu m^3$. En fixant le temps de développement à 25 minutes, il est possible d'obtenir une sensibilité de ~ 30 grains/ $100 \mu m$, tout en gardant le niveau de brouillard mentionné (cf. figure 3.4).

La résolution spatiale intrinsèque des émulsions peut être obtenue en mesurant les écarts du centre de chaque grain de la trace ajustée associée. La valeur de $\sigma \sim 0.06 \mu m$ (cf. figure 3.10) a été obtenue par des mesures de précision, et elle doit être considérée comme la résolution ultime des émulsions nucléaires.

3.4 Rafraîchissement et transport des émulsions

A cause de leur sensibilité permanente, les émulsions recueilleront des images latentes de traces, principalement dues aux rayons cosmiques et à la radioactivité ambiante, depuis le début de leur vie au Japon et pendant tout

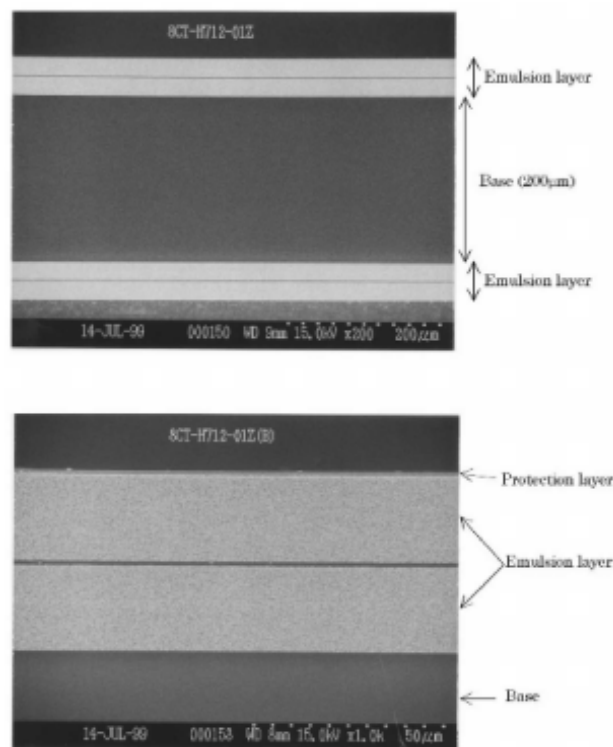


FIG. 3.8 – *En haut*. Photographie de la coupe transversale d'une émulsion d'OPERA. La photographie a été prise par un microscope électronique. *En bas*. Vue élargie de la couche du haut. Une mince couche protectrice de gélatine ($\sim 1 \mu\text{m}$) est placée sur la surface de l'émulsion.

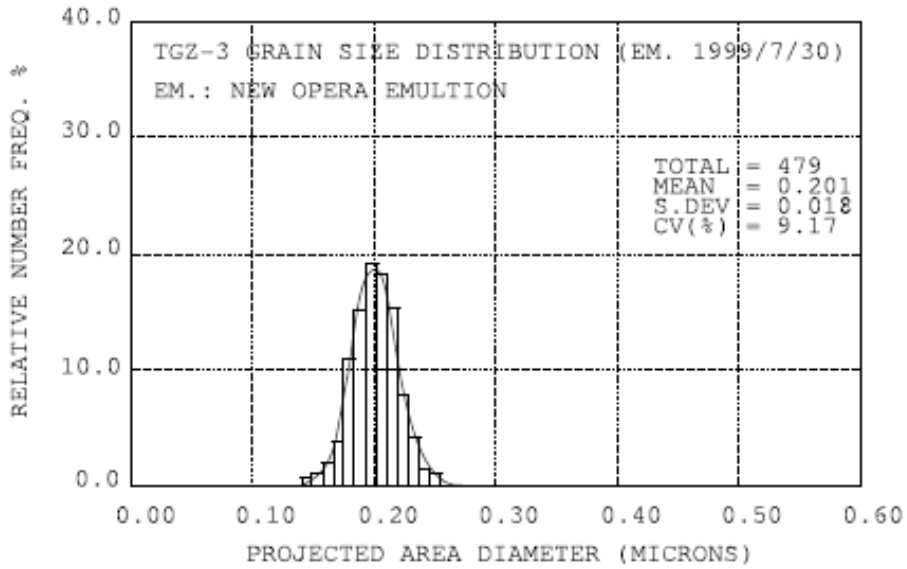


FIG. 3.9 – Distribution du diamètre des cristaux d'une émulsion Fuji produite pour OPERA.

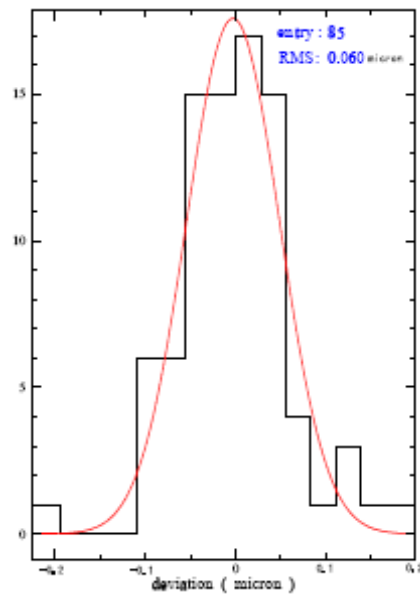


FIG. 3.10 – Ecart en position du centre des grains de la trace ajustée associée.



FIG. 3.11 – Tests de sensibilité réalisés à la mine de Tono.

le voyage jusqu'aux laboratoires du Gran Sasso.

Lors de l'analyse des événements induits par le faisceau CNGS, la présence de traces de bruit de fond peut dégrader la capacité de reconnaissance des traces. Le remède, mis au point à l'Université de Nagoya au Japon, consiste à utiliser la propriété d'auto-rafraîchissement des émulsions en accélérant ce processus "naturel" en les plaçant dans des conditions extrêmes d'humidité et de température. Cette technique, appelée **rafraîchissement** (*refreshing*), permet d'effacer une partie significative (environ 98%) des traces latentes enregistrées dans l'émulsion (cf. figure 3.11). Les traces restantes ne peuvent pas être effacées, car elles ont été produites par de particules très ionisantes accumulées pendant la coulée, le roulement et la coupe des émulsions.

Après la production, les émulsions d'OPERA ont été stockées dans la mine japonaise de Tono, où l'aménagement dédié au rafraîchissement a été installé⁴. La procédure consistait à stocker les émulsions pendant 3 jours à une température de 30° et à une humidité relative de 98%. Les caractéristiques des échantillons rafraîchis sont résumées dans le tableau 3.1.

sensibilité initiale avant le rafraîchissement	36 grains/100 μm
densité de grains des traces après le rafraîchissement	13 grains/100 μm
sensibilité après le rafraîchissement	33 grains/100 μm
densité de brouillard avant le rafraîchissement	4 grains/1000 μm^3
densité de brouillard après le rafraîchissement	6 grains/1000 μm^3

TAB. 3.1 – Sensibilité et densité de brouillard des émulsions d'OPERA, mesurées avant et après le rafraîchissement.

A partir du tableau 3.1 nous pouvons observer qu'une faible réduction

4. Il n'est pas possible d'avoir un tel aménagement aux laboratoires du Gran Sasso.

de la sensibilité (de 36 à 33 grains/100 μm) est accompagnée par une augmentation raisonnable du niveau de brouillard (de 4 à 6 grains/1000 μm^3). De plus, la densité de grains des traces enregistrées est réduite à environ un tiers de la valeur originale, ce qui correspond à l'efficacité de rafraîchissement désirée.

L'augmentation du niveau de brouillard pendant le rafraîchissement est due à un phénomène d'auto empoisonnement des émulsions, ainsi qu'à la haute température. L'auto empoisonnement survient à cause d'un gaz émis par les émulsions elles mêmes, lorsque la température dépasse $25^{\circ}C$ et l'humidité est supérieure à 80%.

La totalité des émulsions (environ 9 millions) nécessaires pour l'expérience a déjà été rafraîchie dans la mine de Tono. Après le rafraîchissement, les émulsions ont été emballées sous vide dans des boites similaires aux briques, mais sans plomb, et expédiées par bateau⁵ au Gran Sasso pour l'assemblage des briques. Puisque les émulsions gardent la même disposition dans les briques d'OPERA, les rayons cosmiques collectés pendant le transport seront facilement identifiés après l'exposition et le démantèlement des briques. De plus, dans des conditions de température et d'humidité contrôlées, telles qu'elles le sont au Gran Sasso, les émulsions sont sujettes à un processus d'auto-rafraîchissement. On estime que dans le laps de temps où les émulsions sont conservées au Gran Sasso, avant leur installation, le bruit de fond initial est supprimé.

3.5 Assemblage des briques

Afin de réduire le bruit de fond dû aux rayons cosmiques, l'assemblage des briques aura lieu dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso. La vitesse d'assemblage requise pour mener à bien la procédure annuelle complète, en raison de la quantité importante de plaques de plomb et de feuilles d'émulsion prévue par le projet, est de ~ 1000 briques/jour. Il a donc été nécessaire de concevoir un automate *Brick Assembly Machine* (BAM), pour l'assemblage et le contrôle de la qualité des briques.

Deux robots anthropomorphes empilent les émulsions et les plaques de plomb à l'aide de ventouses à vide (cf. figure 3.13). Une mince feuille

5. Le transport au niveau de la mer est préférable afin d'éviter la composante hadronique des rayons cosmiques, qui peut créer des traces noires dans l'émulsion, difficilement effaçables par auto-rafraîchissement.



FIG. 3.12 – *Emballage mécanique des briques d'OPERA.*

d'aluminium ($800 \mu m$), appelée *araignée*, garantie la stabilité mécanique nécessaire à la pile de feuilles d'émulsion et de plaques de plomb. On peut avoir un aperçu de ces briques sur la photo 3.12.

L'assemblage des briques est une phase très délicate, car pour pouvoir localiser et étudier les interactions neutrino, un alignement des feuilles à l'intérieur de la brique $< 50 \mu m$ est nécessaire ainsi qu'une planéité $< 5 mrad$. Les mesures d'alignement et de distorsion, effectuées sur les briques produites par la BAM, ont donné des résultats compatibles avec les spécifications d'OPERA [81]. L'assemblage mécanique a été particulièrement étudié pour éviter que des fortes pressions localisées soient exercées sur les émulsions. En effet, une forte pression peut rendre développable une émulsion, en induisant une augmentation du brouillard dans la zone concernée. Ce processus n'est pas très bien compris, mais il semble que l'effet piézoélectrique y contribue, ainsi que le fait que sous l'effet d'une forte pression les cristaux initialement séparés par la gélatine se touchent. Il suffit alors qu'un grain soit développé pour que tous les grains adjacents se développent.

Actuellement 5 stations d'assemblage de briques sont opérationnelles aux laboratoires du Gran Sasso, et 23100 briques ont été déjà insérées dans le détecteur. Derrière chaque brique, on place un doublet de feuilles amovibles dont la fonction est expliquée dans le paragraphe 3.6.2. Ce doublet, devant pouvoir être développé séparément de la brique, est fixé à l'extérieur de

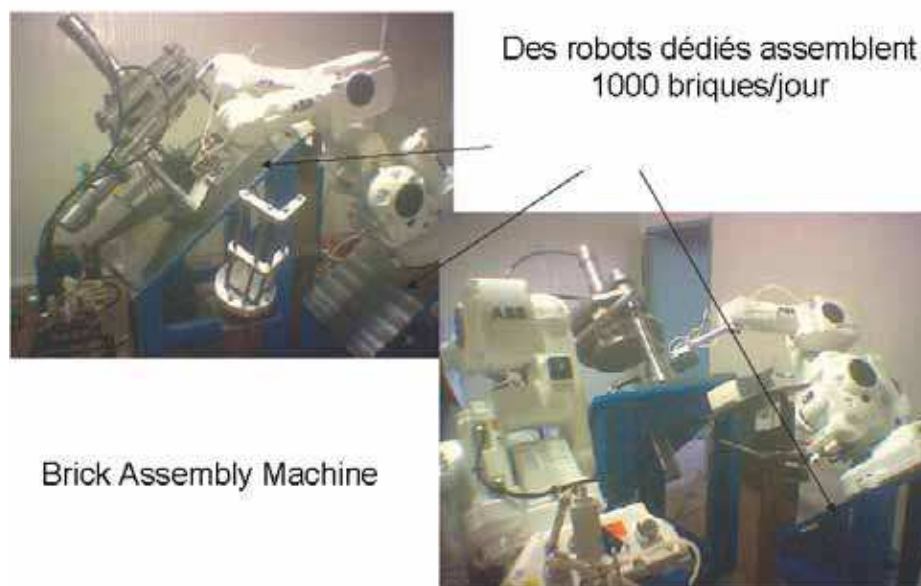


FIG. 3.13 – Photographie des automates dédiés à l'emballage des briques d'OPERA.

celle-ci. Actuellement une machine semi-automatique est responsable de l'emballage du doublet dans une enveloppe qui est ensuite positionnée dans une boîte fixée sur la brique. Toutes ces opérations seront bientôt effectuées automatiquement par la BAM.

Les feuilles amovibles sont emballées à une humidité relative de 40% et à une température de 20°C. Un emballage sous vide permettrait une bonne stabilité mécanique, mais il provoquerait également une augmentation du niveau de brouillard. Le doublet est donc d'abord fermé et scellé sous vide, puis un trou est réalisé dans un coin de l'enveloppe pour rompre le vide.

3.6 Stratégie de l'expérience

3.6.1 Localisation de la brique

La brique touchée par l'interaction est localisée en temps réel à l'aide des données fournies par les détecteurs électroniques en deux phases successives. Tout d'abord, on cherche à identifier le mur contenant la brique où est survenue l'interaction, puis on détermine la brique qui sera retirée du mur et analysée. L'efficacité de chacune de ces phases a été évaluée au travers de

simulations appropriées.

L'efficacité de localisation du mur est affectée par la *rétrodiffusion*. Les particules produites par les interactions du neutrino peuvent réinteragir avec les noyaux de la cible et produire des particules qui se diffusent vers l'arrière, c'est-à-dire dans la direction opposée à celle du faisceau. Cela peut conduire à une erreur de localisation du mur où est survenue l'interaction.

Plusieurs algorithmes ont été développés afin de déterminer l'efficacité de localisation du mur et de la brique : le tableau 3.2 représente les efficacités évaluées à travers une analyse basée sur un réseau de neurones, pour les différents canaux de désintégration du τ [69]. L'efficacité de localisation de la brique obtenue en extrayant deux briques est également indiquée, ainsi que l'augmentation de charge de scan associée.

canal	ϵ_{mur}	ϵ_{brique}	
		1 brique	2 briques (+18,4% de scan)
$\tau \rightarrow \mu$	87.8 %	73.5 %	81.3 %
$\tau \rightarrow e$	89.1 %	75.3 %	83.6 %
$\tau \rightarrow h$	82.0 %	63.2 %	72.8 %

TAB. 3.2 – *Efficacité de localisation du mur et de la brique, dans le cas d'une simple extraction et d'une double extraction [69].*

3.6.2 Les feuilles amovibles

Une nouveauté technique importante, eu égard à la configuration initiale décrite dans le *proposal*, concerne l'introduction des *changeable sheets* ou *feuilles amovibles*. Il s'agit d'un doublet de feuilles d'émulsion qui s'intercalent entre une brique et le trajectographe immédiatement en aval.

La stratégie générale consiste à extraire la brique localisée par les détecteurs électroniques et à retirer le doublet de feuilles amovibles correspondant. Celui-ci est ensuite développé et analysé, avant toute opération de démantèlement de la brique. Si le scan du doublet confirme que la brique correspondante contient le vertex d'interaction, le reste de la brique est alors développé et mesuré. Si la reconnaissance des traces associées à l'événement a une issue négative, la brique est alors remplacée dans le mur après avoir substitué le doublet amovible correspondant par un nouveau doublet. Une seconde brique est alors extraite et le doublet correspondant

est examiné. Cette seconde brique est choisie en fonction des résultats du scan de la première et selon les algorithmes pour la localisation de la brique.

Dans la démarche originelle du *proposal*, l'extraction d'une seconde brique n'était pas prévue, puisque la brique devait être développée dans son intégralité, en conduisant ainsi à une diminution notable de la masse de la cible et à une augmentation de la charge de travail de scan.

Les trajectographes fournissent des informations topologiques grossières sur les traces associées à un événement neutrino. En effet, l'information sur l'angle sera plutôt précise, alors que pour la position il sera possible de déterminer une aire fiducielle contenant les traces de l'événement, seulement en présence d'un muon pénétrant ou d'un hadron énergétique isolé (par exemple issu d'un événement QE qui a eu lieu dans la partie en aval de la brique). En général, pour des événements NC la précision sur les traces hadroniques ne permet de fournir aucune prédiction sur leur position à l'intérieure de la brique. Ceci implique qu'il sera nécessaire de scanner une aire de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ pour les événements CC et la totalité de la surface (130 cm^2) pour les événements NC. L'avantage de la procédure actuelle réside dans le fait que cette surface peut ainsi être répartie sur deux ou plusieurs briques adjacentes, puisque seules les feuilles amovibles seront scannées avant le développement de chaque brique.

Une fois l'analyse des feuilles amovibles terminée, avec identification de la brique candidate, les traces relatives aux événements, identifiées dans le doublet, doivent être localisées dans la brique correspondante.

Une prédiction donnée par les TT a deux types d'incertitude : la première, le long du faisceau, se traduit par une identification ambiguë du mur qui provient principalement de la rétrodiffusion; la seconde, perpendiculairement au faisceau, est essentiellement limitée par la résolution transverse des TT. Les feuilles amovibles permettront de résoudre ces deux incertitudes, offrant deux approches différentes selon le type d'événement, CC ou NC, lors de la recherche de traces produites en interaction neutrino.

Dans le cas d'événements de courant chargé, une trace compatible avec le muon identifié par les détecteurs électroniques est recherchée, avec une tolérance angulaire de l'ordre de la résolution des TT ($\sim 20 \text{ mrad}$). L'ambiguïté de localisation du mur peut être résolue en grande partie pour les événements CC. En effet, prenant l'hypothèse de scanner les doublets relatifs aux deux murs les plus probables, l'efficacité d'identification des murs

est estimée à 98%, à comparer aux $\sim 89\%$ de la configuration précédente. En ce qui concerne l'ambiguïté de la brique, dans le cas d'événements CC, l'aire de scan est limitée par la reconstruction de la trace du muon (en général $5 \times 5 \text{ cm}^2$), et chaque ambiguïté devrait être résolue, au travers de la simple correspondance angulaire entre une trace dans le doublet et la trace du muon prédite.

Dans le cas d'événements de courant neutre, l'information fournie par les TT est moins précise et l'aire de scan comprend normalement plusieurs briques. Sans donnée de prédiction de trace servant à rejeter de manière sûre une erreur de localisation du mur liée à un signal de rétrodiffusion sur le TT, il est nécessaire de contrôler la non présence de particules chargées rétrodiffusées dans le doublet en amont, à l'intérieur de la tolérance angulaire maximale de scan, égale à 0.4 rad .

Pour la construction initiale de la cible, plus de 300000 feuilles amovibles sont nécessaires (deux par brique), et ~ 44000 feuilles supplémentaires serviront pour les remplacements lors de l'exposition au faisceau.

Les feuilles amovibles collectent des traces physiques dès leur production au Japon et jusqu'à leur arrivée au Gran Sasso (rayons cosmiques, électrons Compton, etc.). Vu le rôle particulier de ces feuilles, le bruit de fond associé doit être maintenu le plus bas possible. C'est pourquoi les feuilles amovibles sont rafraîchies aux laboratoires souterrains du Gran Sasso, juste avant leur installation dans le détecteur. A ce jour, 25000 doublets ont déjà été rafraîchis.

Les feuilles amovibles seront scannées par une station de scan dédiée (équipée actuellement de 6 microscopes), située aux laboratoires du Gran Sasso.

3.6.2.1 Connexion brique-feuilles amovibles

Pour l'alignement entre les deux feuilles amovibles, et entre le doublet et la brique, il n'est pas possible d'utiliser les traces associées à l'interaction neutrino, à cause de leur basse densité. Pour cette raison, il est nécessaire de réaliser un alignement mécanique très précis. Afin de réduire à un niveau tolérable les fausses coïncidences entre les deux feuilles amovibles et entre le doublet et la brique, il est nécessaire d'avoir une précision d'alignement $< 50 \mu\text{m}$ entre les deux feuilles amovibles et $< 1 \text{ mm}$ entre la brique et le doublet.

Afin d'obtenir ces précisions, les feuilles amovibles sont logées dans une boîte rigide réalisée par la compagnie Technocat. A l'intérieur, les deux feuilles sont assemblées sous vide dans une enveloppe stratifiée.

Ensuite la brique, une fois extraite, est exposée à 4 spots de rayons X. Ces derniers pénètrent les deux feuilles amovibles ainsi que la première feuille de la brique. De cette façon, on dispose d'un système de référence qui permet de connecter le doublet à la brique, avec la précision requise.

3.6.3 Exposition aux rayons cosmiques et alignement des émulsions

L'alignement des feuilles d'émulsion à l'intérieur des briques est un pré-requis fondamental pour l'analyse des événements dans les émulsions, en particulier pour les mesures d'impulsion par diffusion coulombienne. Il doit atteindre une précision de l'ordre du μm . Vu les caractéristiques de l'expérience, le flux de neutrinos et de rayons cosmiques auxquels la cible est exposée est très bas. La densité de traces induites dans l'émulsion n'est pas suffisante pour avoir un alignement précis des feuilles.

Il est alors nécessaire d'exposer les briques sélectionnées à un flux *contrôlé* de rayons cosmiques, afin de disposer de traces de référence nécessaires à un alignement précis. Dans cette optique, les briques seront placées pendant 2-3 jours, dans un puits de 10 mètres, surmontées d'un blindage de fer de 8 cm pour ne sélectionner que des 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 $1 - 2/mm^2$.

3.6.4 Localisation et sélection d'une interaction de ν dans la brique

Suite à l'exposition aux rayons cosmiques, les briques seront démantelées et les feuilles d'émulsion seront développées. Avant le développement, des marques fiducielles, utilisées pour la correction globale des déformations des émulsions, seront imprimées via une méthode photographique sur les émulsions. La phase suivante consiste à localiser les interactions neutrino. La procédure comprend le scan de suivi vers l'arrière et la confirmation du vertex.

Les traces sélectionnées sur la base des prédictions des feuilles amovibles, seront suivies vers l'arrière (**scan-back**) d'émulsion en émulsion jusqu'à l'éventuel point d'arrêt. Une trace qui n'est pas trouvée sur quatre feuilles consécutives signale un vertex potentiel.

Pour classer le vertex et confirmer l'interaction neutrino, une aire de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ est scannée sur les 10 feuilles d'émulsion se situant autour du point d'arrêt (**scan total**), et l'on recherche toutes les traces associées à l'événement. Un vertex peut être classé comme suit :

- type 1: vertex avec une trace mère chargée (désintégrations de particules charmées chargées, désintégrations d'un τ et interactions secondaires induites par des particules chargées);
- type 2: vertex avec une trace mère neutre et pour lequel les deux particules filles forment un angle faible (création de paires e^+e^-);
- type 3: vertex avec une trace mère neutre n'appartenant pas au type 2 (interactions de ν , désintégrations de particules charmées neutres, interactions secondaires induites par des particules neutres).

Pour les événements de type 1, la trace mère est à son tour suivie vers l'arrière, jusqu'à l'identification du point d'arrêt. Le vertex est classé sur la base des critères précédents. Pour la plupart des événements, le point d'arrêt le plus en amont est classé comme un événement de type 3, et il est nécessaire de confirmer que l'événement correspond à une interaction ν . Dans le cas où tous les points d'arrêt sont classés comme étant de type 2, une stratégie spéciale sera appliquée, afin de localiser le point d'interaction ν .

Pour une fraction des désintégrations $\tau \rightarrow e$, où l'interaction ν_τ est quasi-élastique, aucun hadron issu du vertex primaire ne traverse toute la brique jusqu'aux feuilles amovibles. Seules les paires e^+e^- des cascades électromagnétiques, initiées par l'électron issu de la désintégration du τ , traversent toute la brique. En suivant ces traces vers l'arrière, on peut remonter à leur point de conversion, et non pas au vertex primaire. Il s'agit d'une source d'inefficacité de la procédure de localisation du vertex, pour cette catégorie d'événements.

Afin d'améliorer l'efficacité de localisation des désintégrations $\tau \rightarrow e$ (QE), un scan général de $7 \times 7 \text{ mm}^2$ est effectué autour des points d'arrêt, avec l'objectif d'identifier les électrons primaires. Ces traces sont ensuite suivies vers l'arrière jusqu'au vertex primaire.

L'efficacité de trouver les vertex est supérieure à 90%, tous types confondus [51].

3.6.5 Sélection des événements ν_τ candidats

Une fois une interaction neutrino a été identifiée, l'analyse se concentre sur la recherche d'une topologie de désintégration. La plupart des τ se désintègre à une distance inférieure à 1 *mm* de l'interaction primaire du ν . Le but de cette phase est de rejeter les événements qui ne présentent pas de signe distinctif d'une possible topologie de désintégration, et ainsi réduire le nombre d'événements à analyser en détail. La sélection se base essentiellement sur des informations topologiques. Une estimation grossière de l'impulsion (22-32% de résolution), obtenue en mesurant la diffusion coulombienne multiple sur 10 feuilles d'émulsion, sert à rejeter des topologies à *coude* dues aux particules de faible impulsion.

Les désintégrations du τ peuvent être classées en (cf. figure 3.14) :

- **désintégrations courtes.** Désintégrations qui ont lieu dans la même plaque de plomb où est survenue l'interaction primaire (60 % des cas);
- **désintégrations longues.** Désintégrations qui surviennent dans la feuille d'émulsion ou dans la plaque de plomb immédiatement en aval (40 % des cas).

Le critère de sélection des événements candidats ne dépend pas du canal de désintégration mais de la position où est survenue la désintégration. Pour les désintégrations longues, les τ candidats sont sélectionnés en imposant que les traces mère et fille forment entre elles un angle significatif ($20 \text{ mrad} < \theta_{\text{coude}} < 500 \text{ mrad}$). La limite supérieure est fixée par des contraintes liées à l'efficacité de scan, alors que la limite inférieure sert à rejeter le bruit de fond dû aux muons qui diffusent à grande angle [51]. Néanmoins, l'excellente résolution angulaire des émulsions permet de distinguer un angle de *coude* beaucoup plus faible. Une résolution angulaire de 2.1 *mrad*, pour une trace dans un film d'émulsion, implique une capacité à détecter un angle de *coude* minimal de 3.0 *mrad* [51]. La limite inférieure sur θ_{coude} imposée par la résolution des émulsions, est donc de $3 \times 3.0 \text{ mrad} = 9.0 \text{ mrad}$.

Pour les désintégrations courtes, la méthode du paramètre d'impact (*IP*) est appliquée. Le critère choisi est que les traces mesurées, extrapolées vers l'arrière, présentent un paramètre d'impact supérieur à une valeur de seuil. Encore une fois, la résolution des émulsions, permet de sélectionner les

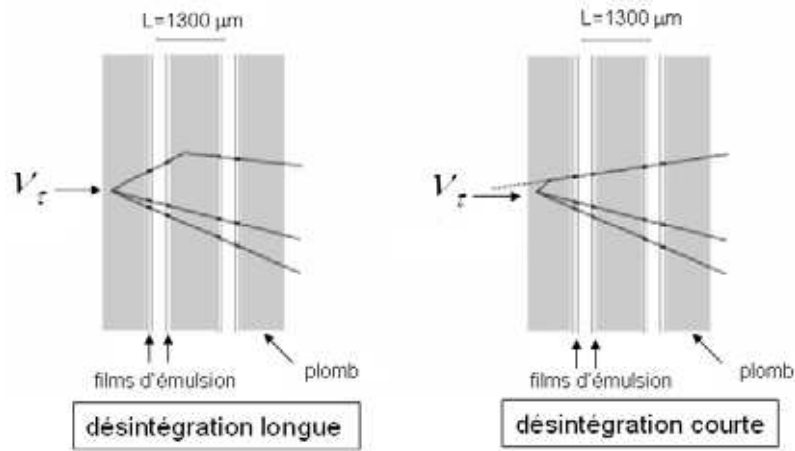


FIG. 3.14 – Dans le cas des désintégrations longues (à gauche), l'angle du "coude" permet de reconnaître la topologie ν_τ . Dans le cas des désintégrations courtes (à droite), la méthode du paramètre d'impact est utilisée.

événements tels que $IP > 3 \times \sigma_{IP} = 1.8 \mu m^6$, dans le cas le plus défavorable où la position longitudinale de l'interaction est le plus en amont dans la plaque de plomb.

Les événements qui survivent à ces sélections sont ensuite analysés en détail.

3.6.6 Validation d'une interaction ν_τ

L'objectif de cette étape est de rejeter le bruit de fond qui n'a pas été éliminé par la sélection précédente. En premier lieu, l'impulsion du produit de la désintégration du τ candidat, est remesurée avec précision en reconstruisant sa trajectoire tout au long de la brique ($10 X_0$). Ensuite, des outils pour la réduction du bruit de fond sont appliqués.

Les deux contributions principales au bruit de fond, sont les désintégrations du charm pour lesquelles le muon primaire n'est pas identifié (pour tous les modes de désintégration du τ), et les réinteractions hadroniques dans le plomb (pour le canal hadronique).

Une diminution du bruit de fond charmé sera possible, grâce à une méthode d'identification des pions et des muons de basse énergie, qui échappent souvent aux détecteurs électroniques. Une telle méthode consiste

6. Ce seuil peut varier selon le canal de désintégration.

Canal de désintégration	Efficacité
$\tau \rightarrow e$	3.4%
$\tau \rightarrow \mu$	2.8%
$\tau \rightarrow h$	2.9%

TAB. 3.3 – *Efficacités de détection du τ pour les différents canaux de désintégration.*

à mesurer le dépôt d'énergie de la particule en régime non relativiste à proximité du point d'arrêt. Selon l'étude menée dans [74], il serait possible d'obtenir une réduction du bruit de fond total d'OPERA d'environ 29%.

D'une façon similaire, le bruit de fond charmé associé aux interactions ν_e CC, pourra être supprimé par l'identification d'un électron parmi les particules issues du vertex primaire. En comptant le nombre de traces associées à la cascade électromagnétique, il est possible d'identifier l'électron et d'estimer son énergie [71].

Le bruit de fond dû aux réinteractions hadroniques dans le plomb est important surtout pour les interactions NC. Ces événements sont caractérisés par une impulsion manquante p_t élevée au vertex primaire.

La sélection finale des désintégrations du τ sera effectuée à l'aide de systèmes de scan de haute précision, dont l'objectif est d'atteindre la résolution ultime des émulsions (cf. paragraphe 3.3).

Les efficacités de détection du τ , relatives aux trois canaux de désintégration, sont listées dans le tableau 5.2.3, en tenant compte du taux de branchement [66].

La stratégie de scan est résumée dans le diagramme 3.15.

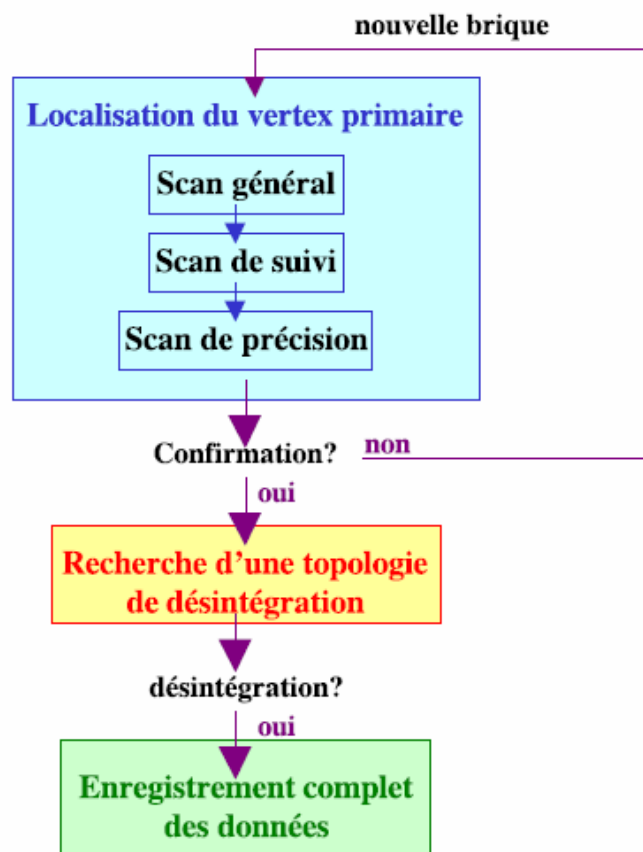


FIG. 3.15 – *Etapes de l'analyse des briques d'OPERA.*

Chapitre 4

Le système de scan automatique

Le scan des émulsions nucléaires est le véritable coeur de l'expérience OPERA. Dans ce chapitre nous allons décrire le Système de Scan Européen, mis au point et amélioré par l'ensemble des groupes de scan européens. Tous les tests de performance présentés par la suite, ainsi que toutes les acquisitions, ont été effectués au laboratoire de scan de Lyon.

4.1 Introduction

La faisabilité d'une expérience qui utilise à grande échelle une cible d'émulsion, dépend de la réalisation de systèmes de scan automatiques ultra rapides.

Les émulsions nucléaires enregistrent les traces des particules chargées avec une résolution sub-micrométrique. La distance moyenne entre les grains associés à une m.i.p. est d'environ $3 \mu m$. L'analyse des émulsions est réalisée à l'aide de microscopes avec une profondeur de champ de $2 - 3 \mu m$: la reconstruction des traces en trois dimensions est obtenue en déplaçant le plan focal tout au long de l'épaisseur de l'émulsion.

Le premier système de scan complètement automatique (*Track Selector*, TS) [82] fut développé en 1985 à l'Université de Nagoya. L'idée de base était d'associer deux processeurs, un pour le contrôle automatique des mouvements de la table et l'autre pour le traitement d'images vidéo.

L'algorithme de reconnaissance de traces du TS est codé sur des cartes

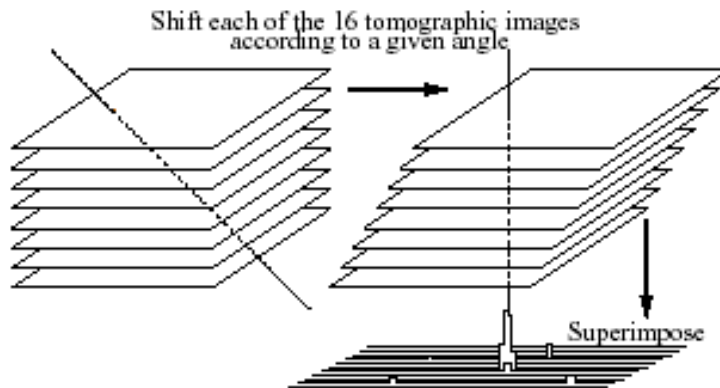


FIG. 4.1 – *Principe de fonctionnement du Track Selector.*

électroniques, et opère de la façon suivante : pour chaque champ de vue, le système fait l'acquisition de 16 images tomographiques ($44 \mu\text{m}/16 \simeq 3 \mu\text{m}$). L'émulsion est ainsi *photographiée* à différents niveaux de profondeur. Les images sont digitalisées et stockées en mémoire. Pour rechercher une trace à un angle donné, les images sont translatées de façon horizontale relativement au premier niveau, de sorte que la trace résultante soit perpendiculaire à la surface de l'émulsion. Comme le montre la figure 4.1, en superposant les 16 images translatées, les traces sont identifiées comme des pics d'amplitude. Le système peut acquérir des traces jusqu'à une limite angulaire de 400 mrad .

Le principe de base de cet algorithme fut ensuite utilisé dans les versions successives, *New Track Selector* (NTS, développé en 1996) et *Ultra Track Selector* (UTS, développé en 1998) [83]. Le UTS bénéficie de plusieurs processeurs d'images employés en parallèle.

Le UTS a été utilisé pour l'analyse des émulsions dans les expériences CHORUS [84] et DONUT [53]. Il est capable de scanner à une vitesse maximale de $2 \text{ cm}^2/h$ par couche d'émulsion.

Pour atteindre ses objectifs physiques, OPERA a besoin d'une augmentation d'un facteur d'environ 10 en vitesse de scan. Deux programmes de R&D différents ont été poursuivis au Japon et en Europe pour atteindre de telles performances.

L'Université de Nagoya a développé le système S-UTS **Super-Ultra Track Selector**, une nouvelle version du *Track selector*. Les caractéristiques principales du S-UTS sont la vitesse élevée de la caméra CCD (3000

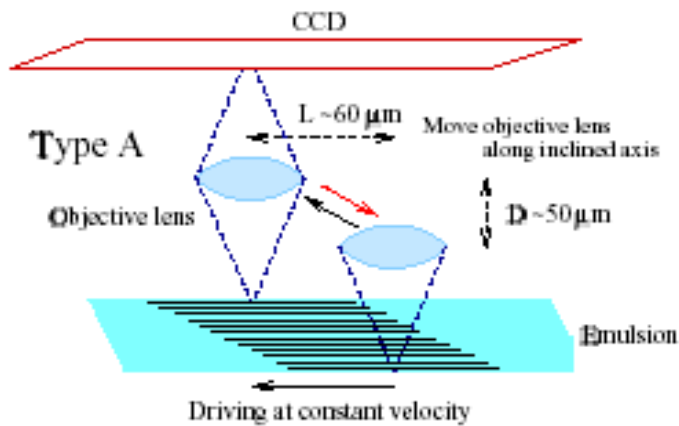


FIG. 4.2 – Schéma de la méthode adoptée par le S-UTS pour l'acquisition continue des images, sans interruption du mouvement de la table du microscope.

images/sec) et un objectif dont le mouvement, contrôlé par un piézo, est synchronisé avec celui continu de la table, afin d'éviter l'arrêt de cette dernière pendant l'acquisition des images (cf. figure 4.2).

En parallèle, une collaboration qui implique plusieurs laboratoires européens¹ a développé un nouveau système, le **Système de Scan Européen** (*European Scanning System*, ESS) [86].

Le programme de R&D s'est basé sur un système de reconstruction de traces conçu dans le cadre de l'expérience CHORUS par le groupe de Salerne (*SySal*, *Salerno System*) [85].

Le ESS utilise une approche différente par rapport à celle du TS : toutes les traces d'un champ de vue sont reconstruites quel que soit l'angle. Le système enregistre une série d'images tomographiques pour chaque couche d'émulsion et stocke les informations relatives à la position et à la taille des grains. Les traces sont ensuite reconstruites en associant les grains appartenant aux différents niveaux, à l'aide d'un logiciel dédié. Le principe de fonctionnement est schématisé sur la figure 4.3.

Le ESS se base sur l'emploi de composants commerciaux, plutôt que sur des composants spécifiquement conçus comme dans le cas du S-UTS. Le

1. Bari, Berne, Bologne, Frascati, Gran Sasso, Lyon, Naples, Neuchâtel, Padova, Rome, Salerne.



FIG. 4.3 – Schéma des différentes étapes de la reconstruction de traces avec le Système de Scan Européen.

logiciel qui guide l'acquisition a été conçu avec une structure modulaire qui fournit la flexibilité nécessaire pour mettre à niveau le système en suivant les progrès technologiques.

4.2 Les composants matériels du Système de Scan Européen

La conception du ESS [87] a dû répondre à des exigences de rapidité de scan élevée et de résolution spatiale et angulaire adéquates pour l'analyse des événements d'OPERA.

Au laboratoire de scan de Lyon, le premier ESS fut installé en décembre 2002. Sa vitesse de scan était d'environ $1 \text{ cm}^2/\text{h}/\text{couche}$. Depuis, le système a été mis à niveau aussi bien du point de vue des composants matériels que du point de vue du logiciel. La version du ESS mise au point en 2004, atteint la vitesse de scan désirée.

Du point de vue du matériel, deux changements majeurs ont permis d'atteindre cet objectif. Le premier a consisté à utiliser une caméra d'environ un ordre de grandeur plus rapide et de résolution équivalente. La nouvelle caméra CMOS avec 1280×1024 pixels a une fréquence d'acquisition maximale de $500 \text{ images}/\text{sec}^2$, contre $40 \text{ images}/\text{sec}$ pour l'ancienne caméra

2. Le ESS utilise la caméra dans une configuration à $376 \text{ images}/\text{sec}$, ce qui est

CCD 1024×1024 pixels. Le deuxième changement concerne l'emploi d'une carte de traitement d'images très puissante. La carte actuelle permet de traiter 1 Go/sec, contre 133 Mo/sec de celle précédente. Du point de vue du logiciel, l'algorithme de reconstruction de traces en ligne a été optimisé en terme de rapidité.

Les principaux composants du ESS sont indiqués sur la figure 4.4 :

- une table de support très rigide et isolée des vibrations du sol;
- une table motorisée pour les déplacements horizontaux (XY);
- un bras en granite qui supporte l'appareillage optique;
- un axe vertical (Z) motorisé, monté sur le bras en granite;
- les composants optiques;
- une caméra digitale pour l'acquisition d'images, montée sur l'axe vertical et connectée à un processeur d'images;
- un système d'illumination positionné au dessous de la table de scan.

L'émulsion est placée sur un support en verre et sa planéité est assurée par un système à vide qui maintient l'émulsion dans une position fixe pendant le scan.

Environ 25 ESS sont installés et opérationnels dans les laboratoires de scan européens³, dont 4 au laboratoire de Lyon⁴. En France toutes les ressources de scan ont été concentrées au laboratoire de Lyon, ce qui en fait la *station de scan française*. L'infrastructure actuelle de la station française bénéficie du voisinage du Centre de Calcul IN2P3, lequel assure l'administration et la maintenance de la base de données de scan (voir annexe A).

4.2.1 Mécanique

La table horizontale et l'axe vertical ont été développés en collaboration avec la compagnie MICOS⁵ en adaptant des produits commerciaux. Tous les axes sont équipés de moteurs pas à pas⁶, très adaptés pour un contrôle de position précis. Les moteurs sont pilotés par un contrôleur fourni par

satisfaisant pour atteindre la vitesse de scan requise.

3. 6 ESS supplémentaires sont opérationnels au laboratoire du Gran Sasso pour le scan des feuilles amovibles (voir chapitre 3).

4. Parmi eux 3 microscopes seront dévoués à OPERA et 1 microscope à des activités de R&D.

5. <http://www.micos.ws>.

6. Moteur Vexta NanoStep 5 phases, <http://www.orientalmotor.fr>.

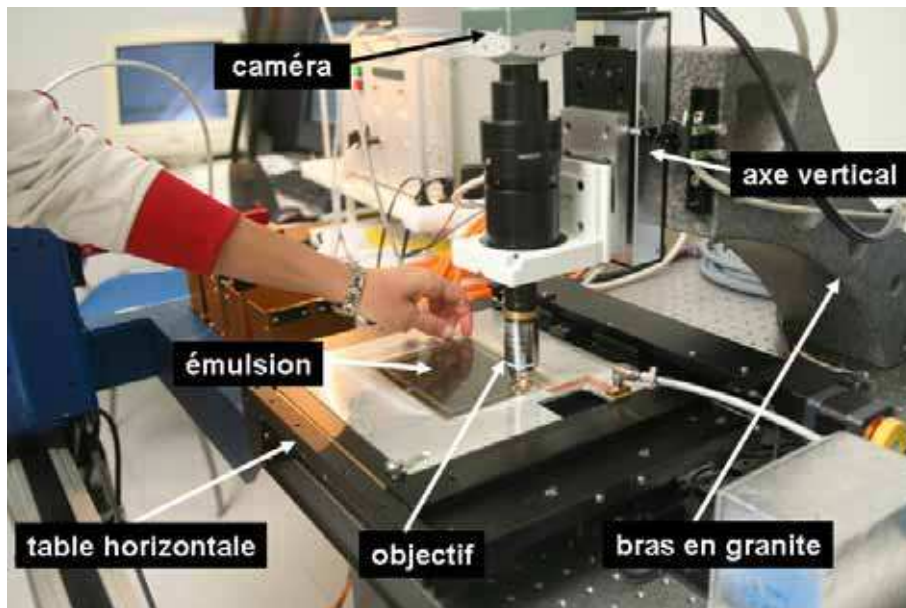


FIG. 4.4 – *Système de scan au laboratoire de Lyon.*

National Instruments⁷ interfacé par un bus PCI. Le déplacement maximal de la table est de 20.5 cm dans les deux directions X,Y et de 10.2 cm pour l'axe Z. Les coordonnées X,Y sont lues par deux encodeurs linéaires avec une précision de 0.1 μm , grâce à un système à règle optique. Des limiteurs optiques externes sont intégrés sur chaque axe pour éviter des chocs en fin de course.

Le mouvement de la table horizontale est un des points cruciaux pour obtenir une vitesse de scan adéquate. La vitesse, l'accélération et le profil temporel ont été fixés de sorte à minimiser le temps de déplacement d'un champ de vue au champ de vue successif. Le déplacement selon X est de 307 μm et celui selon Y de 240 μm . Le temps total de déplacement est donné par la somme du *temps de montée* et du *temps d'établissement*. Le premier est le temps nécessaire pour atteindre la position finale, le deuxième est le temps nécessaire pour que les oscillations se réduisent au dessous d'une valeur pré définie (dans notre cas $\pm 0.2 \mu m$, i.e. une valeur inférieure à la dimension linéaire de l'image d'un pixel (0.26 μm)). Naturellement en augmentant la vitesse et l'accélération, le *temps de montée* diminue alors que le *temps d'établissement* augmente.

7. <http://www.ni.com>.

L'axe vertical est équipé par un encodeur linéaire ($0.05 \mu m$) et des limiteurs intégrés. Le limiteur en position basse a été modifié et substitué par un limiteur externe, afin de rendre plus aisé son positionnement. Son rôle est très important, car il évite que l'objectif touche et endommage l'émulsion.

Pendant le scan de l'émulsion, l'axe vertical se déplace à une vitesse constante, de sorte que les images enregistrées par la caméra soient équidistantes. Dans l'optique d'optimiser la vitesse de scan, la position de la coordonnée Z n'est pas lue lors de l'acquisition. L'algorithme de reconstruction de traces attribue des valeurs nominales à la coordonnée Z, en considérant que les images sont équidistantes, compte tenu du comportement linéaire du mouvement vertical.

La vitesse verticale est calculée en prenant en compte la vitesse de la caméra (376 images/sec), le nombre d'images tomographiques et l'épaisseur de l'émulsion ($44 \mu m$).

Le nombre d'images tomographiques doit être suffisant pour obtenir une reconnaissance de traces efficace et leur distance relative doit être comparable avec la profondeur de champ *effective*⁸ du microscope (environ $2.5 \mu m$). Ceci permet d'éviter un sous/sur échantillonnage.

Ce nombre a été fixé à 16, ce qui donne une distance relative des images d'environ $3 \mu m$ et une vitesse verticale d'environ $1150 \mu m/sec$. Le temps nécessaire pour scanner une couche d'émulsion est d'environ $55 msec$ (en incluant le temps pour l'accélération, la décélération et la synchronisation avec l'ordinateur hôte).

4.2.1.1 Tests de performances mécaniques

Sur la base des considérations précédentes, nous avons effectué plusieurs tests de performances mécaniques, afin de déterminer les valeurs de vitesse et d'accélération optimales. Les résultats de ces tests ont indiqué les valeurs suivantes pour les axes X et Y :

$$\begin{aligned} \text{vitesse maximale} &= 100 \text{ mm/sec} \\ \text{accélération} &= 100 \text{ mm/sec}^2 \end{aligned}$$

Le profil temporel mesuré pour l'axe X est reporté sur la figure 4.5. Le temps de déplacement total pour l'axe X est de $90 msec$ et de $\sim 110 msec$ pour l'axe Y. Ce résultat est dû à la conception de la table de scan. En effet,

8. Cf. paragraphe 4.3.2.

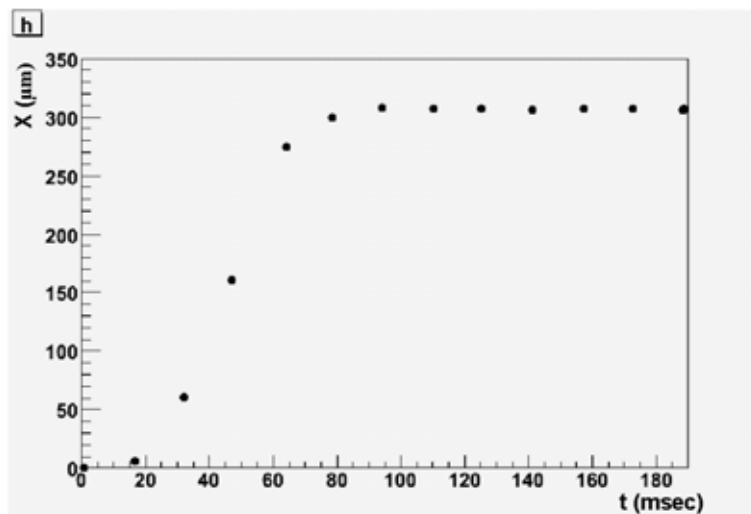


FIG. 4.5 – Evolution temporelle de la position de l'axe X pendant un déplacement d'un champ de vue au champ de vue successif.

les deux axes ne sont pas équivalents, car l'axe X repose mécaniquement sur l'axe Y. C'est pourquoi la procédure de scan minimise les déplacements selon Y (cf. figure 4.6).

Nous avons ensuite évalué la reproductibilité d'atteindre une position donnée, en commandant un déplacement d'aller/retour selon la direction X (ou Y). Pour ce test nous avons utilisé les paramètres du mouvement indiqués ci-dessus. La position d'un grain a été utilisée comme position de référence. La résolution de repositionnement trouvée est $< 0.1 \mu m$.

Enfin, nous avons mesuré les profils temporels des mouvements des axes X,Y,Z pendant un cycle de scan simulé.

Le temps nécessaire pour achever un cycle de scan est donné par la somme du temps du déplacement horizontal (il inclut le temps pour que l'axe vertical atteigne la position de départ) et du temps nécessaire pour l'acquisition selon Z. En insérant quelques millisecondes avant et après l'acquisition des images, on obtient une durée totale du cycle de $\sim 150 \text{ msec}$. Compte tenu des dimensions d'un champ de vue ($307 \times 240 \mu m^2$), il est possible d'atteindre une vitesse de scan de $\sim 18 \text{ cm}^2/h$ par couche. En incluant le temps nécessaire pour la procédure de reconnaissance des couches d'émulsion (*focusing*), on obtient une vitesse de scan de $\sim 15 \text{ cm}^2/h$ par couche.

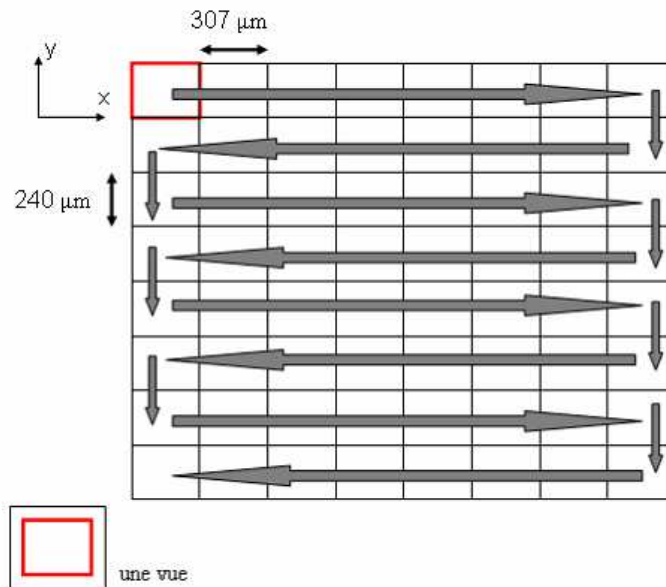


FIG. 4.6 – Chaque fragment (8×8 champs de vue) est scanné dans le sens indiqué par la flèche.

4.2.2 Optique

Les conditions optiques utilisées pour le scan des émulsions nucléaires, sont très différentes par rapport à celles utilisées par la majorité des applications en microscopie optique. L'image des émulsions nucléaires est essentiellement dans le régime de diffraction, car les dimensions d'un grain sont comparables à la longueur d'onde de la lumière visible. Ce régime est en général évité en microscopie classique. En outre, le grossissement utilisé pour le scan des émulsions est relativement faible, ce qui correspond à un champ de vue large. Un autre requis inhabituel concerne la nécessité d'obtenir une image tridimensionnelle de l'épaisseur de l'émulsion.

Dans la suite, nous allons décrire en détail le montage optique utilisé par le ESS (cf. figure 4.7), en justifiant le choix de chaque composant, sur la base des exigences imposées par le scan.

4.2.2.1 Objectif

Les performances de l'objectif doivent répondre aux critères suivants :

- résolution sub-micrométrique;

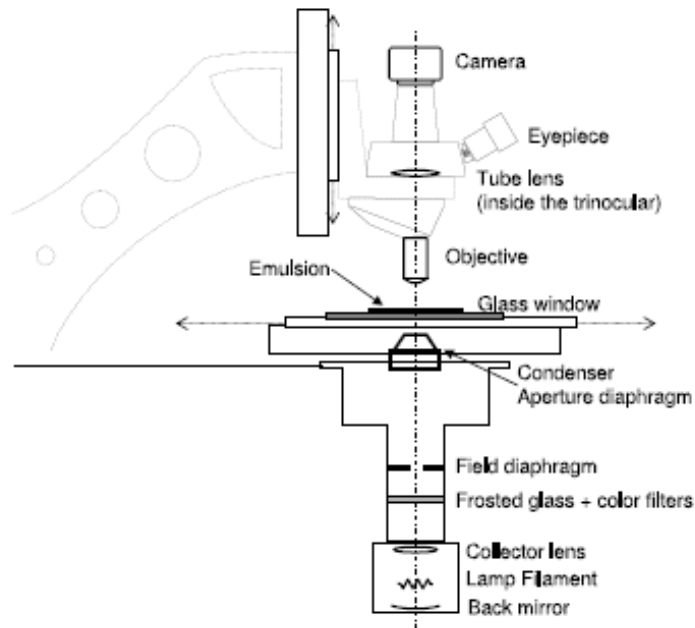


FIG. 4.7 – Schéma du système optique du ESS.

- nécessité de focaliser à des profondeurs différentes.

Nous allons présenter les paramètres qui caractérisent un objectif ainsi que les contraintes dictées par le scan.

- **Ouverture numérique**

L'ouverture numérique (*Numerical Aperture*, NA) est définie par l'expression suivante :

$$NA = n \sin(\theta/2) \quad (4.1)$$

où n est l'indice de réfraction du milieu entre les lentilles de l'objectif et le spécimen, et θ est l'*ouverture angulaire*, i.e. l'angle d'ouverture maximal du cône lumineux vu par l'objectif. Pour des objectifs corrigés à l'infini, cet angle est défini par $2 \arctan(R/F)$, où R est le rayon de la lentille frontale et F la distance focale.

L'ouverture numérique définit plusieurs paramètres importants, tels que la résolution transversale, la profondeur de champ, l'efficacité optique etc.

Résolution transversale

La résolution transversale, définie comme la distance minimale telle que deux objets soient vus séparés, est limitée par la diffraction. Le critère de Rayleigh donne pour la résolution l'expression suivante :

$$r = \frac{0.61\lambda_0}{NA} \quad (4.2)$$

où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide et NA est l'ouverture numérique du système. Une ouverture numérique $NA > 0.8$, donne une résolution sub-micrométrique. Toutefois, il est à noter que nous ne nous sommes pas intéressés à étudier la structure d'un grain, mais simplement à mesurer sa position, i.e. le centre du spectre de diffraction. Dans notre cas, la quantité importante est la résolution intrinsèque des émulsions, déterminée en mesurant la distance transversale des grains de la microtrace⁹ ajustée (cf. chapitre 3). Enfin, la densité de grains dans les émulsions est assez faible pour qu'il y ait une confusion entre deux grains.

Profondeur de champ

La profondeur de champ est définie comme la distance axiale à l'intérieur de laquelle un objet apparaît focalisé. Elle est donnée par la somme de deux termes, le premier étant déterminé par la diffraction et le deuxième par la résolution latérale du système de lecture utilisé pour capter l'image :

$$d = \frac{\lambda_0 n}{(NA)^2} + \frac{ne}{M \cdot NA} \quad (4.3)$$

où λ_0 , n et NA sont définis comme précédemment, e est la résolution du système de lecture, dans notre cas la taille d'un pixel du senseur CMOS, et M est le grossissement de l'objectif.

- **Distance de travail**

La distance de travail (*Working distance*, WD) est définie comme la distance objet/lentille (de l'objectif) quand la mise au point est réalisée.

Etant donnée l'épaisseur globale de l'émulsion ($44 + 205 + 44$) $\mu m \sim 300 \mu m$, une distance de travail $> 300 \mu m$ est requise pour pouvoir scanner les deux couches d'émulsion.

⁹. trace reconstruite dans une couche d'émulsion.

- **Grossissement**

Le grossissement de l'objectif doit permettre d'obtenir une résolution d'au moins quelques pixels par micron. Pour un capteur de 1280×1024 pixels, ayant une diagonale de 20 mm , un grossissement $M > 40$ est nécessaire. Toutefois, le grossissement ne doit pas être beaucoup plus élevé, car un champ de vue plus petit implique une vitesse de scan inférieure.

- **Objectif à immersion**

Un objectif peut être conçu pour travailler ou non en immersion dans l'huile. Du point de vue optique, le meilleur choix possible est celui d'un objectif à huile, car le chemin optique est pratiquement homogène, étant donné que l'huile, l'émulsion et le support en plastique ont le même indice de réfraction (~ 1.5).

Ces critères sont assez sévères et peu d'objectifs disponibles sur le marché les satisfont. Les groupes de scan européens ont opté pour un objectif Nikon CFI Plan Achromat $50\times$ à huile, $NA = 0.9$, $WD = 0.4 \text{ mm}$, utilisé dans un système corrigé à l'infini. Les aberrations chromatiques sont complètement corrigées par cet objectif.

Naturellement, dans une expérience telle que OPERA, où une grande quantité de feuilles d'émulsion doit être scannée quotidiennement, le choix d'un objectif à immersion n'est pas optimal (cf. paragraphe 4.20). C'est pourquoi, sous l'initiative du groupe de scan de Lyon, une partie des groupes européens s'est consacrée à l'étude des performances d'un objectif à sec. Dans le chapitre 5 nous allons présenter les résultats des études conduites à Lyon.

4.2.2.2 Système d'éclairage

Le système d'éclairage, placé au dessous de la table de scan, a été conçu pour obtenir la configuration de Köhler [88]. La lumière provenant d'une lampe à halogène est focalisée par une lentille (*collecteur*) sur le diaphragme d'ouverture du *condenseur*. Ce dernier concentre la lumière dans un cône qui éclaire l'émulsion avec une intensité uniforme à l'intérieur du champ de vue. Un second diaphragme (*diaphragme de champ*) sert à éviter l'éclairage (et l'échauffement) de l'émulsion en dehors du champ de vue. L'ouverture numérique du condenseur (NA_{cond}) définit, comme dans le cas de l'objectif, l'inclinaison maximale de la lumière incidente. Elle doit être comparable à

celle de l'objectif afin d'obtenir un cône d'éclairage large et une résolution optimale.

Plus précisément, la résolution transversale est exprimée par la relation 4.2 dans le cas d'un éclairage parallèle à l'axe optique. En général, l'ouverture du système d'éclairage est inférieure à celle du système imageur et la résolution transversale effective pour le système combiné est donnée par :

$$r_{eff} = \frac{0.61\lambda_0}{(NA_{obj} + NA_{cond})} \quad (4.4)$$

si $NA_{cond} \leq NA_{obj}$.

L'expression de la profondeur de champ donnée par l'équation 4.3, se réfère au cas d'un éclairage incohérent, c'est-à-dire au cas où $NA_{cond} \geq NA_{obj}$. En général, la profondeur de champ augmente jusqu'à un facteur 2 lorsque la cohérence de l'éclairage augmente, i.e. lorsque $NA_{cond} \rightarrow 0$.

Enfin, l'épaisseur du support de l'émulsion est telle qu'une distance de travail d'au moins quelques millimètres est requise. Le choix final s'est porté sur un condenseur achromatique Olympus avec $NA = 0.8$ et $WD = 4.6 \text{ mm}$.

4.2.2.3 Performances de l'objectif à huile

A partir de l'équation 4.3, nous pouvons calculer la profondeur de champ de notre système (pour $\lambda_0 = 0.7 \mu m$, la longueur d'onde maximale dans le spectre visible¹⁰) lorsqu'il est équipé d'un objectif à huile. Nous résumons ici les grandeurs qui nous intéressent : $n = 1.511$, $NA_{obj} = 0.9$, $NA_{cond} = 0.8$, $M = 50$ et $e = 12 \mu m$ (taille d'un pixel de la caméra CMOS). La taille de l'image d'un pixel est de $\sim 0.26 \mu m$. Pour être précis, avec un grossissement $M = 50$, la taille de l'image du pixel vaut $e/M = 0.24 \mu m$. Dans notre cas, le grossissement n'est pas exactement de 50, car cette valeur correspond à une *longueur du tube*¹¹ prédéterminée. La monture des tables de scan avait été calculée pour un objectif Olympus et nous avons finalement opté pour un objectif Nikon.

En définitive, sans considérer la dégradation introduite par le système d'éclairage, nous obtenons pour la profondeur de champ la valeur suivante :

$$d_{huile} = 1.31 \mu m + 0.44 \mu m = 1.75 \mu m \quad (4.5)$$

10. Notre système d'éclairage utilise la lumière blanche, mais nous voulons ici estimer la limite sur la profondeur de champ.

11. Distance entre l'appui de l'objectif et le capteur.

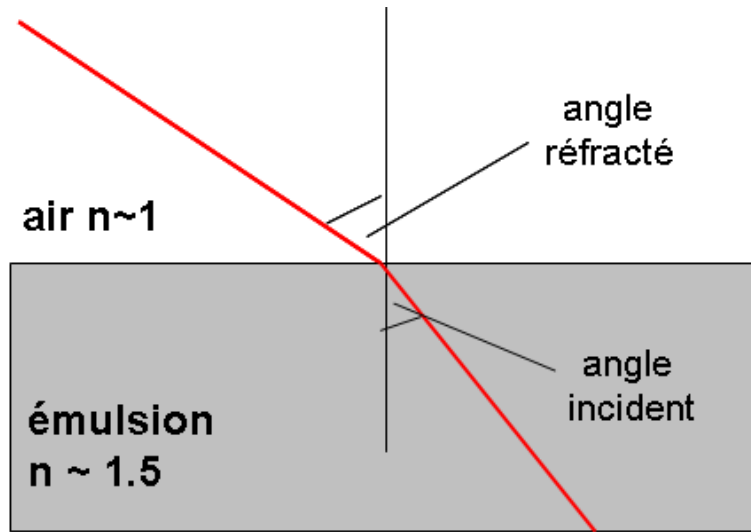


FIG. 4.8 – Schéma du chemin optique dans le cas d'un système équipé d'un objectif à sec. La lumière subit la réfraction lors du changement de l'indice de réfraction du milieu ($n_{em} = 1.511$ et $n_{air} = 1$). L'épaisseur de l'émulsion est vue rétrécie d'un facteur 1.5.

4.2.2.4 Performances de l'objectif à sec

L'objectif à sec sélectionné par les groupes de scan, est un objectif Nikon LU Plan $NA = 0.8$ $WD = 0.4$ mm et $M = 50$. Le calcul de de la profondeur de champ donne :

$$d_{sec} = 1.09 \mu m + 0.34 \mu m = 1.43 \mu m \quad (4.6)$$

où $n_{air} = 1$, $NA_{obj} = 0.8$ et la taille de l'image d'un pixel $e/M = 0.27 \mu m$. La profondeur de champ est donc plus faible par rapport à celle de l'objectif à huile. Toutefois, il faut considérer que l'objectif à sec voit l'épaisseur de l'émulsion rétrécie d'un facteur égal à l'indice de réfraction de l'émulsion ($n_{em} = 1.511$), comme schématisé sur la figure 4.8. La profondeur de champ devient alors :

$$d'_{sec} = 1.511 \times 1.43 \mu m = 2.16 \mu m \quad (4.7)$$

Nous observons que du point de vue de la profondeur de champ effective, l'objectif à huile est plus performant par rapport à l'objectif à sec. De plus, lorsqu'on observe l'image de l'émulsion avec un objectif à sec, on constate

que la qualité d'image est très différente dans les deux couches d'émulsion. La présence sur le chemin optique d'un objet relativement épais ($300 \mu m$), avec un indice de réfraction $n_{em} = 1.5$, se traduit en une légère dégradation de la résolution à cause d'aberrations sphériques non parfaitement corrigées. Il s'agit d'un effet très difficile à quantifier.

En général, cette différence est compensée en fixant un seuil de binarisation plus faible pour la couche du bas, lors du traitement des images (voir paragraphe 4.3.2). Naturellement l'adoption de ce seuil induit une augmentation du bruit de fond instrumental, c'est-à-dire du nombre de fausses traces reconstruites à partir d'alignements aléatoires de grains de brouillard.

Le groupe de Bologne a mené une étude concernant l'utilisation d'un objectif à sec à correction variable (*collar correction*), appliquée au Système de Scan Européen. Le groupe de Nagoya a également équipé un de ses systèmes de scan avec un tel type d'objectif.

Les aberrations introduites par la présence d'une épaisseur importante ayant $n = 1.5$, peuvent être corrigées efficacement seulement à une profondeur donnée dans l'émulsion. Des objectifs à correction variable sont disponibles dans le commerce. La correction est ajustée en faisant tourner un anneau fixé sur le corps de l'objectif. L'idée consiste à corriger les aberrations à deux profondeurs différentes. On fixe l'anneau dans une position pour le scan de la couche du haut, et dans une autre position pour le scan de la couche du bas. Naturellement, lors du scan automatique un engin mécanique doit assurer les rotations de l'anneau en synchronisation avec le mouvement de l'axe vertical du microscope. Les tests préliminaires donnent des résultats encourageants.

A Lyon, nous avons étudié la possibilité de réduire le bruit de fond instrumental en appliquant des coupures de qualité adaptées, lors de la reconstruction des traces hors-ligne. Les résultats de cette étude seront présentés dans le chapitre suivant.

4.2.2.5 Caméra

Les images provenant de l'objectif atteignent le capteur de la caméra. Le ESS est équipé avec une caméra Mikrotrotron MC1310, avec un capteur CMOS. A la différence des capteurs CCD à haute résolution, les capteurs CMOS modernes permettent d'obtenir une fréquence d'acquisition extrêmement

élevée, tout en gardant une haute résolution. Le capteur CMOS utilisé a une résolution de 1280×1024 pixels, et chaque pixel a des dimensions de $12 \times 12 \mu\text{m}^2$ (l'aire du capteur est de $1.5 \times 1.2 \text{ cm}^2$). La caméra permet d'acquérir 500 images/sec à résolution maximale, ce qui correspond à un taux maximal de 660 *Mo/sec*. L'ESS utilise la caméra dans une configuration à 376 images/sec, qui est satisfaisante pour la vitesse de scan requise. Le temps d'exposition sélectionné est $< 0.5 \text{ msec}$. Le mouvement de l'axe vertical pendant ce laps de temps est de $\sim 0.47 \mu\text{m}$: ceci introduit une indétermination dans la position Z d'un grain. Nous verrons par la suite que l'indétermination introduite par la profondeur de champ *effective* du ESS, est d'environ un ordre de grandeur plus grande.

La taille du capteur et le grossissement de l'objectif donnent un champ de vue de $340 \times 272 \mu\text{m}^2$ et une résolution d'environ $0.26 \mu\text{m}$.

Les images sont stockées sur une échelle de 256 niveaux de gris (l'information stockée par 1 pixel est convertie en une séquence de 8 bits) et ensuite traitées à l'aide d'une carte Matrox *Odyssey Xpro* traitant 1 *Go/sec*. Dans le paragraphe 4.3.2, nous verrons les différentes étapes du traitement d'images.

4.3 L'acquisition en ligne

4.3.1 Le logiciel d'acquisition

Le logiciel d'acquisition du ESS a été développé sous une plateforme Windows. Ce choix est dû au fait que la plupart des constructeurs des composants matériels ne supportent que ce système d'exploitation. L'application, écrite en langages orientés objets C++ et C# dans un environnement .NET, est flexible et modulaire. Chaque objet est responsable d'une tâche bien définie et une fenêtre de configuration permet de modifier les paramètres associés. La figure 4.3.1 montre le panneau de contrôle de l'application avec les connexions entre les différents objets.

Pour mieux comprendre le fonctionnement de l'application, nous allons exposer les différents objets et leurs fonctionnalités.

- **Objectif** stocke les informations relatives à l'objectif utilisé et effectue la conversion pixel/micron.
- **Odyssey** pilote la carte Odyssey, responsable de l'acquisition et du traitement des images.

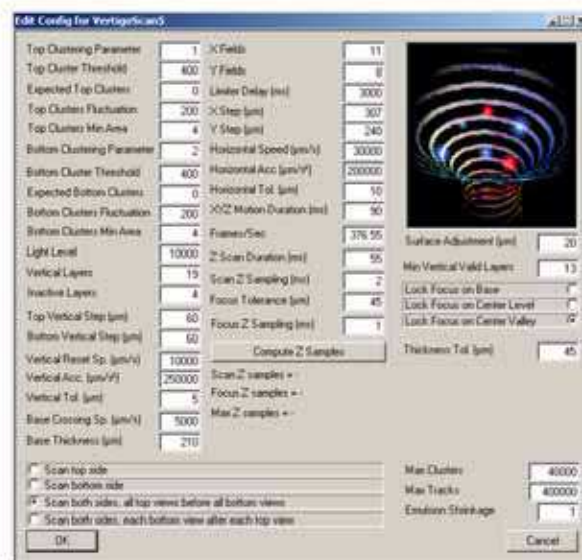
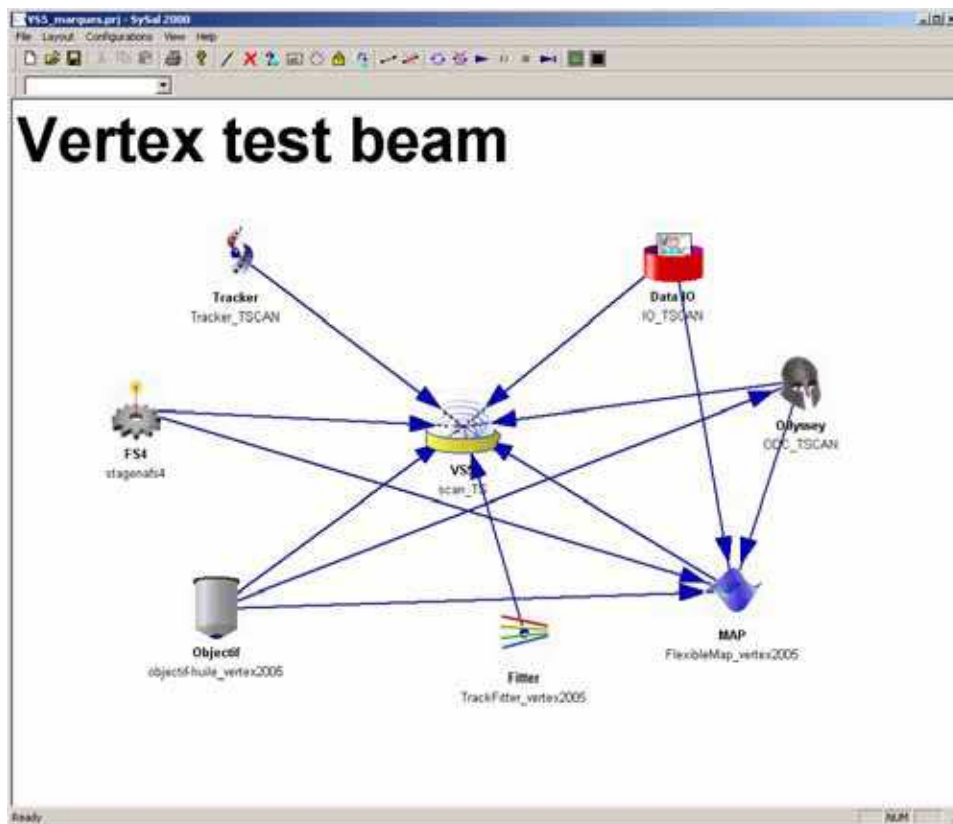


FIG. 4.9 – *En haut*. Le panneau de contrôle de l'application d'acquisition du ESS, où les objets et leurs configurations sont représentés. *En bas*. La fenêtre de configuration de l'objet principal.

- **FlexStage** est interfacé avec les contrôleurs de la table et il définit les paramètres du mouvement.
- **SmartTracker** est responsable de la reconstruction des traces à partir des séquences de grains géométriquement alignés.
- **SmartFitter** effectue l’ajustement des traces.
- **DataIO** contrôle les entrées et les sorties.
- **FlexibleMap** transforme les coordonnées du système de référence de la table au système de référence propre à l’émulsion (défini par une grille de marques fiducielles imprimées sur l’émulsion).
- **ScanServer** permet le contrôle distant de l’acquisition.
- **VertigoScan** est le module principal qui coordonne tous les autres objets pour exécuter le scan.

Les données de sortie du scan sont stockées dans une collection de fichiers bruts, en format binaire, écrits temporairement sur le disque local. Ces fichiers contiennent toutes les informations relatives aux microtraces (angle, coordonnées du point d’intersection avec la base plastique, nombre de grains et distance transversale¹² moyenne grain/microtrace ajustée (σ_{mtk})), plus d’autres informations liées à l’acquisition et utiles pour un contrôle de qualité.

4.3.2 Le traitement d’images et la reconnaissance des grains

Afin d’obtenir une efficacité de détection des grains élevée et un bon rejet du bruit de fond, un traitement d’image assez complexe est nécessaire. Cette procédure est assurée par la carte Odyssey et peut se résumer en 5 étapes.

- **Soustraction du champ plat.** Le champ plat est une carte des piédestaux des pixels du capteur, obtenue en captant une image à l’extérieur de l’émulsion. Cette image contiendra des clusters dus essentiellement à la présence de poussière sur le capteur de la caméra. La soustraction du champ plat élimine ces clusters. En effet, ces derniers, étant présents sur toutes les images tomographiques à une position XY fixe, induiraient à la reconstruction de fausses traces parfaitement verticales. En outre, les capteurs CMOS, bien qu’étant plus rapides que les capteurs CCD, sont en général affectés par un bruit électronique plus élevé. Dans la conversion du signal analogique/digital, chaque pixel possède son propre piédestal. Ceci produit un *effet sable*

12. La distance transversale sera définie au paragraphe 4.3.3.

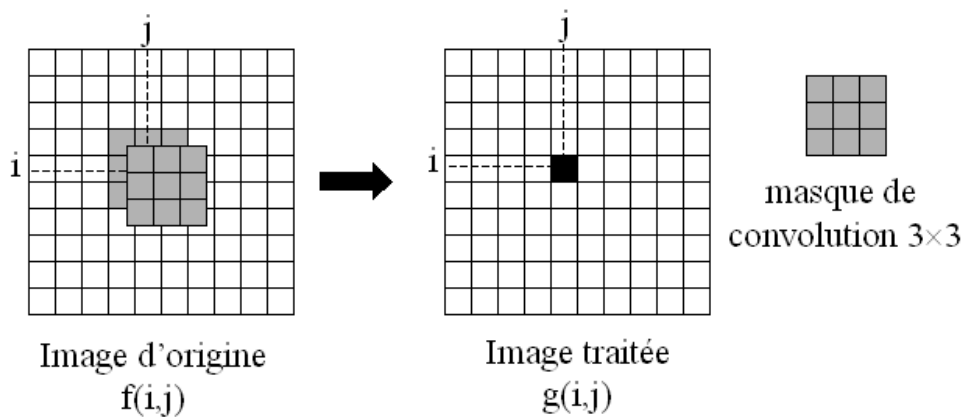


FIG. 4.10 – La convolution numérique permet de traiter chaque pixel en fonction de son voisinage. Le principe consiste à appliquer un masque $h(m,n)$, ici en grisé, et à le déplacer sur toute la surface de l'image (cf. équation 4.11).

sur l'image qui doit être minimisé. La technique de la soustraction du champ plat permet d'égaliser la réponse de chaque pixel. La carte des piédestaux doit être recalculée périodiquement pour prendre en compte le vieillissement de la caméra et l'accumulation de poussière sur la surface du senseur.

- **Convolution.** Cette étape a l'objectif d'augmenter le contraste entre les grains dans le plan focal et ceux en dehors du plan focal (i.e. les ombres des grains qui n'appartient pas au plan focal examiné). Le filtrage est obtenu en appliquant à chaque image un filtre à Réponse Impulsionnelle Finie (RIF). Le filtre opère de la façon suivante : le niveau de gris de chaque pixel est le résultat d'une somme pondérée qui inclut les pixels voisins. Le niveau de gris $g(i,j)$ du pixel (i,j) est donné par l'expression suivante :

$$g(i,j) = \sum_{m=-M}^M \sum_{n=-N}^N h(m,n) f(i-m, j-n) \quad (4.8)$$

Les poids sont donnés par le noyau de convolution $h(m,n)$. Le ESS utilise un noyau 6×6 :

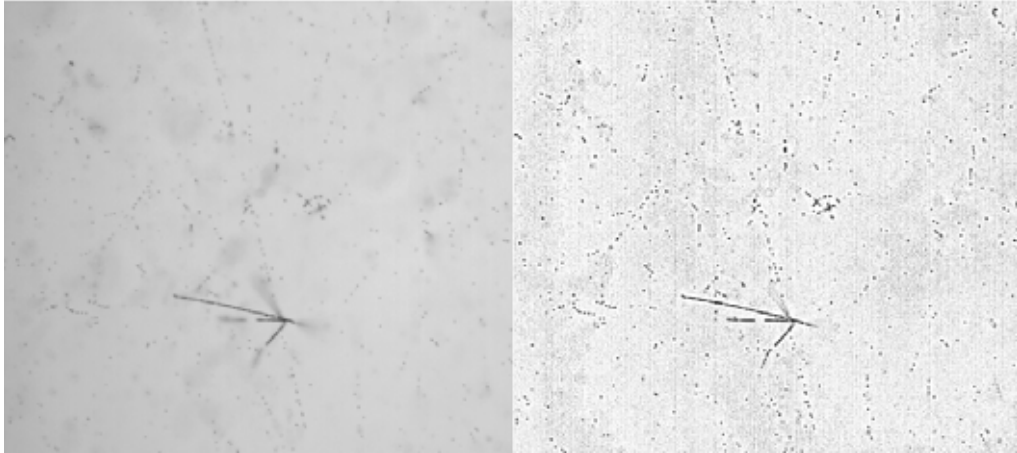


FIG. 4.11 – L’effet de l’application du filtre de convolution (cf. 4.3.2) sur une image d’émulsion. **A gauche** l’image capturée avant le traitement. **A droite** l’image filtrée.

$$h = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 2 & 3 & 3 & 2 & 1 \\ 1 & 3 & -13 & -13 & 3 & 1 \\ 1 & 3 & -13 & -13 & 3 & 1 \\ 1 & 2 & 3 & 3 & 2 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

Les dimensions du noyau sont le résultat d’un compromis entre le temps de calcul et la qualité de la sélection du filtre. La somme des coefficients est nulle de sorte que l’image filtrée soit indépendante du niveau de gris moyen de l’image d’origine. L’effet du filtre appliqué à l’image d’une émulsion est montré sur la figure 4.11.

L’effet de la convolution étend l’échelle originelle de 256 niveaux de gris, à une échelle plus large, en aplatissant le bruit de fond et en facilitant ainsi sa soustraction.

- **Binarisation.** Après la convolution, un seuil est appliqué et les images sont binarisées. L’effet de la binarisation sur l’image de droite de la figure 4.11 est montré sur la figure 4.12.

Il est important de souligner que le noyau et le seuil choisis définissent la profondeur de champ *effective* du microscope, puisqu’ils jouent un rôle

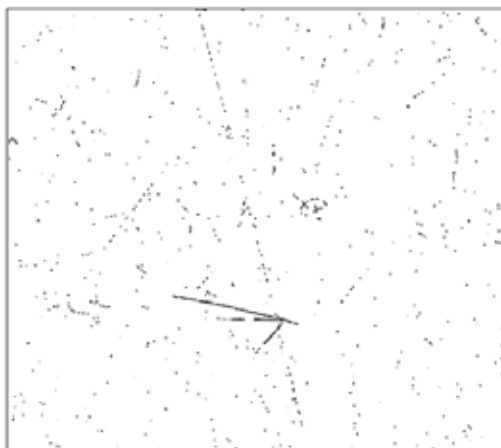


FIG. 4.12 – L'effet de la binarisation sur l'image filtrée de la figure 4.11.

crucial dans la définition de l'*ombre tolérée* (due aux grains en dehors du plan focal). Le noyau utilisé, avec des valeurs de seuil typiques de 700-1000, donne une profondeur de champ effective de $\sim 2.5 \mu m$. Cette valeur a été mesurée par une procédure dédiée qui consiste à échantillonner l'émulsion tous les microns et à compter les grains communs aux différentes images tomographiques [74].

- **Egalisation.** L'égalisation permet d'obtenir une distribution homogène des clusters dans une image. Cette procédure prévoit le calcul d'une carte d'égalisation au moment de la mise au point du microscope. Pour calculer cette carte, on découpe tout d'abord l'image en plusieurs cellules, ensuite on scanne l'émulsion à une profondeur Z donnée et enfin on compte le nombre de clusters détectés dans chaque cellule en appliquant de seuils différents. De cette façon on construit une carte de seuils (carte d'égalisation) qui permet d'obtenir un nombre constant de clusters dans chaque cellule. Cette carte sera appliquée à chaque image plutôt qu'une valeur de seuil unique. Naturellement, comme dans le cas du champ plat, cette carte doit être recalculée de temps en temps. Nous pouvons vérifier que la procédure fonctionne correctement, en constatant l'uniformité de la distribution des clusters dans les coordonnées du senseur (en pixels), obtenue par une acquisition du ESS (cf. figure 4.13).
- **Reconnaissance des clusters.** L'algorithme recherche d'abord des

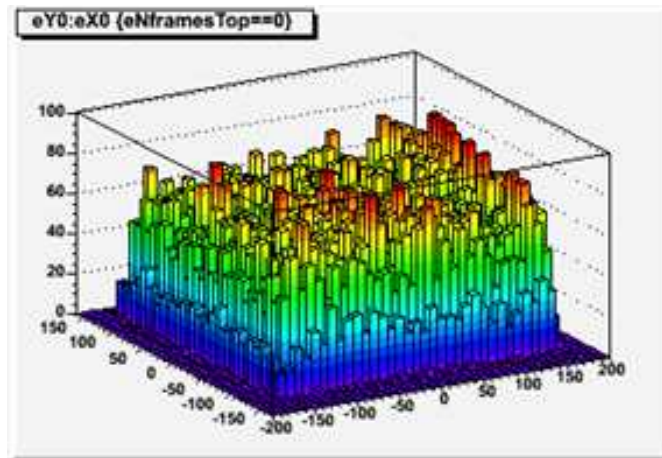


FIG. 4.13 – Répartition des clusters en coordonnées de pixels, obtenue lors d'une acquisition du ESS.

séquences de pixels *noirs* (qui ont dépassé le seuil appliqué au moment de la binarisation) à l'intérieur de chaque ligne. Ensuite, il regroupe les séquences adjacentes appartenant à plusieurs lignes pour former des clusters. La position et l'aire de chaque cluster sont stockées dans un fichier de sortie.

4.3.3 La reconstruction des traces

Chaque champ de vue contient normalement 1000-2000 clusters, dont la plupart est due au bruit de fond (brouillard ou bruit électronique). Avant la reconstruction, on applique une coupure de qualité basée sur l'aire des clusters. On demande que l'aire d'un cluster soit supérieure à 3 pixels, car le bruit électronique inhérent à chaque pixel peut générer des grains de faible taille. On applique également une coupure sur l'aire maximale, car des clusters de gros diamètre peuvent être générés par des impuretés liées au processus de développement, notamment à la surface de l'émulsion. On ne retient que les clusters dont l'aire est inférieure à 64 pixels. En considérant que 1 *pixel* $\simeq 0.26 \mu m$, et en faisant l'approximation que les grains sont des sphères, cela équivaut à rejeter des clusters ayant un diamètre $> 2.3 \mu m$. Cette coupure n'affecte pas l'efficacité de scan, car un grain associé à une trace physique a un diamètre compris entre $0.6-0.8 \mu m$ (voir chapitre 3). Les clusters qui satisfont à ces coupures de qualités seront appelés *grains*.

Le cycle de scan du ESS est divisé en deux phases : l'acquisition des images ($\sim 55 \text{ msec}$) et le déplacement de la table au champ de vue successif ($\sim 90 \text{ msec}$). La reconnaissance des grains commence dès que la première image est disponible et elle se termine quelques dizaines de millisecondes après la fin de l'acquisition des images. Le temps restant ($\sim 60 - 70 \text{ msec}$) ne serait pas suffisant pour la reconstruction de traces. C'est pourquoi un mode d'acquisition *asynchrone* a été implémenté, en permettant ainsi d'augmenter significativement la vitesse de scan. La reconstruction de traces est effectuée pendant tout le cycle de scan ($\sim 150 \text{ msec}$), en utilisant les images acquises dans le cycle précédent.

L'algorithme de reconstruction de traces considère une trace comme une séquence rectiligne de grains appartenant à différentes vues tomographiques. Afin de réduire la complexité combinatoire du processus de reconstruction de traces, chaque image est découpée en cellules de dimensions de $25 \times 25 \mu\text{m}^2$.

La première étape de la reconstruction est la **recherche d'un déclencheur** (*track startup*). On définit plusieurs *séquences d'images tomographiques* (niveaux) pour chaque couche d'émulsion. Chaque séquence contient un niveau appartenant à la partie haute de l'émulsion, un niveau appartenant à la partie basse et quelques niveaux centraux. Pour une séquence donnée, toutes les combinaisons de grains appartenant aux niveaux du haut et du bas de cellules correspondantes sont considérées. Ensuite, on recherche à l'intérieur d'une tolérance donnée, des grains appartenant aux niveaux centraux et situés sur la ligne qui relie les deux grains. Si au moins un grain est trouvé dans un des niveaux centraux, un *déclencheur* est produit, dans le cas contraire la recherche s'arrête immédiatement. Le contenu des séquences des niveaux déclencheurs a été optimisé par une simulation MonteCarlo.

La seconde étape consiste à rechercher pour chaque déclencheur la présence des grains appartenant à tous les niveaux, toujours dans la tolérance définie (**suivi de la trace** ou *track following*, cf. figure 4.14). Pendant le suivi de la trace, les cellules adjacentes sont également considérées, afin de tenir compte des angles.

Pour définir l'aire d'acceptance des grains, on introduit deux nouvelles variables, appelées distance *longitudinale* et distance *transversale*. Ces variables correspondent aux coordonnées cartésiennes des grains dans un

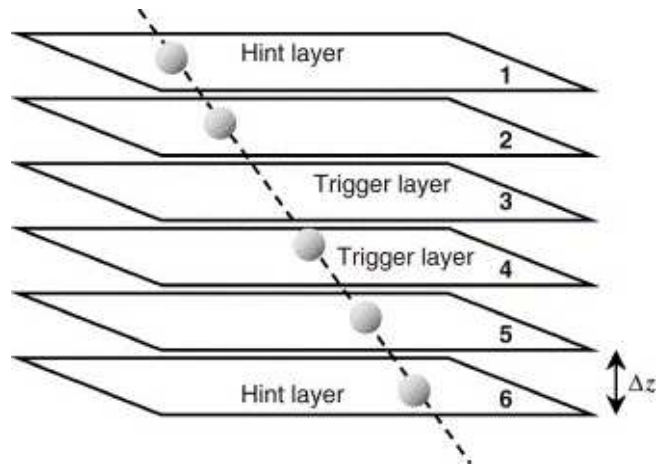


FIG. 4.14 – Les niveaux 1, 3, 4 et 6 constituent une séquence de déclenchement. Une seule combinaison de grains appartenant aux niveaux 1 et 6 est représentée sur la figure. L’algorithme recherche d’abord la présence d’un grain aux niveaux 3 et 4, sur la ligne qui relie les grains des niveaux 1 et 6 (**recherche d’un déclencheur**). Puisqu’un cluster est trouvé au niveau 4, la recherche se poursuit dans tous les autres niveaux (**suivi de la trace**).

nouveau système de référence, défini dans le plan focal auquel appartient le grain. Ce système de référence est défini de la manière suivante : l’origine des axes est le point d’intersection entre la microtrace candidate et le plan focal. La projection de la droite sur le plan focal définit l’axe *longitudinal*. L’axe *transversal* est l’axe perpendiculaire à ce dernier. La distance transversale est la distance du grain par rapport à l’axe longitudinal (de façon analogue, la distance longitudinale est la distance du grain par rapport à l’axe transversal). La distribution de la distance transversale est gaussienne et indépendante de l’angle de la trace, puisqu’elle est affectée principalement par la résolution de la caméra. Quant à la distance longitudinale, elle a deux contributions, une gaussienne comme pour la distance transversale, et l’autre uniforme, due à la profondeur de champ¹³, ce qui introduit une dépendance angulaire. Pour clarifier ce point, prenons un système de référence bidimensionnel (X,Z), qui contient une microtrace. Soit $\Delta Z =$

13. Nous rappelons que les grains ne sont pas situés exactement sur les plans focaux. Par conséquent, la vraie position Z des grains appartenant à un même niveau est distribuée de façon uniforme autour de la position Z du niveau en question.

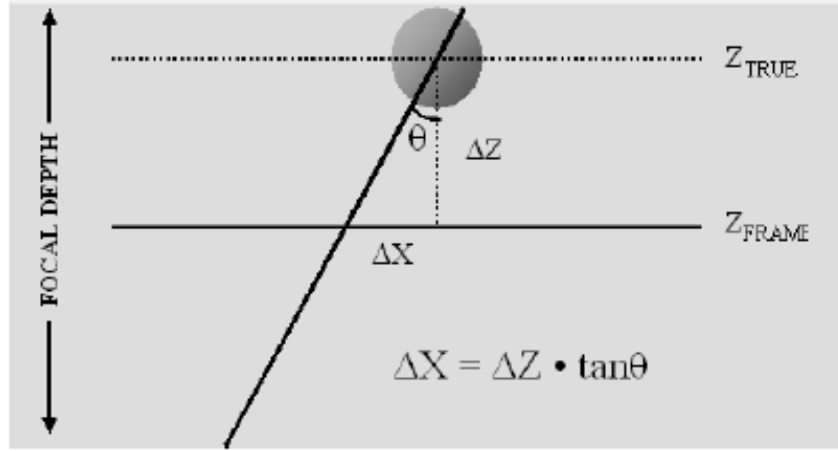


FIG. 4.15 – L’algorithme de reconstruction de traces attribue à chaque grain la coordonnée Z du niveau correspondant. Lors de l’ajustement de la trace, la coordonnée Z est utilisée en tant que variable indépendante. De cette façon, l’erreur sur la position de Z , qui dépend de la profondeur de champ effective, est transférée à la coordonnée horizontale. Cette dernière est proportionnelle à la tangente de l’angle de la microtrace.

$Z_{vrai} - Z_{tomographique}$ la distance entre la vraie position Z d’un grain et celle nominale qui lui est associée lors de la reconstruction de traces, c’est-à-dire celle de la vue tomographique. Si nous faisons l’hypothèse que la coordonnée Z n’est pas affectée d’erreurs (i.e. en considérant Z comme une variable indépendante lors de l’ajustement de la trace), l’erreur induite sur la position X est proportionnelle à la tangente de l’angle de la microtrace (cf. figure 4.15).

Sur la base de ces considérations, pour chaque champ de vue l’aire d’acceptance est définie par une ellipse, dont le semi-axe mineur vaut $0.4 \mu m$ ¹⁴ et le semi-axe majeur vaut $(0.4 + \Delta_z \cdot \tan \theta) \mu m$, où Δ_z est la distance entre deux vues tomographiques et θ est l’angle entre la direction de la microtrace et la direction perpendiculaire à l’émulsion. Tous les grains trouvés à l’intérieur de l’acceptance sont attribués à la même microtrace.

Ensuite, un ajustement linéaire est effectué sur les séquences de grains

¹⁴. Compte tenu de la résolution transversale (cf. paragraphe 4.4.1), cette valeur permet de maximiser l’efficacité de scan. Les fausses traces sont ensuite efficacement éliminées après la connexion des microtraces appartenant aux deux couches d’émulsion.

qui satisfont les critères de sélection suivants :

- on ne retient que les microtraces avec $\tan\theta < 0.6$. Il s'agit d'une coupure *sûre*, car les traces associées aux événements neutrinos qui nous intéressent, sont telles que $\tan\theta < 0.4$;
- on ne retient que des microtraces ayant minimum 6 grains (cette coupure sera justifiée dans le paragraphe 4.19).

Enfin, les reconstructions multiples sont éliminées : si un grain appartient à deux ou plusieurs microtraces, on ne retient que la microtrace ayant le plus de grains.

4.4 Caractéristiques des microtraces

4.4.1 Alignement des grains et résolution angulaire

Comme nous l'avons mentionné au paragraphe 4.2.2, l'alignement des grains sur une microtrace, fournit une estimation de la résolution transversale sur la position d'un grain. Nous introduisons la variable σ_{mtk} , définie comme la moyenne des distances transversales de tous les grains appartenant à une microtrace donnée. Les mesures effectuées à Lyon, donnent une valeur moyenne de $\sim 0.08 \mu\text{m}$ pour la distance transversale moyenne des grains de la microtrace ajustée (cf. figure 4.16 à gauche). A droite de la figure 4.16, nous observons que σ_{mtk} est indépendant de l'angle, comme il était attendu.

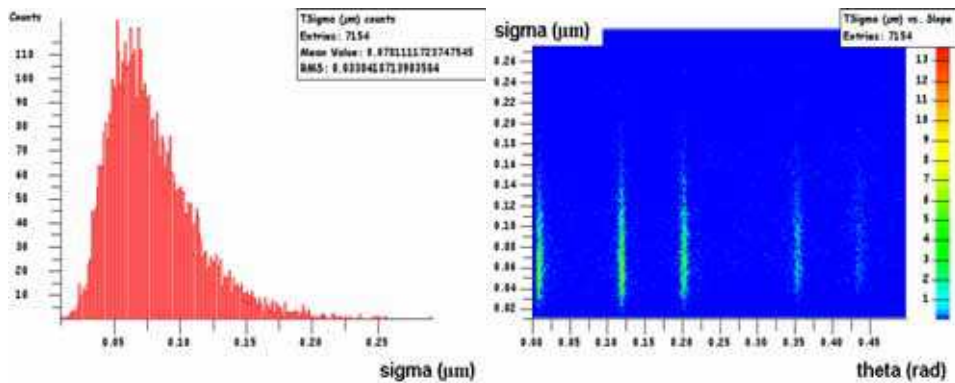


FIG. 4.16 – **A gauche.** Distribution de σ_{mtk} (μm) obtenue par une acquisition du ESS. La valeur moyenne est $\sim 0.08 \mu\text{m}$. **A droite.** Distribution 2D de σ_{mtk} en fonction de l'angle (rad) de la microtrace. Aucune corrélation n'est visible.

Pour évaluer la résolution angulaire d'une microtrace, il est nécessaire de construire la *basetrace* correspondante. Une basetrace est obtenue en connectant deux microtraces à travers la base plastique. Les deux microtraces sont extrapolées au niveau de la base plastique et les points ainsi obtenus sont reliés. Puisque ces points appartiennent à une région qui n'est pas affectée par des effets de distorsion, la résolution angulaire d'une basetrace est approximativement d'un ordre de grandeur meilleure par rapport à celle des microtraces. Ainsi, la différence angulaire entre une microtrace et la basetrace correspondante fournit une estimation de la résolution angulaire des microtraces. Les résultats des mesures effectuées à Lyon sont montrés sur la figure 4.17. Nous constatons que la résolution se dégrade avec l'angle. Ce comportement s'explique sur la base des considérations faites au paragraphe 4.3.3. Les résolutions mesurées varient entre 9 *mrad* pour des traces à angle nul, et 20 *mrad* pour des microtraces telles que $\tan \theta = 0.4 \text{ rad}$. Avec une bonne approximation la résolution angulaire pour les deux projections X et Y, peut s'exprimer à travers la relation suivante (cf. figure 4.18) :

$$\sigma(\theta) = \sigma(0)(1 + 4 \cdot \tan \theta) \quad (4.10)$$

4.4.2 Nombre de grains par microtrace

Nous allons tout d'abord justifier l'échantillonnage choisi pour le scan d'une couche d'émulsion. Ensuite, nous expliquerons pourquoi le nombre de grains associé à une microtrace dépend de l'angle de celle-ci. Dans le chapitre 5, nous verrons que cet effet induit une dépendance analogue dans l'efficacité de scan.

Compte tenu de la profondeur de champ effective de notre système (2.5 μm , cf. paragraphe 4.3.2) et de l'épaisseur des émulsions OPERA (42 μm), un échantillonnage au delà de 17 vues tomographiques (42/2.5=16.8) produirait des répliques du même grain, en favorisant la reconstruction de fausses traces. Un échantillonnage de 17 vues tomographiques permettrait donc de couvrir toute l'épaisseur de l'émulsion. Toutefois, le temps de scan augmente avec le nombre de vues tomographiques. Pour cette raison, le choix final a été de scanner 15 vues tomographiques par couche d'émulsion.

Nous allons maintenant vérifier la compatibilité entre la densité de grains mesurée et celle attendue. Nous rappelons qu'une émulsion OPERA a une sensibilité de 33 grains/100 μm (cf. chapitre 3). Par conséquence,

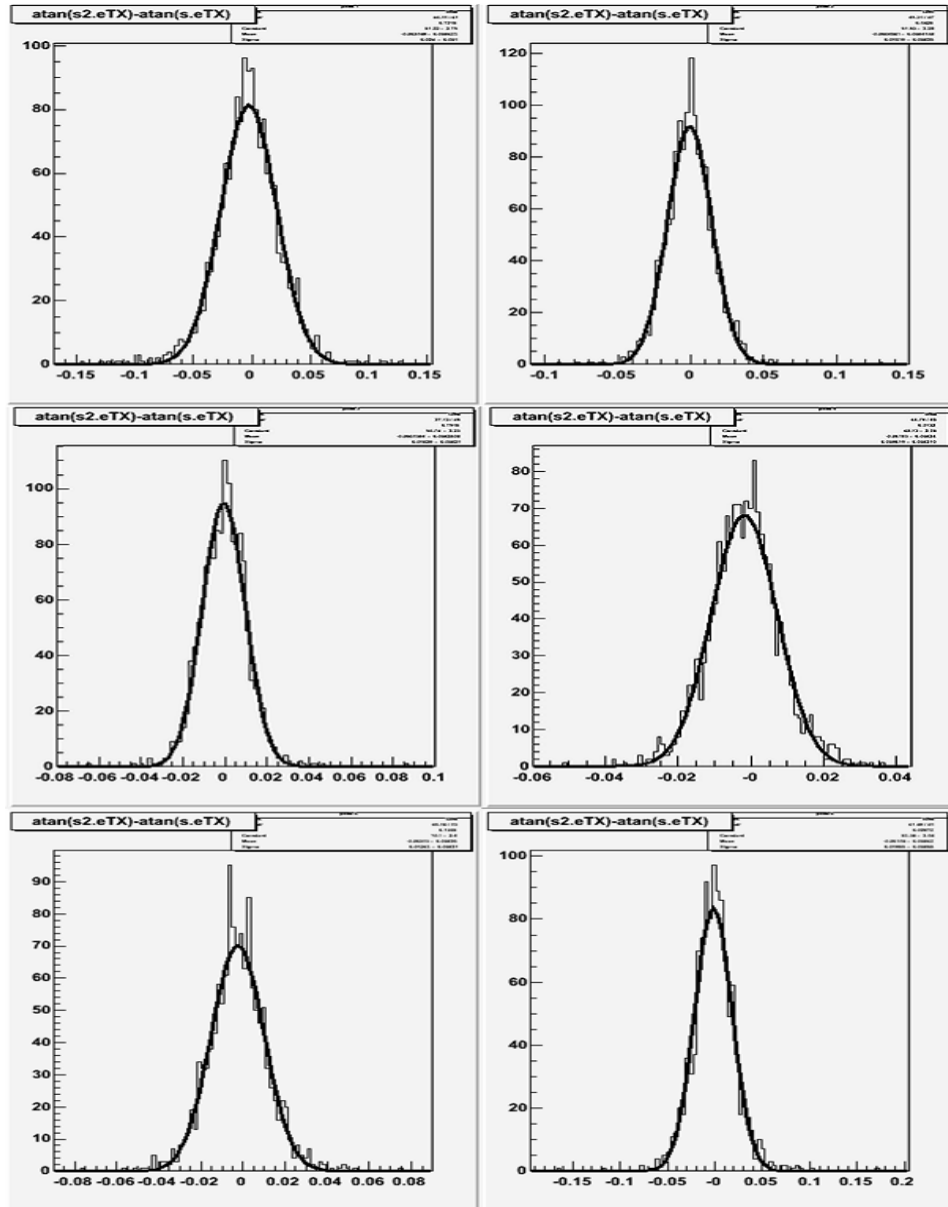


FIG. 4.17 – Résolution angulaire (en rad) des microtraces pour des angles compris entre 0 et 0.5 rad. De gauche vers la droite et du haut vers le bas les différentes distributions se réfèrent respectivement aux angles suivants : -0.45, -0.29, -0.10, 0.00, 0.20, 0.37 rad.

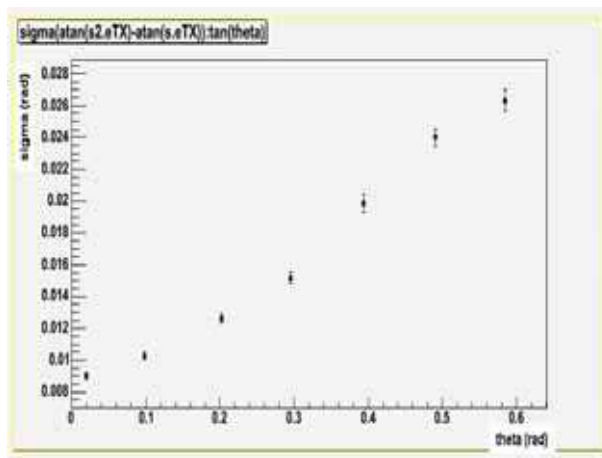


FIG. 4.18 – La résolution angulaire des microtraces en fonction de l'angle.

une trace traversant verticalement une couche d'émulsion ($\theta = 0$) devrait avoir en moyenne $42 \times (33/100) = 13.9$ grains. La valeur mesurée de 13 grains est compatible avec cette prédiction, même si légèrement inférieure (cf. figure 4.19). Ceci est dû au fait que les deux moyennes ne sont pas directement comparables, car à cause de l'échantillonnage de scan, la queue de la distribution de Poisson est tronquée à 15 grains. Les traces ayant plus de 15 grains sont donc enregistrées comme des traces ayant au maximum 15 grains.

Si nous considérons maintenant des traces inclinées à 0.4 rad , on attend une moyenne de 14.9 grains par microtrace, alors que la valeur mesurée est de 12.6 grains. Ce comportement est expliqué par l'**effet ombre**.

Les grains appartenant à des traces verticales sont *empilés* parallèlement à l'axe optique. Les ombres des grains, étant alignées selon la direction de la trace, déterminent une augmentation du niveau de gris des grains adjacents. Cet effet n'affecte pas les traces inclinées, car l'ombre des grains reste verticale. Le niveau de gris des grains dépend alors de l'angle des traces et lors du traitement des images, on obtiendra des profondeurs de champ effectives différentes en fonction de l'angle. En conclusion, les traces inclinées sont légèrement sous-échantillonnées, ce qui explique la valeur de densité de grains mesurée.

La coupure à 6 grains, appliquée lors de l'ajustement des microtraces, affecte légèrement l'efficacité de scan. En effet, le nombre de grains associés

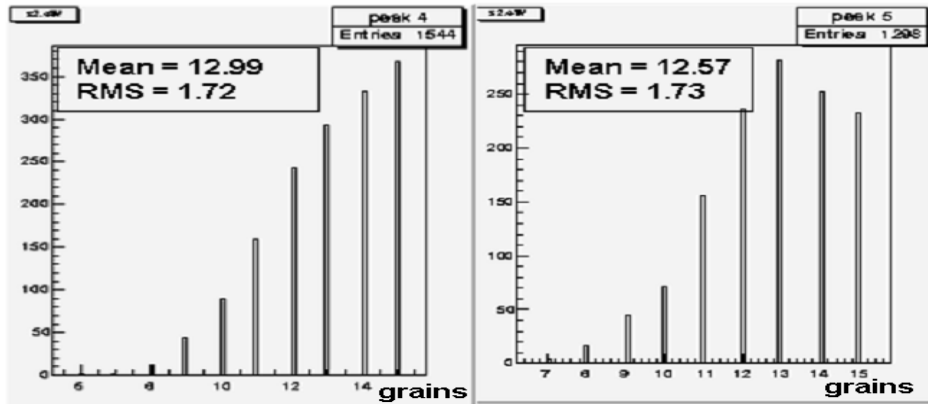


FIG. 4.19 – Distribution du nombre de grains pour des microtraces verticales (à gauche) et des microtraces inclinées à $\theta = 0.4 \text{ rad}$ (à droite).

à une trace physique suit une distribution de Poisson. Nous pouvons alors calculer la probabilité d’observer des microtraces ayant moins de 6 grains, pour des distributions avec une valeur moyenne de 13.9 (microtraces verticales) et de 14.9 (microtraces à 0.4 rad). Avec la coupure mentionnée, nous rejetons 0.6% des microtraces verticales et 0.3% des microtraces à 0.4 rad . D’autre part, cette coupure permet de garder un niveau tolérable de *fausses microtraces* reconstruites à partir d’alignements aléatoires de grains de brouillard (~ 200 microtraces/champ de vue). En effet, nous verrons dans le chapitre suivant, qu’après l’association des microtraces appartenant aux deux couches d’émulsion, il reste seulement $1 \text{ fausse trace/cm}^2$.

4.4.3 L’échangeur d’émulsions

Afin de rendre complètement automatique le scan d’une brique, il est nécessaire d’équiper le système de scan avec un *robot échangeur d’émulsions* dédié au positionnement et au prélèvement des émulsions sur la table du microscope.

Au paragraphe 4.2.2, nous avons vu que du point de vue optique, l’objectif à huile est le plus adapté au scan des émulsions. Néanmoins, la tâche de l’échangeur d’émulsions est considérablement compliquée par la présence de l’huile.

Les études menées sur l’objectif à sec (cf. chapitre 5) ont démontré que

le scan à sec est une solution viable.

A ce jour, il n'y a pas une stratégie officielle sur le partage des tâches entre ces deux types d'objectif. Un scénario possible consiste à utiliser l'objectif à sec pour le suivi des traces vers l'arrière (une procédure qui ne demande pas une précision très poussée), et l'objectif à huile pour le scan total autour des points d'arrêt, où une reconstruction détaillée de l'événement est requise. En outre, l'objectif à huile sera utilisé pour le scan des feuilles amovibles au laboratoire du Gran Sasso.

Afin de rendre automatiques ces deux types de scan, deux robots différents ont été conçus. Le premier, adapté au scan à sec, a été réalisé et longuement testé à l'université de Berne. Le deuxième, capable de manipuler l'huile, a été conçu par la compagnie Technocat en collaboration avec le groupe du Gran Sasso. Il s'agit d'un système très sophistiqué, dont le coût est le double par rapport au système à sec. Des tests de performance ont été effectués au laboratoire du Gran Sasso.

En mars 2006, nous avons équipé un de nos systèmes de scan avec l'échangeur d'émulsions à sec, montré sur la photo 4.20. Dans les mois qui viennent, un échangeur à huile sera également installé au laboratoire de Lyon. Au début de la procédure de scan d'une brique, les 57 feuilles d'émulsions sont rangées dans une des deux boîtes visibles à gauche de la photo. Les émulsions sont alternées avec des séparateurs en plastique, dont la fonction est d'empêcher que les émulsions restent collées les unes aux autres.

Le robot est connecté à un système d'air comprimé synchronisé avec les mouvements d'un bras mécanique. Le bras mécanique, se déplaçant sur un guide horizontal, prélève l'émulsion à scanner et la place sur la table du microscope. La tête du bras mécanique est équipée d'une série de ventouses pour le prélèvement et le positionnement des émulsions.

Les opérations effectuées par le robot sont synchronisées avec le logiciel d'acquisition. De cette façon le scan de toute une brique est automatisé et l'intervention humaine est réduite à de rares situations d'urgence.



FIG. 4.20 – *Photo du robot échangeur d'émulsions installé au laboratoire de scan de Lyon.*

Chapitre 5

Mesures des performances du Système de Scan Européen

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit le fonctionnement du système de scan automatique européen, du traitement d'images jusqu'à la reconstruction des microtraces.

Nous nous proposons maintenant d'illustrer les différentes étapes de la reconstruction des traces dans le volume de la brique [89]. Ensuite, nous allons discuter des procédures mises au point pour estimer les performances du scan, et en particulier des résultats obtenus au laboratoire de scan de Lyon.

5.1 Reconstruction hors-ligne

Les données brutes issues du scan contiennent toutes les informations relatives aux microtraces. A partir de celles-ci, une procédure hors-ligne permet de reconstruire les traces dans le volume de la brique. Cette procédure comprend plusieurs étapes. Elle est schématisée sur la figure 5.1.

La première étape consiste à connecter les microtraces à travers la base plastique pour former des **basetraces**. Ensuite, on procède à l'**alignement** des feuilles : il s'agit de reconstituer leur position relative, au moment de l'exposition. La dernière étape consiste à reconstruire les traces traversant le volume de la brique (**traces de volume**).

Pour cette analyse nous avons utilisé l'application FEDRA [90], conçue explicitement pour le traitement hors-ligne des données des émulsions.

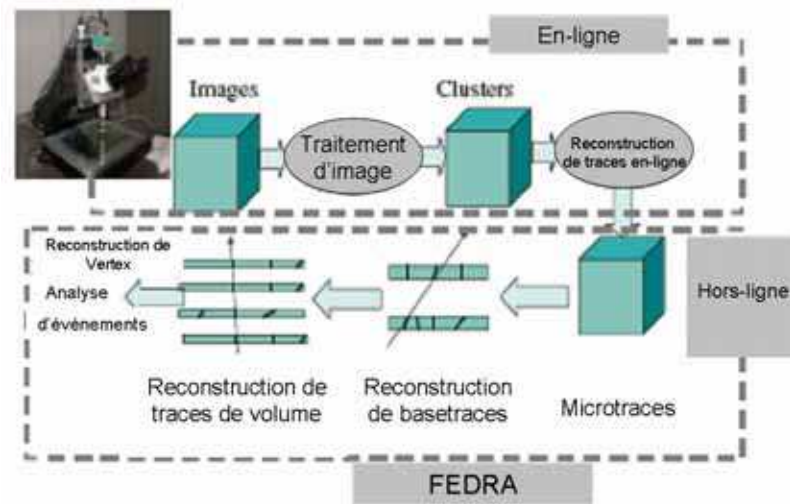


FIG. 5.1 – Schéma du flux des données des émulsions indiquant les étapes principales, de l'acquisition des images jusqu'à l'analyse finale des événements.

FEDRA est organisée au travers d'une collection de bibliothèques partagées de classes et de routines C^{++} , et elle fait également une utilisation intense des outils et des structures de ROOT¹.

5.1.1 Construction des basetraces

En partant des microtraces reconstruites par le système de scan, la première étape du traitement hors-ligne, consiste à trouver la coïncidence correcte entre deux microtraces correspondant à la même particule chargée.

La construction des basetraces est obtenue en prolongeant les microtraces à travers la base plastique, et en sélectionnant des couples de microtraces sur la base d'un critère de minimisation de χ^2 (cf. équation 5.1). Le bruit de fond instrumental² est significativement réduit grâce à cette association.

Afin de réduire le temps de calcul, les deux couches d'émulsion sont subdivisées en cellules, dont les dimensions définissent la gamme angulaire. Les pentes des microtraces sont utilisées seulement pour définir l'accord angulaire, car les basetraces sont construites en reliant les deux points

1. <http://root.cern.ch>

2. cf. chapitre 4 pour la définition du bruit de fond instrumental.

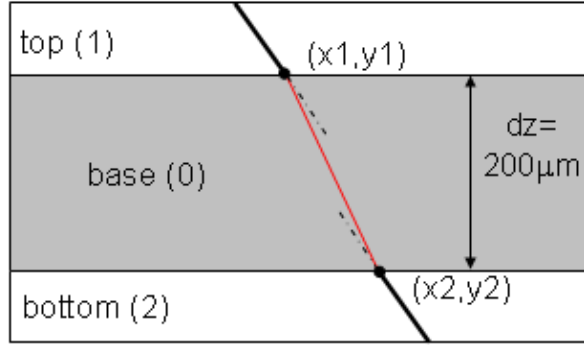


FIG. 5.2 – *Le principe de la construction des basetraces. Les microtraces sont connectées lorsqu'elles satisfont des tolérances angulaires et spatiales données. La basetrace est formée ensuite en reliant les deux points d'intersection avec la base plastique.*

d'intersection avec la base plastique, afin de s'affranchir des effets de distorsion³ (cf. figure 5.2).

L'algorithme de construction des basetraces est basé sur un processus itératif, permettant également de corriger l'effet du rétrécissement de l'émulsion (cf. chapitre 3). A chaque itération, les couples de microtraces sont sélectionnés sur la base d'une coupure sur la variable χ^2 ainsi définie :

$$\chi^2 = \frac{1}{4} \left(\left(\frac{\Delta \tan \theta_{Xh}}{\sigma_X} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \tan \theta_{Xb}}{\sigma_X} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \tan \theta_{Yh}}{\sigma_Y} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \tan \theta_{Yb}}{\sigma_Y} \right)^2 \right) \quad (5.1)$$

où $\Delta \tan \theta_{X(Y)h(b)}$ est la différence entre la pente de la microtrace de la couche du haut (bas) et la pente de la basetrace selon les projections X(Y). Plus précisément, l'angle θ_X (θ_Y) est l'angle formé par la projection de la trace sur le plan XZ (YZ) avec l'axe Z, où le plan XY est le plan de l'émulsion et l'axe Z est l'axe perpendiculaire à ce dernier. Au dénominateur, $\sigma_{X(Y)}$ est la résolution angulaire des microtraces selon les projections X(Y). Sur la base des mesures de résolution angulaire des microtraces (cf. chapitre 4), nous avons fixé les valeurs suivantes pour $\sigma_{X,Y}$:

$$\sigma_X = \sigma_Y = 0.013(1 + 4 \tan \theta_{X,Y})$$

où nous prenons en compte la dégradation de la résolution avec l'angle.

3. cf. chapitre 3.

Pour les couples sélectionnés, les basetraces sont construites et le facteur moyen de rétrécissement est calculé pour chacune des deux couches, comme : (pente basetrace)/(pente microtrace). Aux itérations suivantes, les pentes des microtraces sont multipliées par ce facteur et la même association est opérée entre les deux couches.

La procédure s'arrête lorsque le facteur de rétrécissement calculé est constant pendant deux itérations successives. Le facteur déterminé par la dernière itération correspond au rapport entre l'épaisseur de l'émulsion au moment de l'exposition et celle après le développement, c'est-à-dire l'épaisseur scannée.

Remarquons que la même variable χ^2 définie par l'expression 5.1, est ensuite utilisée en association avec le nombre de grains, pour discriminer le signal du bruit de fond instrumental.

5.1.2 Alignement

Une procédure d'alignement a été mise au point, afin de définir un système de référence global pour la reconstruction des traces dans le volume de la brique. Cette procédure permet de calculer les 6 paramètres des transformations affines (rotations et translations), qui relient les coordonnées des basetraces⁴ entre deux feuilles consécutives :

$$\begin{pmatrix} X_2 \\ Y_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_1 \\ Y_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

où les indices 1 et 2 se réfèrent aux basetraces des deux feuilles.

Dans le chapitre 3, nous avons vu que les briques sont exposées à un flux contrôlé de rayons cosmiques, juste avant le développement. L'objectif de cette exposition est de collecter des traces de référence, permettant de reconstituer la position relative des émulsions à l'intérieur de la brique avec une précision micrométrique.

Tout d'abord, il est nécessaire de définir un système de référence propre à chaque feuille. Au moment du démantèlement de la brique, et juste avant le développement, une grille de marques fiducielles est imprimée sur chaque feuille d'émulsion par une méthode photographique. Cette grille définit un système de référence indépendant du positionnement de la feuille sur la table

4. On définit les coordonnées X,Y des basetraces comme les coordonnées X,Y relatives au milieu de la base plastique.

du microscope. En outre, la grille permet de corriger les effets de la dilatation ou de la contraction des émulsions, dus aux variations de température et d'humidité entre le moment de l'exposition et le moment du scan.

Le scan de chaque émulsion commence toujours par le scan des marques fiducielles, et les coordonnées relatives à la table du microscope sont transformées dans le système de référence propre à la feuille. Le scan des marques fiducielles constitue la première étape de la procédure d'alignement.

La deuxième étape exploite les traces pénétrantes associées à l'exposition aux rayons cosmiques. Pour chaque feuille d'émulsion, trois zones sont scannées et analysées, afin de déterminer la transformation affine qui maximise les coïncidences entre deux feuilles consécutives.

Les zones scannées sont subdivisées en cellules et une série de transformations $(\Delta X, \Delta Y, \Delta(\tan \theta_X), \Delta(\tan \theta_Y))$ est appliquée aux coordonnées des basetraces. Il s'agit d'un processus itératif : la transformation qui maximise le nombre de coïncidences est appliquée avant l'itération successive, et la procédure se termine lorsque les paramètres calculés convergent vers la même valeur.

De plus, le large spectre angulaire des rayons cosmiques, permet de calculer précisément la distance longitudinale (i.e. dans la direction Z perpendiculaire à la feuille d'émulsion) entre deux feuilles consécutives, dont la valeur nominale est de $1300 \mu m$ ($1000 \mu m$ de plomb + $300 \mu m$ d'émulsion). En utilisant un ensemble de ces traces traversant la brique, il est possible d'estimer la correction à appliquer à la valeur nominale de la coordonnée Z. Cette procédure améliore ultérieurement la qualité de l'alignement.

En appliquant la procédure décrite à chaque couple d'émulsions, il est possible d'obtenir une précision d'alignement qui varie entre une fraction de μm et quelques μm , selon le nombre de traces pénétrantes (proportionnelle à la surface scannée). D'un côté, la densité des cosmiques doit être suffisamment faible pour que la reconstruction topologique et cinématique des événements neutrinos ne soit pas compromise, de l'autre côté, le temps de scan doit être minimisé. En général, une densité de *quelques traces*/ mm^2 et des surfaces de scan de l'ordre de quelques dizaines de mm^2 , constituent un bon compromis entre ces deux critères concurrents.

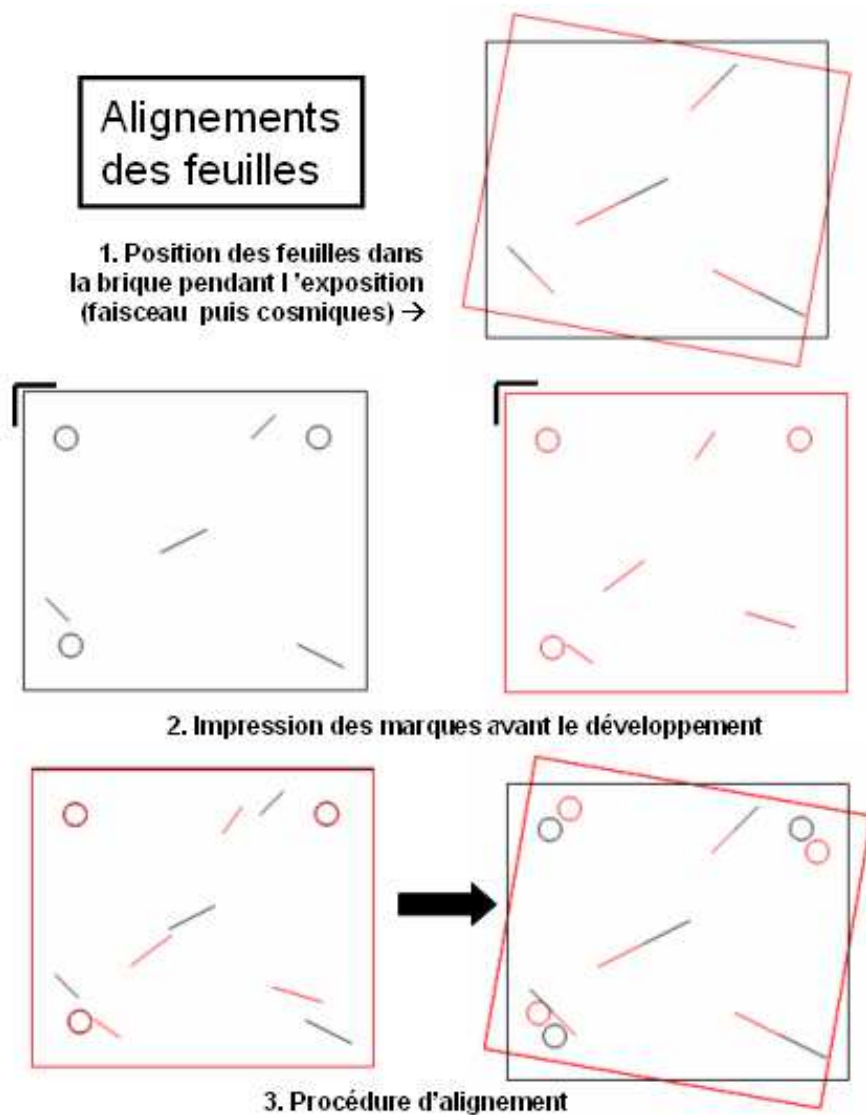


FIG. 5.3 – La procédure d'alignement consiste à imprimer une grille de marques fiducielles sur chaque feuille d'émulsion, scanner 3 zones dans ce repère et rechercher la transformation affine qui maximise les coïncidences entre deux feuilles successives.

5.1.3 Reconstruction des traces de volume

Une fois tout le volume de la brique aligné, les basetraces des différentes feuilles sont connectées pour former des traces de volume.

L'algorithme de reconstruction de traces, consiste en trois étapes principales. Tout d'abord, tous les couples de basetraces adjacentes sont identifiés. Puis, à partir de ces couples, des séquences plus longues (sans trous, c'est à dire sans *basetraces manquantes*) sont formées. Ces séquences sont ensuite utilisées pour déclencher une procédure de construction de traces basée sur le filtre de Kalman [91]. La dernière étape prend en compte le manque potentiel de basetraces dans une ou plusieurs feuilles. Le critère principal pour accepter ou non une trace, est la probabilité donnée par le filtre de Kalman.

5.2 Mesures d'efficacité, pureté et résolution

Les performances d'un système de scan sont mesurées en terme de rapidité, résolution, efficacité et pureté.

Afin d'optimiser et mesurer les performances du ESS, plusieurs expositions à des faisceaux très intenses de pions, ont été effectuées au CERN PS. L'objectif de ces expositions, était de constituer un échantillon d'émulsions de référence pour tous les laboratoires européens. Dans cette optique, les émulsions ont été exposées, rafraîchies et développées exactement dans les mêmes conditions, avant d'être distribuées aux différents laboratoires.

Nous discuterons ici des mesures effectuées sur les émulsions de référence, relatives aux deux expositions effectuées au cours de ma thèse (juillet 2004 et juillet 2006). La philosophie des deux expositions est identique, ainsi que les méthodes utilisées pour estimer les performances de scan. Nous verrons que la seule différence concerne l'historique des émulsions.

5.2.1 Le test sur faisceau (juillet 2004)

Une brique constituée seulement d'émulsions (64 feuilles d'émulsions sans plomb intercalé) a été exposée à un faisceau de pions de 10 GeV/c . Les émulsions utilisées, produites par Fuji, appartenaient à la production finale d'OPERA. L'exposition sans plomb a été conçue pour minimiser les interactions des pions à l'intérieur de la brique, en permettant ainsi une

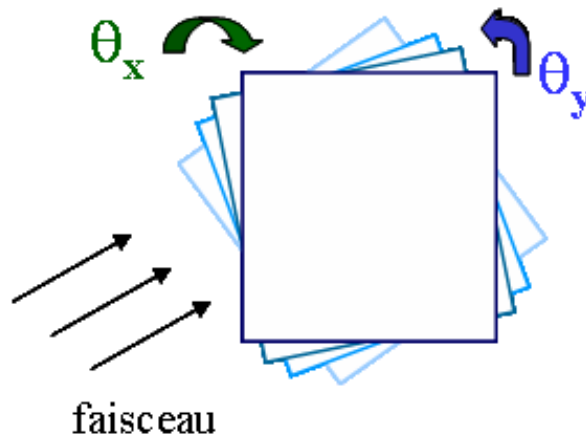


FIG. 5.4 – L'exposition à plusieurs angles a été obtenue en faisant pivoter la brique par rapport à la direction du faisceau.

estimation non biaisée de l'efficacité du scan. En outre, grâce à l'utilisation de pions de haute impulsion, la diffusion coulombienne multiple à l'intérieur de la brique est négligeable. Afin d'effacer les traces collectées pendant le transport du Japon au CERN, les émulsions ont été rafraîchies par la procédure standard (cf. chapitre 3), juste avant l'exposition. Pour étudier la dépendance angulaire de l'efficacité du scan, la brique a été exposée à 14 projections angulaires différentes (cf. figure 5.4). L'intensité du faisceau a été ajustée à environ $200 \text{ pions/cm}^2/\text{angle}$, afin d'obtenir une statistique raisonnable en scannant une surface de quelques cm^2 . La densité de pions a été contrôlée pour chaque angle à l'aide de deux scintillateurs.

Des émulsions de référence ont été développées immédiatement après le rafraîchissement, sans être exposées au faisceau pour l'estimation du bruit de fond instrumental.

5.2.2 Constitution d'un échantillon de référence

Chaque laboratoire a reçu un échantillon de 8 émulsions consécutives, extraites de la brique exposée au faisceau, pour les mesures de résolution et d'efficacité. Une feuille non exposée a été également distribuée, pour l'estimation du bruit de fond instrumental.

Nous avons scanné une surface de 4 cm^2 pour chaque feuille d'émulsion. Puis, selon la procédure décrite dans la section 5.1, nous avons reconstruit

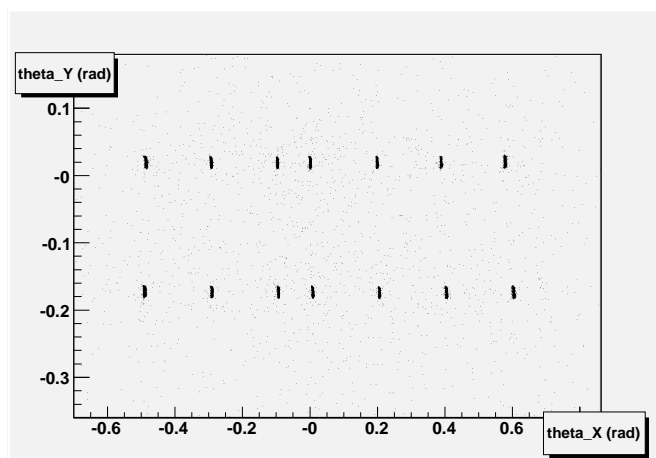


FIG. 5.5 – *Spectre angulaire des traces de volume traversant 7 feuilles consécutives d'émulsions. Les pics relatifs au faisceau de pions sont bien visibles.*

les basetraces, aligné les 8 feuilles et reconstruit les traces de volume.

5.2.3 Définition de l'efficacité de scan

L'efficacité de scan est définie comme étant la capacité du système à trouver une basetrace présente dans l'émulsion.

Pour estimer l'efficacité de scan, il est nécessaire de disposer d'un échantillon de traces physiques de référence, qui ne soit pas contaminé par le bruit de fond physique ou instrumental. Le bruit de fond physique relatif à l'exposition décrite au paragraphe 5.2.1, est constitué des traces collectées pendant le transport et qui n'ont pas été effacées par le rafraîchissement. En outre, des fausses basetraces sont reconstruites à partir d'alignements aléatoires de grains de brouillard (bruit de fond instrumental). Les deux types de bruit de fond sont majoritairement éliminés en reconstruisant des traces de volume traversant plusieurs feuilles, pourvu que le nombre de feuilles soit assez élevé, de sorte à éviter de fausses coïncidences.

Dans cette optique, nous avons considéré les traces traversant 7 feuilles consécutives, dont le spectre angulaire est montré sur la figure 5.5. En effet, les fausses coïncidences sont déjà négligeables à partir de 4 feuilles et l'efficacité est indépendante du nombre de feuilles utilisées. Les 14 pics relatifs aux particules du faisceau sont bien visibles. Parmi ces traces, nous

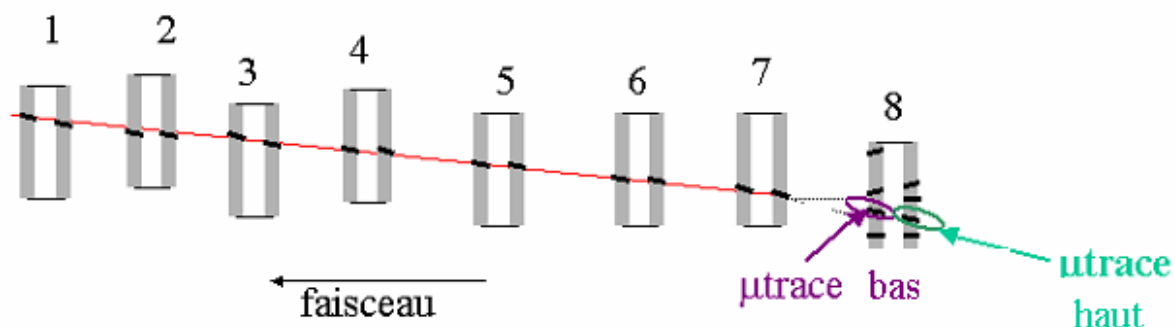


FIG. 5.6 – Schéma du principe utilisé pour la mesure de l'efficacité de scan. On recherche la présence d'une basetrace sur le prolongement des traces à 7 segments (en rouge).

avons pris en considération celles ayant un angle inclus dans une tolérance de 3σ par rapport à la direction du faisceau. De cette façon, nous sélectionnons principalement les particules de haute énergie relatives au faisceau, pour lesquelles les effets de diffusion multiple sont négligeables.

Les traces ainsi sélectionnées, traversent toutes les 8 feuilles d'émulsion, car le taux d'interaction en émulsion pour un pion de $10 \text{ GeV}/c$ est négligeable.

Nous avons extrapolé les traces sélectionnées sur la huitième feuille, où nous avons ensuite recherché la présence d'une basetrace. L'efficacité de scan est donnée par le rapport entre le nombre de basetraces trouvées dans la feuille examinée et le nombre total de traces de volume sélectionnées. Le principe est schématisé sur la figure 5.6.

5.2.4 Définition de la pureté de scan

Par la suite, nous allons exprimer l'impureté de scan en terme de densité de traces dues au bruit de fond instrumental.

Pour la mesure du bruit de fond instrumental, nous avons utilisé l'émulsion non exposée au faisceau. Cette feuille a subit exactement le même traitement (production, voyage, rafraîchissement et développement) que les feuilles exposées. L'idée est de scanner cette feuille, exactement dans les mêmes conditions et avec les mêmes paramètres utilisés pour les feuilles exposées. Ensuite, les mêmes coupures de qualité utilisées pour les feuilles

exposées, sont appliquées aux basetraces. Les basetraces restantes, sont dues en partie aux rayons cosmiques non effacés par le rafraîchissement et en partie au bruit de fond instrumental.

Le système automatique ne peut pas distinguer ces deux types de contribution. La seule façon d'estimer le bruit de fond instrumental est de procéder à une **inspection visuelle des traces** (cf. paragraphe suivant).

Les paramètres utilisés pour l'acquisition peuvent être plus au moins sélectifs vis-à-vis de la reconnaissance des grains et des microtraces. Par exemple, le seuil de binarisation affecte considérablement la reconnaissance des grains, tout comme l'échantillonnage tomographique et la coupure sur le nombre de grains jouent un rôle important sur la reconstruction des microtraces.

L'efficacité et la pureté de scan sont intimement liées : plus le scan est tolérant dans la reconnaissance des grains et des traces, plus l'efficacité augmente (ainsi que le temps de scan), et plus la pureté se dégrade et vice-versa.

Après de nombreux tests, nous avons fixé un ensemble de paramètres d'acquisition qui donnent des résultats satisfaisants autant du point de vue de l'efficacité que de la pureté de scan.

5.2.4.1 L'inspection visuelle des traces

L'inspection visuelle des traces est une procédure longue et délicate. Le physicien doit valider à l'*oeil* l'existence d'une trace physique. En déplaçant le plan focal du microscope, il observe l'image vidéo de l'émulsion et il cherche à reconnaître les traces physiques parmi les grains de brouillard. Il n'est pas étonnant que cette procédure ressemble à celle utilisée dans le système automatique, car ce dernier a été justement conçu en imitant le processus humain de reconnaissance de traces.

Une *fausse trace* est définie comme une basetrace telle qu'au moins une des deux microtraces soit générée par l'alignement aléatoire de grains de brouillard.

Le système ESS dispose d'un module explicitement conçu pour faciliter des inspections visuelles. La projection sur le plan de l'émulsion des deux microtraces trouvées par le système automatique est affichée à l'écran, ainsi que leur prolongement dans la base plastique. En se déplaçant en Z, le physicien vérifie la présence de grains alignés le long de la droite affichée.

Afin de réduire au maximum le degré de subjectivité, le module prévoit la possibilité de comparer la pente de la basetrace observée à l'oeil avec celle reconstruite par le scan automatique. Si la différence angulaire ne peut pas s'expliquer par la résolution angulaire des basetraces, la trace est considérée comme étant une fausse trace. Un autre critère utilisé pour reconnaître les traces physiques concerne l'alignement des grains. Celui-ci est en général faible pour les grains de brouillard. Enfin, la probabilité que des traces physiques aient une faible densité de grains est liée à la distribution de Poisson des grains en émulsion (cf. chapitre 4). La reconnaissance des traces physiques se fait donc en intégrant plusieurs critères.

Cette technique s'avère très utile pendant la phase de débogage du système automatique, ou dans tous les cas où une mesure indépendante est requise. Toutefois, l'inspection visuelle reste affectée par un certain degré de subjectivité dont il faut tenir compte.

5.2.5 Coupure de qualité sur les basetraces

Nous avons étudié les caractéristiques des basetraces, avec l'objectif de mettre en évidence des éventuelles corrélations, permettant de séparer les traces physiques du bruit de fond instrumental.

Si on observe la distribution à deux dimensions du nombre de grains par basetrace et de la variable χ^2 définie par l'équation 5.1, on s'aperçoit que deux populations émergent (cf. figure 5.7) : l'une ayant des valeurs de χ^2 *élevées* et un nombre de grains *faible*, clairement incompatible avec la distribution de Poisson attendue; l'autre ayant des valeurs de χ^2 *faibles* et un nombre de grains plus *élevé*.

Une simple coupure dans le plan (χ^2, N) , où N est le nombre de grains, tel que montré sur la figure 5.7, permet de rejeter la majorité du bruit de fond instrumental.

5.2.6 Etude de l'efficacité et de la pureté de scan

L'étude de l'efficacité et de la pureté de scan, nous a permis de calibrer les 3 microscopes de la station de scan française. Il s'agit d'optimiser les paramètres d'acquisition, ainsi que ceux de reconstruction. Nous allons illustrer dans les deux paragraphes suivants, les résultats obtenus pour le scan à huile et pour le scan à sec.

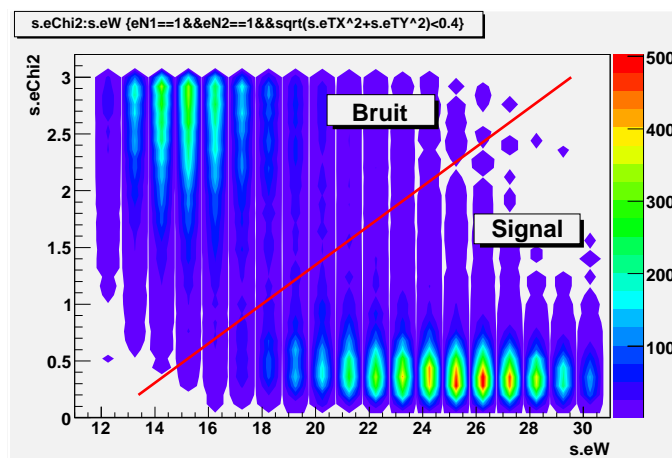


FIG. 5.7 – Deux populations se distinguent clairement dans le plan (χ^2, N) . La droite en rouge représente la coupure de qualité appliquée aux basetraces ($\chi^2 < (0.17 \cdot N - 2)$).

5.2.6.1 Scan à huile

La mesure de l'efficacité de scan a été obtenue selon la méthode décrite au paragraphe 5.2.3.

Tout d'abord nous avons calculé l'efficacité avant toute coupure de qualité sur les basetraces. En faisant la moyenne sur tous les angles, nous avons obtenu une efficacité de 92.3%. La densité de basetraces mesurée sur la feuille non exposée était de 2800 *traces/cm*² dans l'intervalle $[0, 400]$ *mr*ad⁵. Avec une telle densité de traces, il n'était pas envisageable de procéder à une inspection visuelle. Néanmoins, sur la base des considérations du paragraphe précédent, une coupure de qualité dans le plan (χ^2, N) , peut améliorer considérablement le rapport signal/bruit de fond. Après plusieurs tests, nous avons appliqué la sélection suivante :

$$\chi^2 < (0.17 \cdot N - 2) \quad (5.3)$$

En appliquant cette coupure aux basetraces, on obtient une densité de 240 *traces/cm*² pour la feuille non exposée, et une efficacité moyenne de 91.9% (cf. figure 5.8). Avec une telle densité dans le film non exposé, il est désormais possible d'aborder une inspection visuelle de quelques centaines

5. Dorénavant nous allons considérer la densité de traces toujours dans cet intervalle angulaire, sans en faire mention explicite.

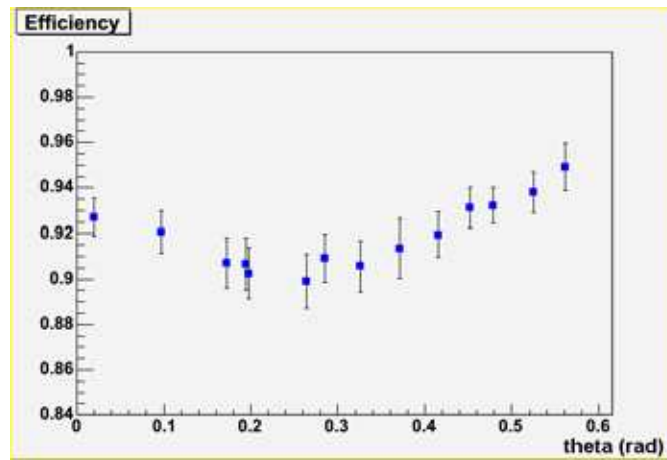


FIG. 5.8 – *Efficacité de scan à huile*. L'efficacité dépend de l'angle des traces (cf. texte). La valeur moyenne sur tous les angles est d'environ 92%.

de traces, afin de valider ou de réfuter leur existence physique. Grâce à cette inspection, nous avons mis en évidence une densité de 1 *basetrace/cm²*, due au bruit de fond instrumental. Les 239 traces restantes sont dues aux rayons cosmiques.

L'impact de la coupure de qualité 5.3 sur l'efficacité est donc très faible (-0.4 %), alors que le bruit de fond instrumental est réduit d'un facteur ~ 2500 ((2800 traces - 239 traces physiques)/1 fausse trace).

Nous avons ensuite estimé le taux de fausses coïncidences qui affecte notre mesure d'efficacité. La méthode utilisée consiste à désaligner la feuille sur laquelle est calculée l'efficacité, par exemple en appliquant une translation de 1 *mm* en X et Y, et à calculer le taux de fausses coïncidences selon la méthode utilisée pour la mesure d'efficacité. Le résultat de cette étude est montré sur la figure 5.9. La valeur moyenne du taux de fausses coïncidences est de 0.2%, et leur contribution à l'efficacité est tout à fait négligeable, i.e. $(1 - 0.919) \times 0.002 = 0.016\%$.

La dépendance angulaire de la courbe de l'efficacité (cf. figure 5.8), reflète la dépendance angulaire du nombre de grains moyen par *basetrace* (cf. figure 5.10). Comme nous l'avons mentionné au chapitre 4, à petit angle l'*effet ombre* renforce le signal et par conséquent l'efficacité. Cet effet est de moins en moins important pour des traces inclinées. Toutefois, pour des angles suffisamment grands, l'augmentation du nombre de grains, due au plus long

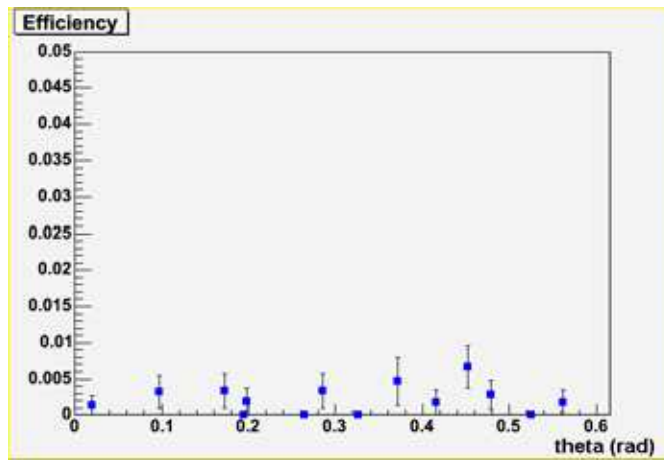


FIG. 5.9 – *Scan à huile*. Taux de fausses coïncidences en fonction de l'angle des traces, obtenu en désalignant la feuille sur laquelle est calculée l'efficacité.

parcours des particules dans l'émulsion, produit la montée observée dans la courbe d'efficacité.

L'efficacité de 92% obtenue pour les basetraces, correspond à une efficacité de 96% pour les microtraces, et satisfait aux exigences évoquées dans le *proposal* [51] pour le scan.

Essayons maintenant de comprendre quelles sont les sources d'inefficacité. Une première cause est la coupure sur le nombre de grains appliquée lors de l'acquisition. Dans le chapitre 4, nous avons vu que cette sélection cause la perte d'environ 0.3% à 0.6% des microtraces, qui se traduit par une inefficacité de 0.6% à 1.2% pour les basetraces. L'effet de la coupure de qualité dans le plan (χ^2, N) est de 0.4%. Sur la base de ces considérations, l'efficacité observée semble inférieure à ce qui est attendu. Toutefois, grâce à une inspection visuelle des traces manquantes, nous avons pu identifier les différentes causes d'inefficacité, liées aux propriétés des émulsions et aux conditions de scan. La première concerne les défauts locaux de l'émulsion (dus au développement ou à des égratignures sur la surface), qui peuvent réduire le nombre de grains visibles ou même empêcher la procédure de *focalisation*. Malgré le fait que l'émulsion adhère au support en verre à l'aide d'un système à vide, quelques bulles d'air sont toujours présentes entre l'émulsion et le support, ce qui affecte localement la planéité de l'émulsion. Dans ces conditions, le système peut déclencher le scan dans une position

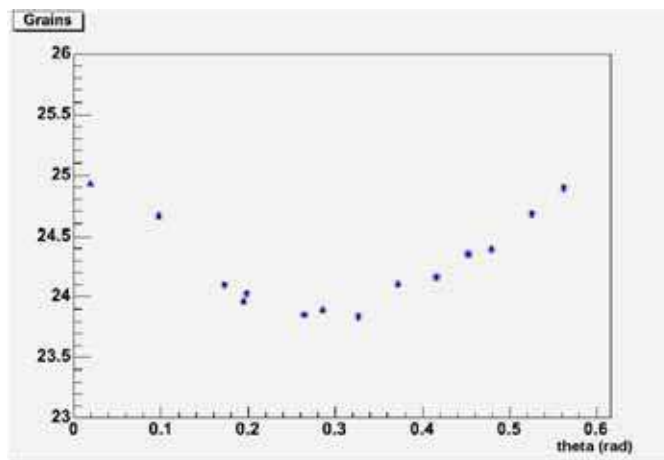


FIG. 5.10 – Nombre moyen de grains par base trace en fonction de l'angle de la trace.

Z qui n'est pas optimale, ce qui fait que l'épaisseur de l'émulsion ne soit pas vue dans sa totalité. Occasionnellement, le scan peut faillir à cause de la présence de petites bulles d'air dans l'huile entre l'objectif et l'émulsion. Enfin, des distorsions locales modifient parfois considérablement les angles des microtraces et empêchent la construction des base traces.

5.2.6.2 Scan à sec

Un microscope a été équipé avec un objectif à sec, afin d'étudier ses performances. Comme dans le cas du scan à huile, il a été avant tout nécessaire de procéder à un réglage fin des paramètres d'acquisition. Puis, nous avons effectué le même type d'étude systématique pour optimiser l'efficacité et la pureté. Afin de comparer les performances des deux types d'objectif, nous avons rescanné avec l'objectif à sec, exactement les mêmes zones scannées auparavant avec l'objectif à huile.

Les mesures avec l'objectif à sec présentent des difficultés supplémentaires par rapport aux mesures à huile, car les deux couches d'émulsion ne sont pas équivalentes d'un point de vue optique (cf. chapitre 4). Les figures 5.11 et 5.12 montrent respectivement des images de la couche du haut et de la couche du bas de l'émulsion, obtenues avec l'objectif à sec.

Au chapitre 4, nous avons vu qu'à cause d'une profondeur de champ effective plus élevée, le bruit de fond instrumental est plus important dans



FIG. 5.11 – *Image de la couche du haut de l'émulsion, obtenue avec l'objectif à sec.*

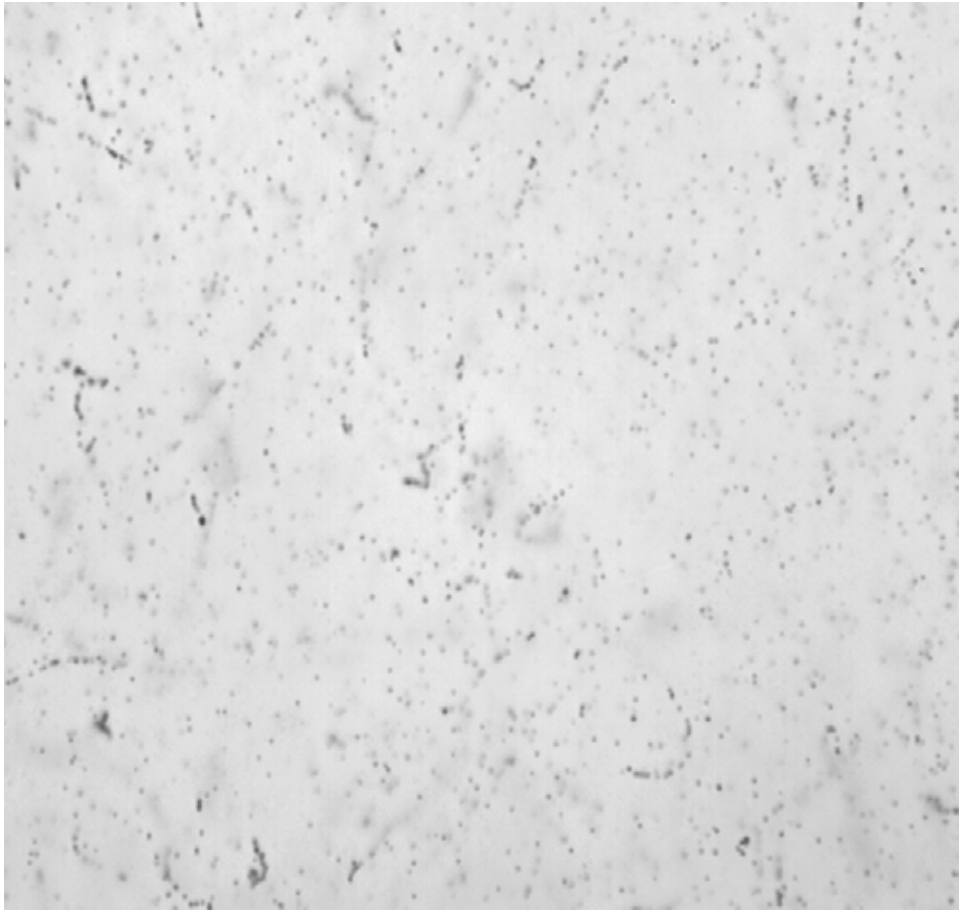


FIG. 5.12 – Image de la **couche du bas** de l'émulsion, obtenue avec l'objectif à sec.

le cas du scan à sec. D'un point de vue qualitatif, nous pouvons constater cet effet en comparant le spectre angulaire des basetraces pour un scan à sec et pour un scan à huile, avant toute coupure de qualité (cf. figure 5.13). On remarque qu'en dehors de la région angulaire du faisceau, la densité de basetraces est beaucoup plus importante pour l'objectif à sec que pour l'objectif à huile. L'efficacité moyenne mesurée avant toute coupure de qualité est de 92%, compatible avec celle mesurée avec l'objectif à huile.

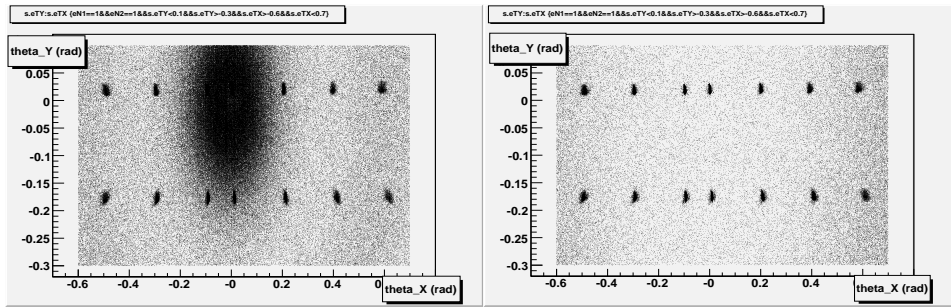


FIG. 5.13 – Comparaison entre le spectre angulaire des basetraces, obtenu avec un scan à sec (à gauche) et avec un scan à huile (à droite). On remarque que la densité de traces, en dehors de la région angulaire du faisceau, est beaucoup plus importante dans le cas du scan à sec. Celle-ci est due au bruit de fond instrumental.

Si on applique aux basetraces la même coupure de qualité utilisée dans le cas de l'efficacité à huile, on s'aperçoit que le bruit de fond à petit angle est encore élevé (cf. figure 5.14). L'efficacité moyenne est réduite à 90.4% (-1.6%), et la densité de basetraces dans le film non exposé est de 428 traces/cm^2 dans l'intervalle $[0,400] \text{ mrad}$. En comparant cette valeur avec celle mesurée avec l'objectif à huile, et en prenant en compte le résultat des inspections visuelles effectuées pour le scan à huile, on estime que le bruit de fond instrumental est de l'ordre de quelques centaines de traces/cm^2 . La coupure de qualité appliquée n'est donc pas assez efficace pour la réduction du bruit de fond. Une coupure de qualité plus stricte, telle que par exemple $\chi^2 < (0.165 \cdot N - 2.4)$, n'est toujours pas adaptée, car une pureté de $3 \text{ fausses traces/cm}^2$ (après inspection visuelle) est obtenue au prix d'une efficacité de seulement 85%.

Ce résultat est une conséquence de la dépendance angulaire du bruit de fond instrumental. Au chapitre 4, nous avons vu que la reconstruction de fausses traces est liée à la profondeur de champ effective de l'objectif. Par

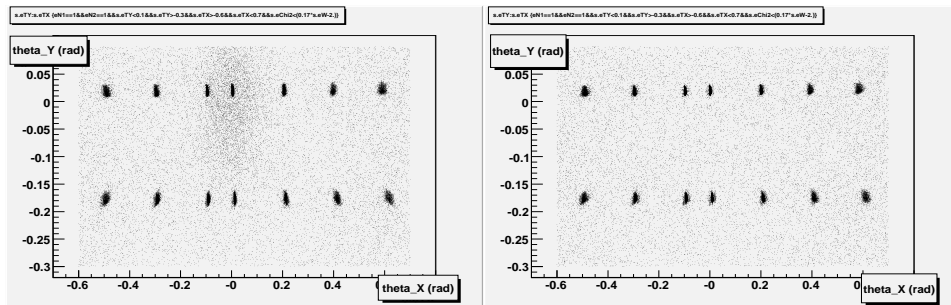


FIG. 5.14 – *Comparaison entre le spectre angulaire des basetraces, pour un scan à sec (à gauche) et pour un scan à huile (à droite), après l'application de la coupure de qualité 5.3. On observe que le bruit de fond instrumental, dont le scan à sec est affecté, n'a pas été complètement supprimé.*

effet de la profondeur de champ, un grain de brouillard peut être vu dans la même position (X,Y), sur deux niveaux tomographiques adjacents. La construction de fausses traces est donc favorisée à petit angle.

Pour prendre en compte cet effet, nous avons introduit une dépendance angulaire dans la coupure de qualité. La coupure suivante s'est révélée très efficace dans la réduction du bruit de fond, tout en conservant une efficacité élevée :

$$\chi^2 < ((0.14 + \tan \theta/5) \cdot N - 2.4) \quad (5.4)$$

D'un point de vue qualitatif, il est possible d'apprécier l'effet d'une telle coupure en observant le spectre angulaire des basetraces sélectionnées (cf. figure 5.15).

D'un point de vue quantitatif, nous avons mesuré une efficacité de 91.1% (-0.9% par rapport à l'efficacité avant toute coupure de qualité), et une densité de 1 *fausse trace/cm*² dans l'intervalle [0,400] *mrad*, après inspection visuelle.

Le taux de fausses coïncidences a été estimé comme décrit au paragraphe 5.2.6. La valeur trouvée est de 0.2% (cf. figure 5.17), comme dans le cas du scan à huile. Les considérations faites au paragraphe 5.2.6 sur la dépendance angulaire de l'efficacité, restent valables dans le cas du scan à sec (cf. figure 5.16).

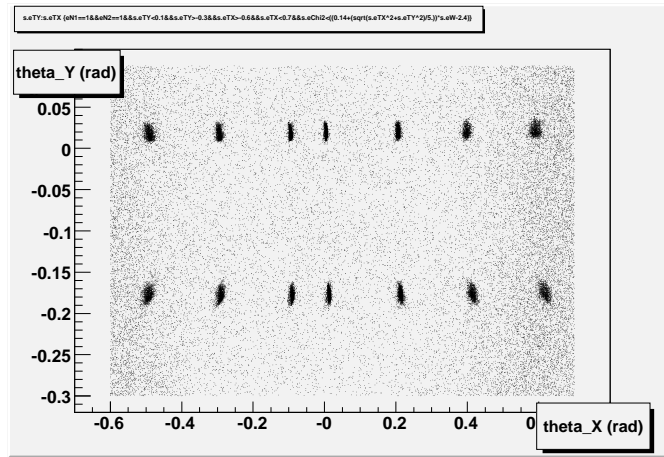


FIG. 5.15 – *Scan à sec*. Spectre angulaire des basetraces après une coupure de qualité adaptée, dépendante de l'angle. Le bruit de fond à petit angle a été efficacement réduit.

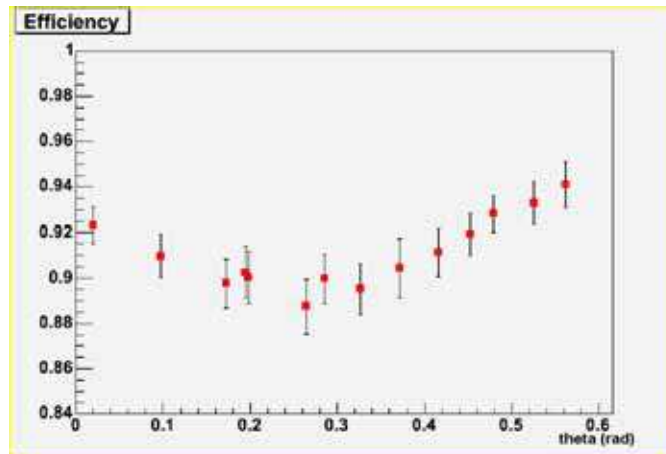


FIG. 5.16 – *Efficacité de scan à sec*. L'efficacité moyenne sur tous les angles est d'environ 91%, compatible avec la valeur obtenue à huile.

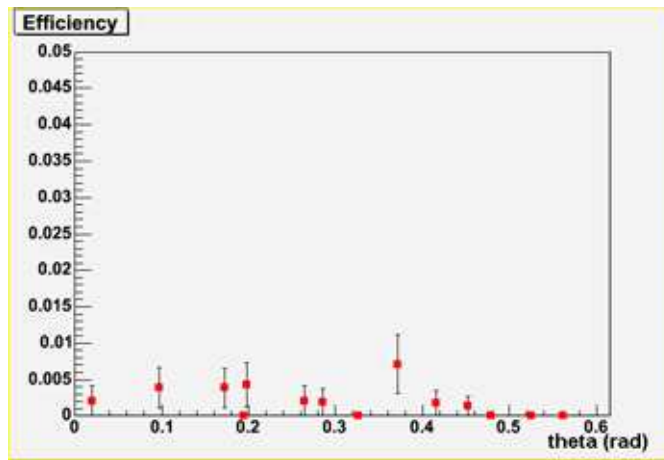


FIG. 5.17 – *Scan à sec*. Taux de fausses coïncidences en fonction de l'angle des traces, obtenu en désalignant la feuille sur laquelle est calculée l'efficacité.

5.2.7 Mesures de résolution angulaire

La résolution angulaire des basetraces peut être estimée en mesurant les différences angulaires entre les basetraces et les traces de volume associées.

Les mesures effectuées avec l'objectif à huile donnent une résolution de 1.3 mrad pour des basetraces verticales et de 4.5 mrad pour des traces à 0.4 rad (cf. figure 5.18). La dégradation de la résolution avec l'angle était attendue sur la base des considérations faites pour les microtraces (cf. chapitre 4). Une résolution de 1.3 mrad correspond à une résolution sur la position d'une microtrace de $0.18 \mu\text{m}$. La position d'une basetrace, obtenue en faisant la moyenne de la position de deux microtraces, est alors définie avec une résolution de $0.13 \mu\text{m}$. Toutefois, celle-ci n'est pas la résolution ultime. Au chapitre 3, nous avons mentionné que la résolution intrinsèque ultime des émulsions est de $0.06 \mu\text{m}$. La différence avec la résolution obtenue de $0.18 \mu\text{m}$ est due à la précision de la mécanique et du système de lecture.

Les mesures effectuées avec l'objectif à sec donnent des résultats similaires : les basetraces verticales ont une résolution de 1.3 mrad , alors que pour les traces à 0.4 rad nous avons mesuré une résolution de 5 mrad (cf. figure 5.19).

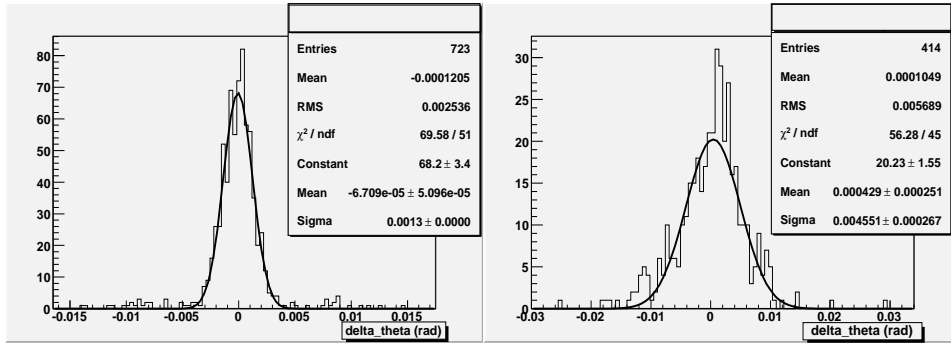


FIG. 5.18 – *Scan à huile*. Résolution angulaire des basetraces verticales (à gauche) et inclinées à 0.4 rad (à droite).

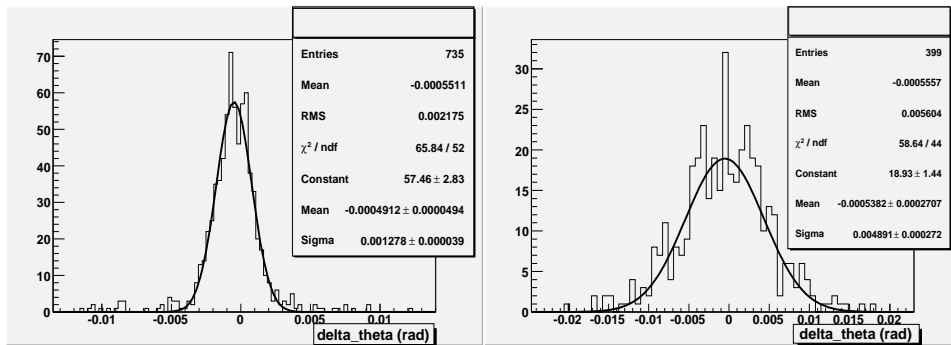


FIG. 5.19 – *Scan à sec*. Résolution angulaire des basetraces verticales (à gauche) et inclinées à 0.4 rad (à droite).

5.2.8 Conclusions sur les performances des deux types d'objectif

Les performances des deux types d'objectif, en terme d'efficacité et de pureté de scan, sont très similaires : l'efficacité moyenne est de $\sim 90\%$ et le bruit de fond instrumental est de ~ 1 *fausse trace/cm²* dans l'intervalle $[0,400]$ *mrاد*.

Les résolutions angulaires des basetraces sont également compatibles : elles varient entre 1.3 *mrاد* pour des traces verticales et 5 *mrاد* pour des traces à 0.4 *rad*.

Les différences principales entre les deux objectifs apparaissent au niveau des microtraces. En premier lieu, le nombre de *microtraces/champ de vue* est environ 1.5 fois plus élevé pour l'objectif à sec que pour l'objectif à huile. En outre, la résolution angulaire des microtraces est moins bonne pour l'objectif à sec, surtout à grand angle (~ 25 *mrاد* pour la couche du haut et ~ 35 *mrاد* pour la couche du bas, pour des traces inclinées à 0.4 *rad*). Cet effet est dû aux aberrations sphériques non parfaitement corrigées (cf. chapitre 4).

Même si la plus grande partie de l'analyse physique se base sur les informations relatives aux traces de volume et aux basetraces, l'information sur les microtraces pourra être très utile pour certaines catégories d'événements. En conclusion, l'objectif à huile aura toujours un rôle privilégié pour des mesures de précision.

5.2.9 Le deuxième test sur faisceau (juillet 2006)

Des mesures effectuées entre 2005 et 2006 sur des émulsions stockées et rafraîchies à la mine de Tono au Japon, ont mis en évidence des problèmes relatifs à l'efficacité de scan. La seule différence entre ces émulsions et celles utilisées pour le test de 2004, concerne leur historique de la production à l'exposition. Les émulsions exposées en 2004, provenaient directement de Fuji et elles étaient ensuite rafraîchies au CERN juste avant l'exposition. Le rafraîchissement au CERN visait à reproduire les conditions de faible bruit de fond d'OPERA. En revanche, les émulsions mesurées entre 2005 et 2006, avaient vécu toutes les étapes des émulsions utilisées pour OPERA (cf. chapitre 3).

L'efficacité de scan observée sur les émulsions rafraîchies à Tono était d'environ 75%. Une telle chute d'efficacité peut être liée à une diminution

de la sensibilité des émulsions (cf. chapitre 3), ou bien à une réduction de la taille des grains.

Les mesures de sensibilité, obtenues à l'aide d'un test dédié, ne montraient aucune différence par rapport aux valeurs observées auparavant. En revanche la taille des grains était légèrement réduite.

La communauté de scan a proposé différentes solutions. En particulier, afin de déterminer un éventuel effet de la durée du bain de développement sur la taille des grains, une exposition aux cosmiques fut réalisée. Des échantillons d'émulsions relatifs à des durées de développement différentes, ont été distribués aux laboratoires de scan européens. A Lyon, nous avons scanné des émulsions développées pendant 28 minutes (la valeur standard pour le bain de développement est de 25 minutes). Ces mesures ont montré qu'une durée plus longue du bain de développement, induit une augmentation du brouillard, mais elle n'a pas d'effet sur l'efficacité de scan. D'où la nécessité de réaliser une nouvelle exposition à des pions de haute énergie, du même type que celle réalisée en 2004 (10 feuilles consécutives ont été exposées à des pions de 10 GeV, à 6 projections angulaires différentes). L'idée était de prendre en compte la réduction de la taille des grains, en optimisant les paramètres de scan.

5.2.10 Mesures d'efficacité avec le filtre à expansion

Parmi les différents tests effectués, celui qui a donné les meilleurs résultats concerne l'utilisation d'un filtre à expansion pour le traitement d'image (cf. chapitre 4). Le noyau du nouveau filtre utilisé est le suivant :

$$h = \begin{pmatrix} 4 & 4 & 4 & 4 & 4 & 4 \\ 4 & -5 & -5 & -5 & -5 & 4 \\ 4 & -5 & -5 & -5 & -5 & 4 \\ 4 & -5 & -5 & -5 & -5 & 4 \\ 4 & -5 & -5 & -5 & -5 & 4 \\ 4 & 4 & 4 & 4 & 4 & 4 \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

La valeur moyenne de l'efficacité, mesurée selon la méthode (*des feuilles externes*) décrite au paragraphe 5.2.3, est de $\sim 83.7\%$ (cf. figure 5.20 à gauche). Une autre façon pour estimer l'efficacité, consiste à construire des traces traversant toutes les 10 feuilles, et à compter le nombre de *trous*, c'est-à-dire le nombre des basetraces manquantes, dans les feuilles intermédiaires

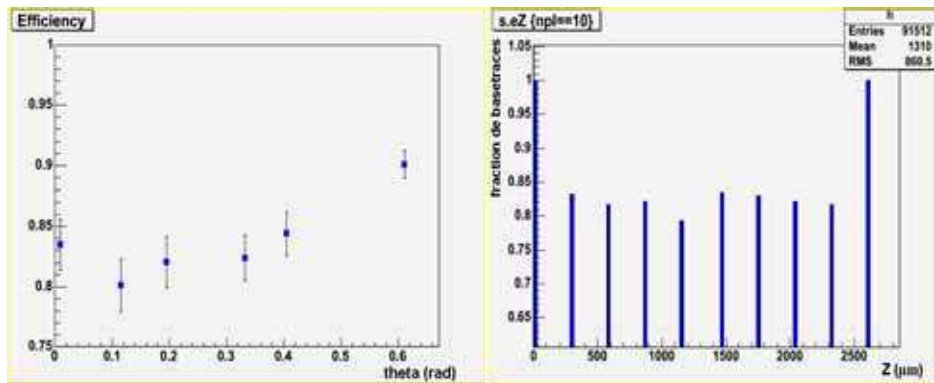


FIG. 5.20 – *Efficacité de scan mesurée avec le filtre à expansion, selon la méthode des feuilles externes (à gauche) et selon la méthode des traces traversantes (à droite).*

(méthode des feuilles traversantes). Cette méthode est tout à fait équivalente à celle des feuilles externes, lorsque le nombre de feuilles traversées n'est pas trop petit. Le résultat obtenu confirme une efficacité moyenne de 83%, sur toutes les feuilles intermédiaires. A droite de la figure 5.20, nous avons indiqué la fraction de basetraces dans les feuilles intermédiaires, associées aux traces traversantes.

L'utilisation du filtre à expansion a donc permis de récupérer plus de 10% d'efficacité.

Des améliorations ultérieures sont en cours de validation et concernent l'algorithme de reconstruction des microtraces. Selon des tests préliminaires, il est possible de restaurer la valeur d'efficacité initiale.

Chapitre 6

Localisation et reconstruction des vertex d'interaction

Dans le chapitre 4, nous avons décrit la procédure du scan automatique d'une feuille d'émulsion. Dans la première partie de ce chapitre, nous allons détailler les différentes étapes du scan automatique de toute une brique (**scan guidé à l'aide d'une base de données**), pour la localisation du vertex d'interaction.

Au printemps 2005, nous avons installé une infrastructure de calcul dédiée au scan guidé par une base de données. Pour les détails techniques relatifs à l'infrastructure de calcul, le lecteur peut se référer à l'annexe A. En particulier, le rôle crucial de la base de données de scan (DB), ainsi que son architecture sont discutés.

Afin de tester la procédure de localisation du vertex utilisée dans OPERA, un test sur faisceau a été réalisé au CERN en novembre 2004. Dans la deuxième partie du chapitre, nous allons présenter les résultats des mesures effectuées à Lyon, sur deux briques exposées à ce test sur faisceau. Pour conclure, nous montrerons une comparaison entre les données expérimentales et la simulation MonteCarlo.

6.1 Localisation et confirmation d'une interaction neutrino

Dans le chapitre 3, nous avons brièvement évoqué les différentes étapes de la localisation et de la confirmation d'une interaction ν dans une brique

OPERA.

Au cours de l'expérience, chaque laboratoire de scan recevra en moyenne une brique par jour et par microscope. Pour chacune de ces briques, le laboratoire devra localiser l'interaction, reconstruire le vertex associé, effectuer l'analyse topologique et cinématique de l'événement et insérer les résultats obtenus dans la base de données de scan générale. Tout ce processus est conçu comme un processus *quasi-en-ligne*.

Lorsqu'un laboratoire reçoit une brique, il a accès aux **prédictions**, c'est-à-dire aux informations relatives aux traces scannées sur les feuilles amovibles. Ces informations seront stockées sur la DB de scan générale.

Les prédictions doivent ensuite être confirmées dans la première feuille de la brique (i.e. la feuille la plus en aval) et suivies dans toute la brique, jusqu'au point d'arrêt. Cette procédure (**scan de suivi**) est assez rapide, car elle consiste à scanner un seul champ de vue autour de la position prédite (*scan ponctuel*).

Les paramètres les plus importants qui interviennent dans le scan de suivi, et les valeurs utilisées pour notre analyse sont les suivants :

- tolérances angulaire et spatiale :
 - $\Delta \tan \theta = 0.03 + 0.05 \cdot \tan \theta$
 - $\Delta Pos = (70 + 6 \cdot \tan \theta) \mu m$
- critère de sélection du candidat : $min(\Delta Pos)$;
- nombre maximal de basetraces manquantes consécutives : 3.

Pour suivre une trace d'une feuille à l'autre, il est nécessaire d'avoir préalablement aligné les feuilles entre elles (cf. chapitre 5). La procédure d'alignement prévoit le scan de 3 zones de quelques mm^2 (dans notre cas $8 \times 8 mm^2$) dans chaque feuille (**intercalibration**). Il s'agit donc d'une phase plus longue.

Afin de minimiser le nombre d'opérations de positionnement et de retrait des émulsions sur la table du microscope, les zones d'intercalibration sont scannées pour chaque feuille, juste avant le scan des prédictions. La transformation affine est calculée quasi-en-ligne et appliquée au système de référence de la feuille en question, avant le scan des prédictions.

Pour que l'intercalibration soit considérée comme valide, il est nécessaire qu'un nombre minimum de coïncidences (fixé par l'utilisateur), soit trouvé dans chacune des 3 zones correspondantes des deux feuilles consécutives.

Si ce critère n'est pas satisfait, la procédure d'intercalibration échoue et le processus se met en attente.

Avant le scan des prédictions, 15 basetraces sont scannées pour effectuer la **recalibration**, c'est-à-dire une correction fine des paramètres de la transformation affine. Les 15 basetraces sont sélectionnées selon des critères de qualité (dans notre cas: $grains > 27$ et $0.05 < \tan \theta < 0.25$), parmi les basetraces trouvées dans les 3 zones d'intercalibration. Encore une fois, un nombre minimum de traces (fixé par l'utilisateur) doit être retrouvé parmi les 15 traces, pour que l'étape suivante soit déclenchée.

Plus précisément pour chaque feuille, les différentes étapes de la procédure sont les suivantes :

- scan des marques fiducielles;
- scan des 3 zones d'intercalibration;
- calcul de la transformation affine;
- scan de 15 traces de recalibration;
- correction fine de la transformation affine;
- scan des prédictions;
- projection des prédictions sur la feuille suivante.

Pour chacune de ces étapes concernant le scan des microtraces, les basetraces sont construites quasi-en-ligne, une coupure de qualité est appliquée et toutes les informations relatives aux basetraces et aux microtraces, sont écrites sur la base de données. Celle-ci est consultée en permanence en lecture et en écriture par le logiciel qui guide l'acquisition (cf. annexe A).

Une trace qui n'est pas trouvée sur quatre feuilles consécutives signale un vertex potentiel. Autour de ces points d'arrêt on procède au scan de volume (**scan total**). Une zone de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ est scannée sur les 10 feuilles d'émulsion se situant autour du point d'arrêt.

6.1.1 Estimation du temps nécessaire à la localisation d'une interaction neutrino

Dans ce paragraphe nous nous proposons d'estimer le temps nécessaire à scanner une brique d'OPERA, selon la procédure décrite au paragraphe précédent. Nous allons considérer le cas le plus défavorable du point de vue de la durée de scan, i.e. le cas où aucune prédiction sur la trace du muon n'est disponible.

Pour chaque émulsion, le temps de scan total est donné par la somme du temps de scan des prédictions et du temps de scan des 3 zones d'intercalibration. En considérant 300 prédictions fournies par les feuilles amovibles, le scan des prédictions durera 6 minutes par feuille (1.2 *sec/prédiction*). L'aire totale à scanner pour l'intercalibration d'une feuille est de $0.64 \text{ cm}^2 \times 3 \text{ zones}$, ce qui donne un temps de scan de 15 minutes et 20 *sec* (15 cm^2/h par couche).

La durée totale du scan d'une feuille est donc de 21 minutes et 30 *sec*. En multipliant cette durée par 57 feuilles¹, on obtient ~ 20 heures et 25 minutes nécessaires pour le scan de suivi. Un volume de scan total (25 $\text{mm}^2 \times 10 \text{ feuilles}$) est scanné en 20 minutes. Si on considère une moyenne de 10 volumes à scanner autour des points d'arrêt, le scan total sera achevé en 3 heures et 20 minutes.

En conclusion, la localisation et la confirmation d'une interaction neutrino dans une brique, sera effectuée, dans le cas le plus défavorable, en environ 23 heures et 45 minutes.

6.2 Reconstruction des vertex

L'algorithme de reconstruction des vertex utilisé pour cette analyse fait partie du package de FEDRA (cf. chapitre 5). La première étape consiste à identifier des couples de traces sur la base d'un critère de distance minimale. Ensuite des coupures topologiques sont appliquées, afin de réduire le bruit de fond combinatoire. Le critère pour la sélection finale des couples de traces est la probabilité d'appartenance au vertex, calculée avec la matrice de covariance des traces utilisées, pour les 5 paramètres $(x, y, \tan \theta_X, \tan \theta_Y, p)$. Des vertex à n traces sont reconstruits à partir des couples de traces, en utilisant la technique du filtre de Kalman (KF). En ce qui concerne la partie mathématique des algorithmes de KF pour l'ajustement des traces et des vertex, la librairie utilisée est libVt++ [92], originellement développée pour Hera-B.

Les paramètres principaux qui interviennent dans la reconstruction du vertex sont les suivants :

- distance longitudinale (i.e. selon la direction perpendiculaire aux

1. Il s'agit d'une estimation prudente, car en moyenne une interaction neutrino aura lieu au milieu de la brique et les feuilles à scanner seront réduites à la moitié.

- émulsions) maximale ($dzmax$) entre les traces et le vertex;
- probabilité minimale d'appartenance au vertex ($ProbMinV$);
- paramètre d'impact maximal ($ImpMax$).

6.3 Etude expérimentale de la localisation du vertex d'interaction

Dans cette section, nous allons présenter les résultats des mesures effectuées à Lyon sur deux briques exposées à un faisceau de pions de 8 GeV/c . La première brique, appelée par la suite *brique #4*, est la brique attribuée à Lyon, la deuxième brique, appelée *brique #6*, est celle attribuée à Berne.

La seule différence entre les deux briques concerne la grille de marques fiduciaires. La brique #6 a été imprimée avec la grille d'OPERA, alors que la brique #4 a été imprimée avec l'ancienne grille utilisée dans CHORUS (tout simplement à cause de l'indisponibilité de la machine pour l'impression de la grille, au début du test). Or, l'appareillage utilisé pour l'impression de la grille de CHORUS est beaucoup moins stable du point de vue mécanique. Les mesures effectuées sur la brique #4, ont mis en évidence des décalages et des rotations entre les grilles imprimées sur deux feuilles consécutives, tel que l'alignement ne peut pas être optimal. Pour cette raison, nous avons échangé notre brique avec celle de nos collègues de Berne. L'analyse finale se réfère donc à la brique #6.

6.3.1 Test sur faisceau

En novembre 2004, un test sur faisceau a été réalisé au CERN, pour l'étude de la localisation du vertex d'interaction. Neuf briques ont été exposées à un faisceau de pions de 8 GeV/c de basse intensité, et ensuite distribuées aux laboratoires de scan européens.

Chaque brique a été assemblée avec 57 feuilles d'émulsion plus un doublet de feuilles amovibles. Les émulsions ont été rafraîchies pendant 3 jours au CERN, selon la procédure habituelle. Cette exposition a été également l'occasion de tester la connexion *brique/feuilles amovibles* (cf. chapitre 3).

Afin de préserver la fonction de déclenchement des feuilles amovibles, celles-ci ne doivent idéalement contenir que les traces associées au faisceau. Les cosmiques collectés par les deux feuilles, entre le rafraîchissement et le

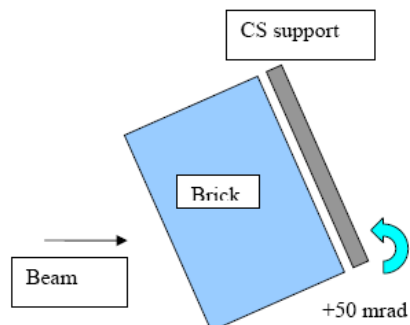


FIG. 6.1 – Schéma de l'exposition au faisceau de pions.

développement, doivent être le plus possible décorrélés. Pour cette raison, les deux feuilles amovibles ont été assemblées dans l'enveloppe seulement quelques minutes avant l'exposition et découplées juste après.

Les 9 briques ont été exposées au faisceau avec une inclinaison de 50 *mrad*, tel qu'illustré sur la figure 6.1. L'intensité du faisceau a été ajustée pour obtenir une densité de traces d'environ $0.1/mm^2$. Les scintillateurs ont compté environ 1100 signaux de pions pour chaque brique, plus environ 200 signaux de muons pendant le temps mort du faisceau.

Après l'exposition, le support des feuilles amovibles a été enlevé, les deux feuilles amovibles séparées et les 9 briques exposées aux cosmiques pendant 6 heures. Comme dans le cas d'OPERA, l'échantillon de cosmiques collectés ($\sim 1 \text{ trace}/mm^2$ pour $\tan \theta < 0.4$) est utilisé pour l'alignement entre les feuilles. Juste après l'exposition aux rayons cosmiques, les briques ont été désassemblées et imprimées avec des marques fiducielles.

6.3.2 Etapes de l'analyse

A l'instar du scénario prévu dans OPERA, nous avons utilisé comme prédictions les traces sélectionnées dans les deux feuilles amovibles et confirmées dans la première feuille de la brique. Plus précisément, nous avons procédé selon les étapes suivantes :

- sélection des prédictions pour le scan du suivi;
- scan de suivi vers l'arrière et intercalibration;
- scan total autour des points d'arrêt et classification des événements.

6.3.3 Résultats de l'analyse de la brique #4

6.3.3.1 Sélection des prédictions pour le scan du suivi

Nous rappelons que les conditions dans lesquelles ce test a été effectué sont légèrement différentes par rapport à celles d'OPERA. En effet, le rafraîchissement et l'exposition au faisceau ont eu lieu en surface, ce qui augmente le bruit de fond accumulé dans les émulsions. En outre, l'impression des marques aux rayons X n'était pas disponible au moment du test. Ces observations justifient la procédure choisie pour la constitution de notre échantillon de traces à suivre.

Tout d'abord, nous avons scanné une surface de 25 cm^2 sur les deux feuilles amovibles et sur la première feuille de la brique². Afin d'obtenir une bonne précision d'alignement entre les deux feuilles amovibles, nous avons sélectionné des traces dans une fenêtre angulaire de 30 mrad autour de la direction du faisceau. De cette façon, l'échantillon utilisé pour l'alignement contient essentiellement des pions de haute énergie. Nous pouvons estimer la qualité de l'alignement obtenu, en observant les différences angulaires et spatiales entre les traces du faisceau traversant le doublet et les basetraces associées. Les distributions observées sont bien ajustées par des gaussiennes. Les largeurs obtenues sont de 1.3 mrad pour la différence angulaire selon la projection XZ et de 1.1 mrad selon la projection YZ (cf. figure 6.2). En ce qui concerne la différence spatiale, nous avons obtenu des largeurs de $1.2 \mu\text{m}$ pour la coordonnée X et de $0.7 \mu\text{m}$ pour la coordonnée Y (cf. figure 6.3).

Le spectre angulaire des traces reconstruites dans le triplet est représenté sur la figure 6.4. Le pic à $(\tan\theta_X = 0.05, \tan\theta_Y = 0)$ correspond aux pions ayant traversé toute la brique sans interagir, alors que les produits des interactions sont plus dispersés. La légère asymétrie observée en $\tan\theta_X$ est due à la contamination de muons qui affectait l'exposition (cf. paragraphe 6.3.1). Il s'agit de traces traversant toute la brique (cf. paragraphe 6.3.3.2) et elle a été observée par tous les laboratoires de scan.

6.3.3.2 Scan de suivi vers l'arrière et intercalibration

Les traces sélectionnées dans le triplet ont été utilisées pour initialiser le scan de suivi vers l'arrière, exactement à l'instar d'OPERA. La procédure

2. Les feuilles sont numérotées de 1 à 57, en ordre croissant en partant de celle située le plus en aval jusqu'à celle située le plus en amont par rapport au faisceau.

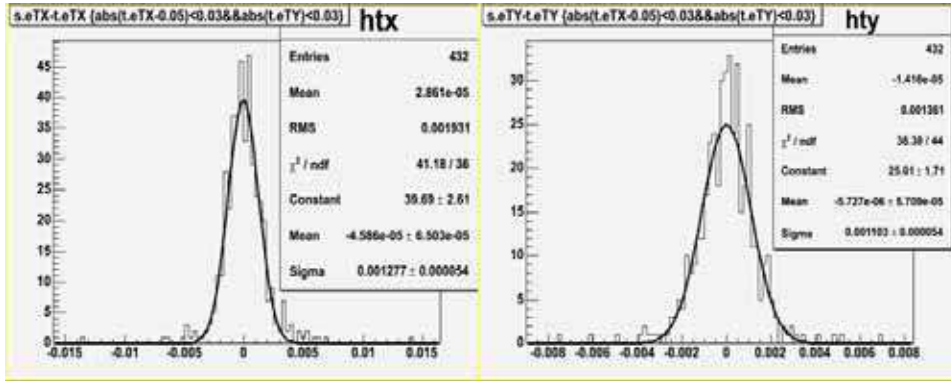


FIG. 6.2 – Différence angulaire entre les traces du faisceau traversant le doublet et les basetraces associées, après alignement. A gauche la projection dans le plan XZ et à droite la projection dans le plan YZ (en rad).

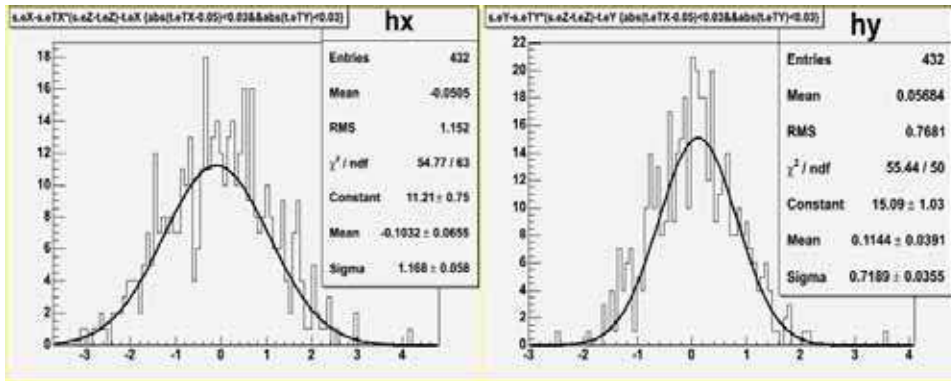


FIG. 6.3 – Différence spatiale entre les traces du faisceau traversant le doublet et les basetraces associées, après alignement. A gauche, selon la coordonnée X et à droite selon Y (en μm).

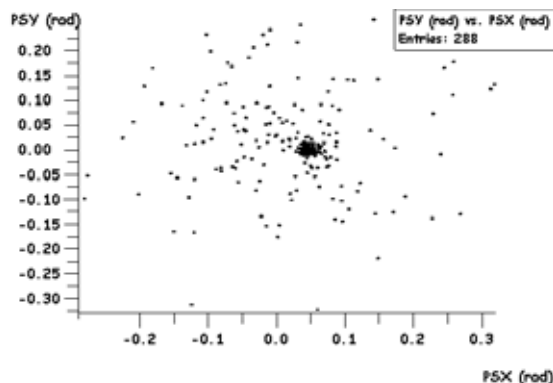


FIG. 6.4 – *Spectre angulaire des traces traversant le triplet et utilisées pour initialiser le scan de suivi vers l'arrière.*

utilisée est celle décrite au paragraphe 6.1. Nous allons présenter par la suite les résultats obtenus, en détaillant les points suivants :

- a) **caractéristiques des traces suivies;**
- b) **facteur de remplissage;**
- c) **qualité de l'intercalibration et problèmes rencontrés;**
- d) **différence angulaire entre prédictions et basetraces trouvées;**
- e) **bruit de fond.**

a) **Caractéristiques des traces suivies**

Le spectre angulaire des traces suivies jusqu'au début de la brique (*traces traversant*), est montré dans la partie gauche de la figure 6.5. Nous pouvons distinguer le pic à $(\tan\theta_X = 0.05, \tan\theta_Y = 0)$ correspondant aux pions primaires qui n'ont pas interagi dans la brique, ainsi qu'une accumulation de traces à $\tan\theta_X$ négatif, correspondant aux muons qui contaminaient l'exposition.

Les *traces s'arrêtant* dans la brique sont les produits des interactions des pions, et leur spectre angulaire est plus dispersé (cf. figure 6.5).

Pour cette catégorie de traces, nous avons contrôlé la distribution de la feuille d'arrêt (cf. figure 6.6). A partir de la feuille 4, la distribution est assez uniforme. Le pic correspondant aux feuilles les plus en aval, est dû aux particules de basse énergie sortant de la brique. En effet, la plupart des particules de basse énergie produites à l'intérieur de la brique, n'atteignent

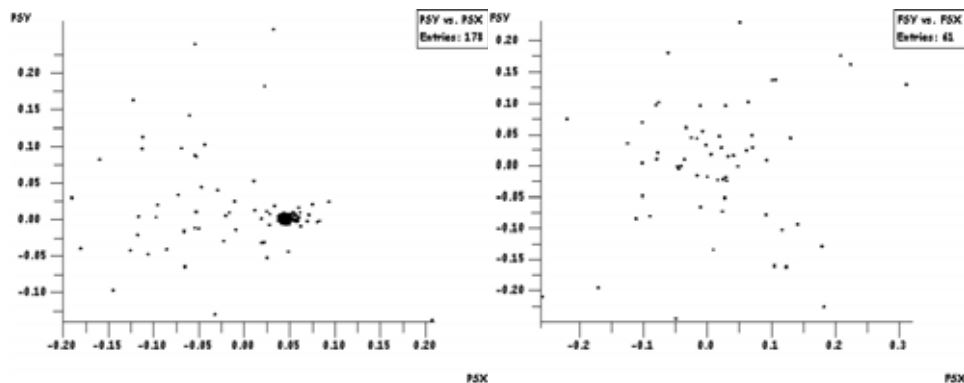


FIG. 6.5 – **A gauche.** Spectre angulaire des traces traversant toute la brique (en rad). **A droite.** Spectre angulaire des traces s'arrêtant dans la brique (en rad).

pas la première feuille. Seules les particules produites dans les feuilles les plus en aval, ne sont pas arrêtées par les interactions avec le plomb.

b) Facteur de remplissage

L'efficacité de scan pendant le suivi des traces a été estimée en considérant les traces traversant toute la brique (environ 62% des traces suivies). Le rapport entre les basetraces trouvées et le nombre total de feuilles, donne le **facteur de remplissage**. Nous avons obtenu un facteur de remplissage de 92% pour le scan de suivi (cf. figure 6.7), en parfait accord avec la valeur d'efficacité calculée selon la méthode décrite au chapitre 5. Ainsi, la probabilité d'avoir plus de trois trous consécutifs à cause de l'inefficacité de scan est négligeable ($(1 - 0.92)^4 = 0.004\%$).

c) Qualité de l'intercalibration et problèmes rencontrés

Pour contrôler la qualité de l'intercalibration, nous pouvons observer la différence spatiale (DPX, DPY) entre les prédictions et les basetraces trouvées. Des différences importantes entre la position des prédictions et des traces trouvées, peuvent avoir d'autres origines qu'une mauvaise intercalibration. A titre d'exemple, sur la figure 6.8, nous montrons la distribution DPX relative à une feuille, obtenue lors d'une des premières tentatives de scan de suivi. Après des investigations approfondies, nous avons établi que cette forme doublement piquée de la distribution, était

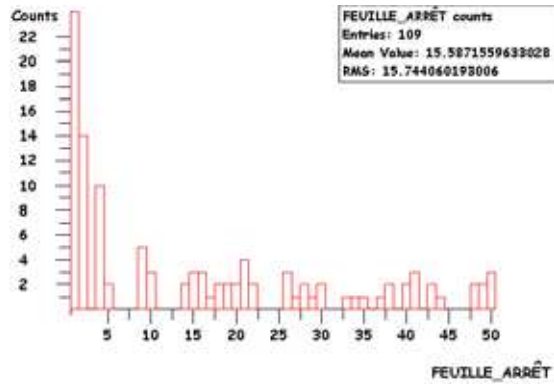


FIG. 6.6 – *Distribution de la feuille d'arrêt. Le pic relatif aux feuilles les plus en aval est dû aux particules de basse énergie sortant de la brique.*

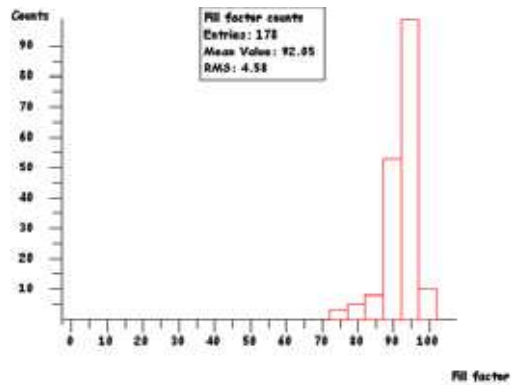


FIG. 6.7 – *Facteur de remplissage relatif aux traces traversant toute la brique.*

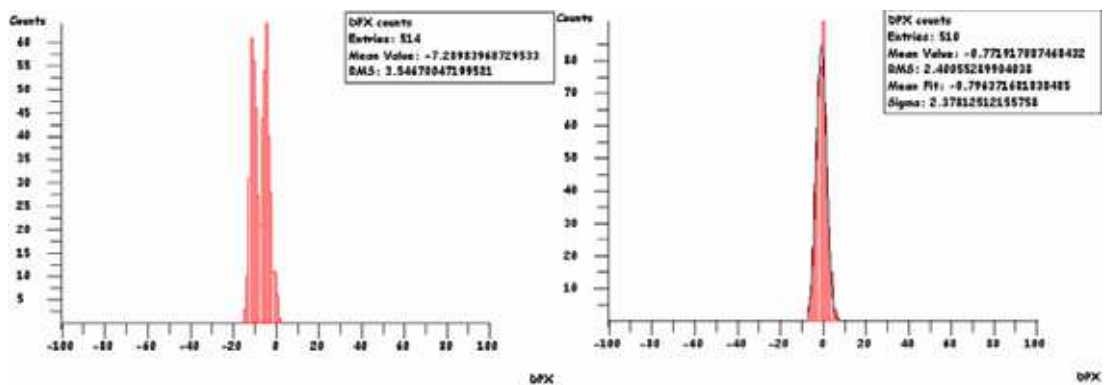


FIG. 6.8 – *Différence spatiale (en μm) entre les prédictions et les basetraces trouvées dans la feuille 1, lors d'une des premières tentatives de scan de suivi (à gauche). Cette forme à double pic est due à un problème mécanique. A droite, la même distribution après avoir correctement fixé le support de l'émulsion à la table du microscope.*

due à un problème mécanique (le support de l'émulsion était mal fixé à la table du microscope, ce qui provoquait des déplacements de l'émulsion de quelques microns pendant le scan des prédictions). Ce phénomène ne s'était pas manifesté pendant le scan général, où les accélérations et les décélérations sont beaucoup moins brusques.

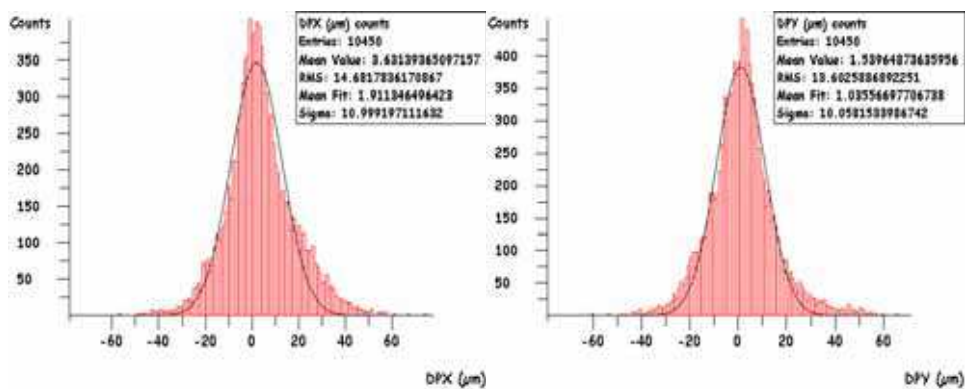


FIG. 6.9 – *Différence spatiale selon la coordonnée X (à gauche) et Y (à droite) entre les prédictions et les basetraces trouvées.*

Comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre 5, la précision de l'alignement dépend du nombre de traces traversant, c'est-à-dire des

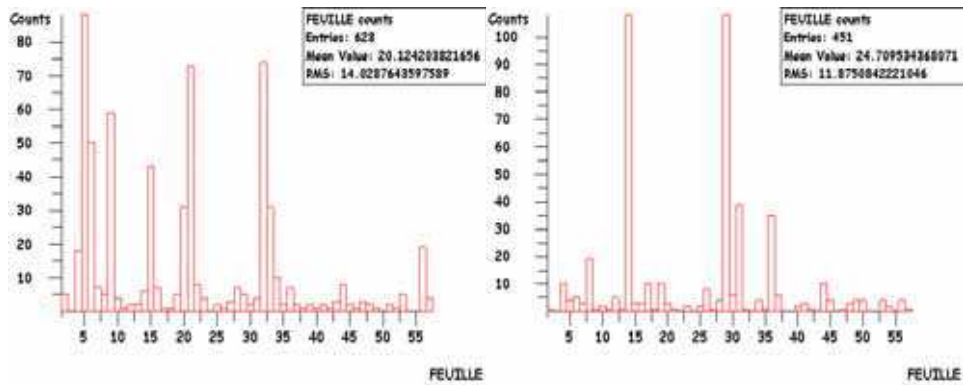


FIG. 6.10 – *Repartition dans la brique des traces telles que $|DPX| > 30 \mu\text{m}$ (à gauche) et $|DPY| > 30 \mu\text{m}$ (à droite).*

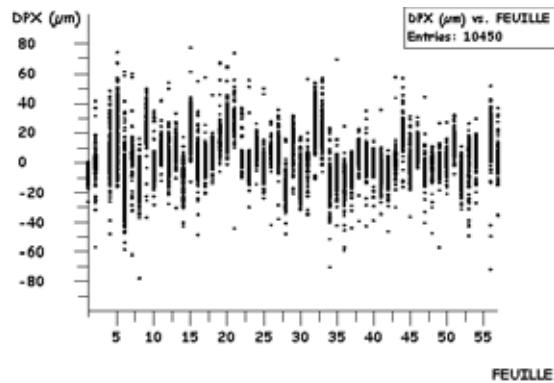


FIG. 6.11 – *Distribution de la différence spatiale DPX, entre les prédictions et les basetraces trouvées en fonction de l'identifiant de la feuille.*

dimensions de la zone scannée.

Une précision d'alignement sub-micrométrique n'est pas demandée pour le scan de suivi, l'objectif étant de localiser rapidement le point d'interaction. Pour pouvoir suivre une trace d'une feuille à l'autre, avec une tolérance spatiale de $(70+6 \cdot \tan \theta) \mu m$ et une tolérance angulaire de $(0.03+0.05 \cdot \tan \theta) rad$, une précision de $\sim 10 \mu m$ est suffisante. A l'intérieur de telles tolérances, le niveau de bruit de fond est négligeable (cf. figure 6.14, à droite). Des dimensions de $8 \times 8 mm^2$ pour les zones d'intercalibration, sont suffisantes pour atteindre la précision demandée.

Toutefois, en observant la figure 6.9, on constate dans les distributions DPX, DPY la présence de queues non gaussiennes. Si on sélectionne les traces telles que $|DPX|$ et $|DPY| > 30 \mu m$, et que l'on regarde leur repartition sur les feuilles de la brique, on s'aperçoit qu'elles sont concentrées dans des feuilles particulières (cf. figure 6.10). Nous en déduisons que pour ces feuilles, l'intercalibration n'a pas fonctionné correctement. Cet effet est clairement visible dans la distribution de DPX et DPY en fonction de l'identifiant de la feuille (cf. figure 6.11).

Les problèmes rencontrés dans l'intercalibration sont dus à la grille de marques utilisée, i.e. la grille de CHORUS. En effet, des décalages de plus de $5 mm$ et des rotations de $\sim 20 mrad$ ont été observés entre les grilles relatives à deux feuilles consécutives. Dans ces conditions, l'intercalibration en-ligne n'est pas très performante. Afin de valider cette hypothèse, nous avons conduit la même analyse sur une brique imprimée avec la grille d'OPERA (cf. paragraphe 6.3.4).

d) Différence angulaire entre prédictions et basetraces trouvées

La différence angulaire entre les prédictions et les basetraces trouvées (DSX, DSY), est liée principalement à la résolution angulaire du système de scan et à l'effet de rétrécissement des émulsions. En effet, pendant le scan de suivi, les pentes des basetraces ne sont pas corrigées par le facteur de rétrécissement, car la statistique est trop faible pour en avoir une estimation correcte. En cumulant toutes les feuilles de la brique, on obtient les distributions DSX et DSY montrées sur la figure 6.12. Les deux distributions sont ajustées par des gaussiennes, dont la déviation standard est de $\sim 2.4 mrad$. Ce résultat est en très bon accord avec les mesures de résolution décrites au chapitre 5. Les queues non gaussiennes sont dues

à la diffusion coulombienne des particules de basse impulsion. En effet, si nous sélectionnons les traces traversant toute la brique dans la région angulaire du faisceau, ces queues disparaissent (cf. figure 6.13), car ces traces correspondent à des particules de haute impulsion.

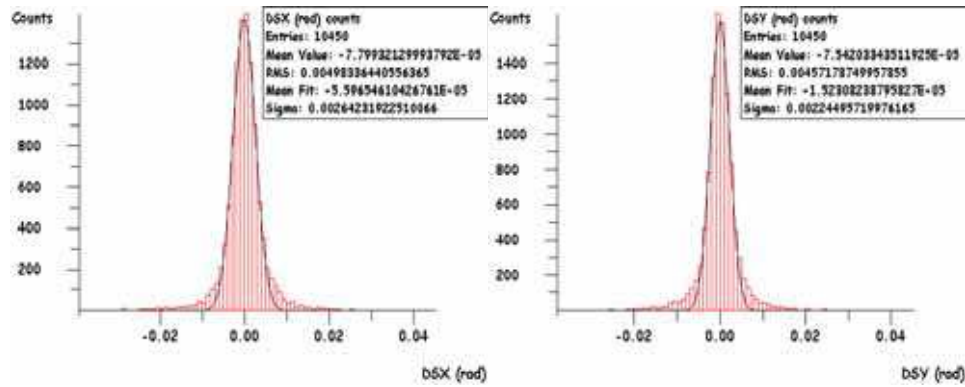


FIG. 6.12 – Différence angulaire selon la projection XZ (à gauche) et selon la projection YZ (à droite) entre les prédictions et les basetraces trouvées.

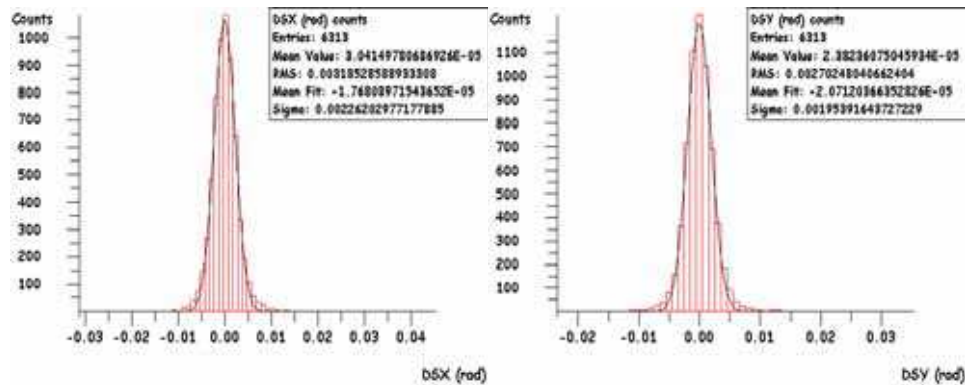


FIG. 6.13 – Différence angulaire selon la projection XZ (à gauche) et selon la projection YZ (à droite) entre les prédictions et les basetraces trouvées dans la région angulaire du faisceau et pour les traces traversant toute la brique.

e) Bruit de fond

Nous avons estimé le bruit de fond qui affecte le scan de suivi, en comptant le nombre de basetraces reconstruites en moyenne à l'intérieur d'un

champ de vue du microscope. Dans l'intervalle angulaire $[0,400]$ *mrad*, nous avons trouvé en moyenne moins de 2 basetraces (cf. figure 6.14, à gauche). Dans les tolérances spatiale et angulaire du scan de suivi, la fraction de prédictions associées à des candidats multiples se réduit à $\sim 6\%$ (cf. figure 6.14, à droite). Cette fraction se réduit ultérieurement lorsqu'on applique une fonction de sélection pour le choix du meilleur candidat. En conclusion, la probabilité qu'un faux candidat soit suivi sur 2 feuilles consécutives est négligeable.

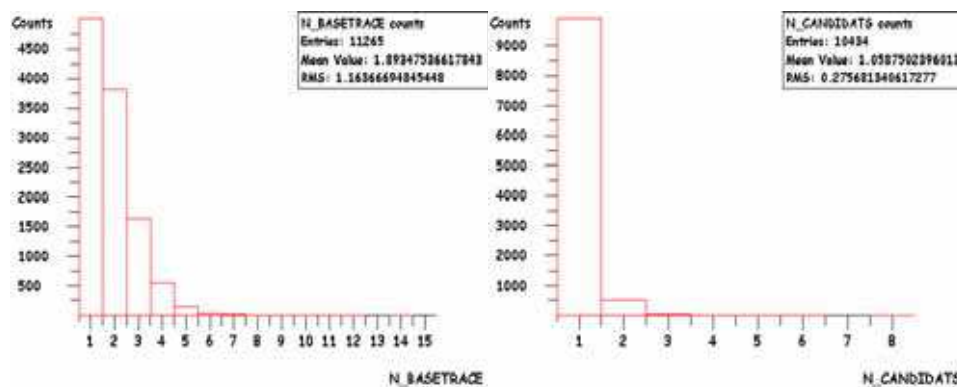


FIG. 6.14 – **A gauche.** Le nombre de basetraces reconstruites dans un champ de vue du microscope pendant le scan de suivi, telles que $\tan\theta < 0.4$. **A droite.** Le nombre de basetraces reconstruites à l'intérieur des tolérances angulaire et spatiale du scan de suivi.

6.3.3.3 Scan total autour des points d'arrêt et classification des événements

Nous avons sélectionné 55 points d'arrêt entre les feuilles 4 et 52. Les points d'arrêt les plus en aval n'ont pas été considérés, afin de reconstruire les traces issues du vertex sur au moins 3 feuilles. Les points d'arrêt les plus en amont ont également été éliminés, car il aurait été difficile de reconstruire le pion primaire.

Pour confirmer la présence des interactions, nous avons scanné des volumes de $25 \text{ mm}^2 \times 10$ *feuilles* (3 en amont plus 6 en aval), autour de chaque point d'arrêt. En partant de l'intercalibration effectuée pendant le scan de suivi, les volumes ont été alignés *localement*. Pour chaque volume, les traces ont ensuite été reconstruites ainsi que les vertex. Un de ces vertex

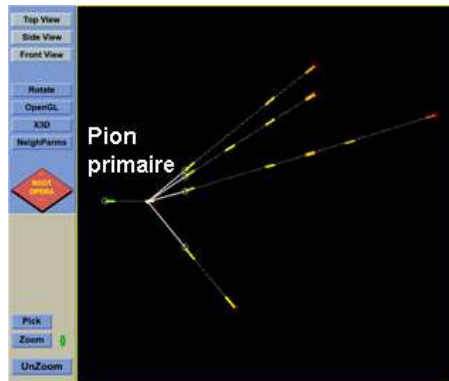


FIG. 6.15 – L'interaction d'un pion reconstruite dans la brique, selon la procédure utilisée dans OPERA. Les segments colorés correspondent aux basetraces reconstruites dans le volume. La trace primaire a un angle compatible avec l'angle d'exposition au faisceau.

est montré sur la figure 6.15.

La première étape de l'analyse consiste à estimer le taux de *vrais* points d'arrêts, c'est-à-dire des arrêts dus à des interactions. Une trace identifiée comme s'arrêtant dans la brique par la procédure de scan de suivi, et identifiée comme une trace traversant le volume par le scan total, génère un *faux point d'arrêt*. Le scan total nous a permis d'identifier 10 faux points d'arrêt (18.2%). La conséquence principale de ces identifications erronées est l'augmentation du temps de scan, car les traces associées aux faux points d'arrêt doivent être suivies ultérieurement, et des nouveaux volumes doivent être scannés.

Enfin, nous avons tenté une classification des faux points d'arrêt et des interactions.

a) Classification des faux points d'arrêt

Pour les 10 événements en question, nous avons contrôlé la différence en position et en angle, entre les prédictions et les traces trouvées par le scan total :

- la différence spatiale était supérieure à la tolérance du scan de suivi, dans les trois feuilles en amont par rapport à celle d'arrêt, pour 3 événements;
- la différence spatiale était supérieure à la tolérance du scan de suivi,

uniquement dans la troisième feuille en amont par rapport à celle d'arrêt, pour les 7 autres événements.

En conclusion, tous les faux points d'arrêt sont dus à une intercalibration inadéquate. L'effet est amplifié par la présence de trous, car actuellement la propagation des erreurs angulaires n'est pas prise en compte, et les tolérances du scan de suivi sont fixes.

b) Classification des interactions

Pour les 45 volumes restants, la reconstruction du volume a confirmé l'arrêt de la trace suivie en arrière. Ces événements ont été classés comme des interactions. Toutefois, une classification détaillée des interactions n'a pas été possible. En effet, pour la plupart des volumes, l'alignement était inadéquat.

L'intercalibration en-ligne fournit un alignement global de la feuille, mais à cause des effets de distortion, pour atteindre la précision sub-micrométrique requise, un alignement local du volume est nécessaire. Une procédure hors-ligne calcule l'alignement local, en utilisant les traces traversant le volume et en se basant sur les paramètres calculés par l'intercalibration en-ligne. Si les paramètres de départ ne sont pas suffisamment précis, cette procédure échoue, en empêchant ainsi la reconstruction du volume.

6.3.3.4 Conclusions

Grâce à ce test, toute la chaîne du scan automatique d'une brique a été validée, des prédictions des feuilles amovibles jusqu'à la reconstruction des vertex d'interaction. Néanmoins, l'étude n'a pas pu être achevée à cause de l'imprécision de la grille de marques.

En conclusion, nous avons observé deux conséquences principales des problèmes inhérents à l'intercalibration. La première concerne le taux de faux points d'arrêt et la deuxième concerne l'alignement local de certains volumes.

6.3.4 Résultats de l'analyse de la brique #6

6.3.4.1 Sélection des prédictions pour le scan du suivi

Pour la sélection des traces à suivre, nous avons utilisé la même procédure utilisée pour la brique #4. Afin d'augmenter la statistique, nous avons scanné

une surface de 54 cm^2 pour chaque feuille du triplet.

6.3.4.2 Scan de suivi vers l'arrière et intercalibration

Pour le scan de suivi, nous avons sélectionné 771 traces traversant le triplet. Le facteur de remplissage observé est de $\sim 91\%$ et la répartition des points d'arrêt est tout à fait similaire à celle obtenue pour la brique #4 (cf. figure 6.16). Le taux de traces suivies en arrière, qui traversent entièrement

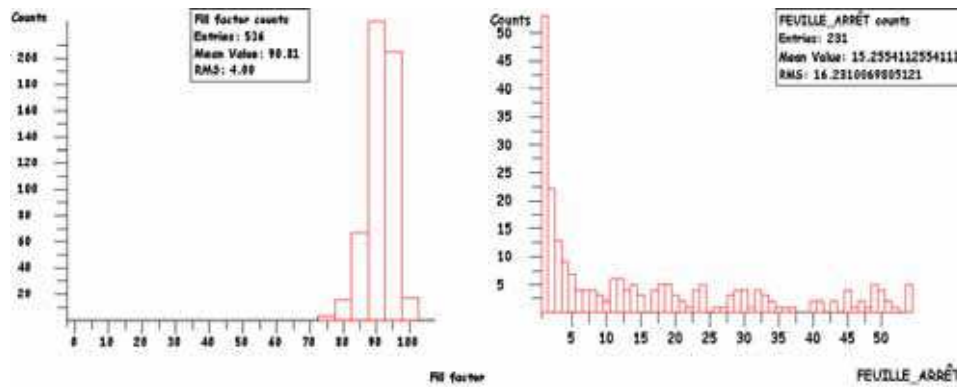


FIG. 6.16 – **A gauche.** Facteur de remplissage relatif aux traces traversant toute la brique. **A droite.** Répartition des points d'arrêt dans la brique.

la brique est de 69.5%, à comparer avec le 62% de la brique #4. Avant d'effectuer le scan total, ce chiffre nous permet de prévoir une réduction des faux points d'arrêt par rapport à la brique #4.

La différence principale entre les deux briques concerne la qualité de l'intercalibration obtenue. En comparant les distributions de différence spatiale entre prédictions et basetraces trouvées, obtenues pour les deux briques (cf. figure 6.17 et figure 6.9), nous observons que le σ des gaussiennes passe de $\sim 10.6 \mu\text{m}$ à $\sim 8.6 \mu\text{m}$. En outre, les queues non gaussiennes ont pratiquement disparues dans le cas de la brique #6.

Ce résultat a validé notre hypothèse concernant l'influence de la grille de marques.

6.3.4.3 Scan total autour des points d'arrêt et classification des événements

Nous avons scanné 133 volumes de $25 \text{ mm}^2 \times 10 \text{ feuilles}$ (3 en amont + 6 en aval), autour des points d'arrêt compris entre les feuilles 4 et 56. A la

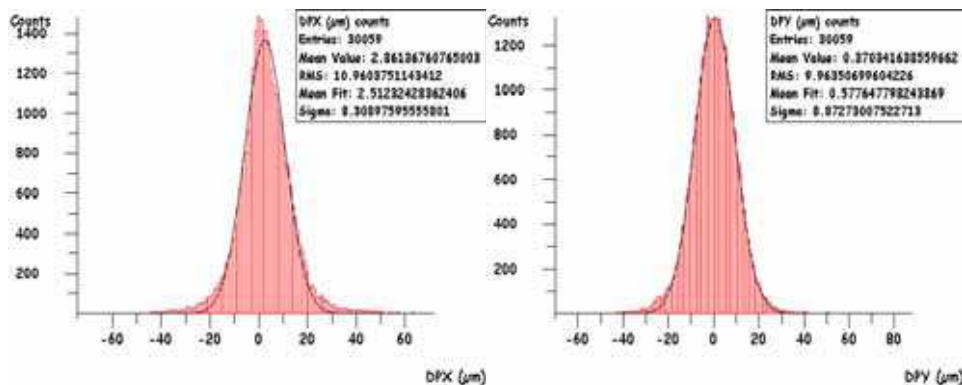


FIG. 6.17 – *Différence spatiale selon la coordonnée X (à gauche) et Y (à droite) entre les prédictions et les basetraces trouvées.*

différence de la brique #4, nous avons pu aligner et reconstruire correctement tous les volumes (mis à part 2 cas discutés par la suite).

Grâce à une analyse combinée des données du scan de suivi et du scan total, nous avons classé les événements selon les catégories suivantes :

- **Interactions induites par un pion primaire** : la trace suivie en arrière est attachée à un vertex, dont le primaire a un angle compatible avec celui de l'exposition ($\tan \theta_X, \tan \theta_Y = (0.05, 0)$) (cf. figure 6.18);
- **Interactions induites par une particule chargée (non compatible avec un pion)** : la trace suivie en arrière est attachée à un vertex, dont le primaire a un angle non compatible avec celui de l'exposition (cf. figure 6.19);
- **Interactions induites par une particule neutre** : la trace suivie en arrière est attachée à un vertex n'ayant pas de primaire associé (cf. figure 6.20);
- **Arrêts confirmés** : la trace suivie en arrière n'est associée à aucun vertex, mais elle s'arrête dans le volume (traces issues d'interactions de particules neutres) (cf. figure 6.21);
- **Traces traversant** : la trace suivie en arrière traverse le volume. Cette catégorie correspond aux faux points d'arrêt évoqués précédemment (cf. figure 6.22);
- **Echec du scan total** : la trace suivie en arrière n'est pas reconstruite dans le volume. En général, il s'agit d'un problème d'alignement ou d'efficacité de scan. Il est toujours possible de rescanner ces volumes,

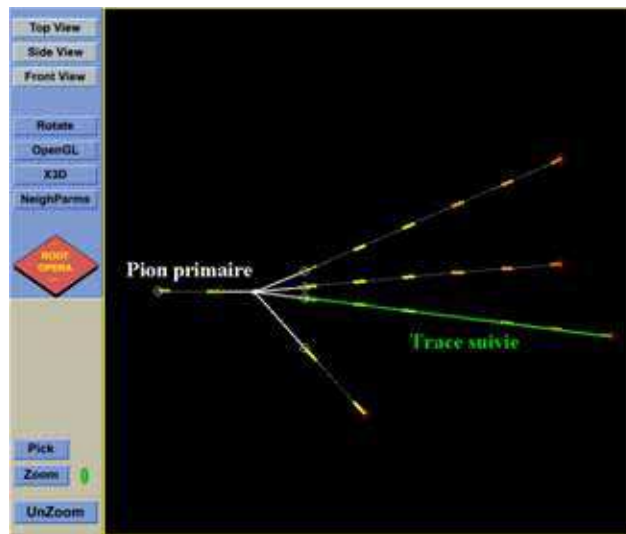


FIG. 6.18 – Interaction induite par un pion primaire. La trace correspondant au scan de suivi (en vert) a été reconstruite dans le volume et attachée au vertex.

mais si l'on veut limiter le temps de scan, il faut réduire au maximum ce genre de cas.

Le taux d'événements pour chaque catégorie est résumé dans le tableau 6.1.

Interactions induites par un pion primaire	41 (30.8%)
Interactions induites par une particule chargée (non compatible avec un pion)	27 (20.3%)
Interactions induites par une particule neutre	15 (11.3%)
Arrêts confirmés	35 (26.3%)
Traces traversantes	13 (9.8%)
Echec du scan total	2 (1.5%)

TAB. 6.1 – Classification des événements à l'aide d'une analyse combinée des données du scan de suivi et du scan total.

6.3.4.4 Conclusions

Le scan et l'analyse de cette brique, nous ont permis d'achever l'étude entamée avec la brique #4. En particulier, sur la base des informations du

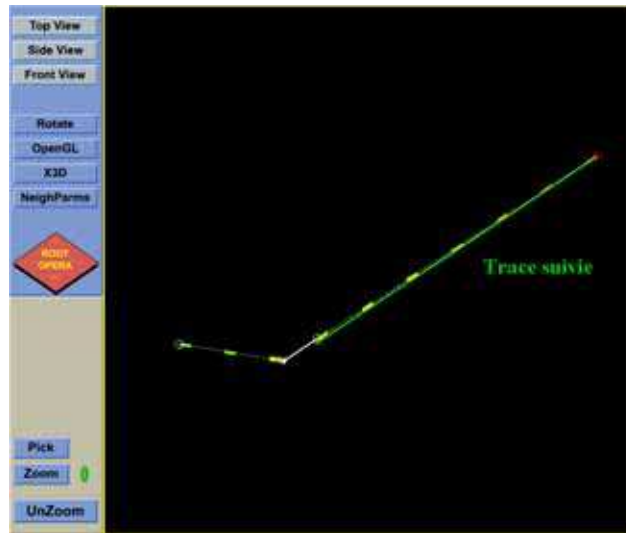


FIG. 6.19 – Interaction induite par une particule chargée, dont l'angle est incompatible avec celui de l'exposition.

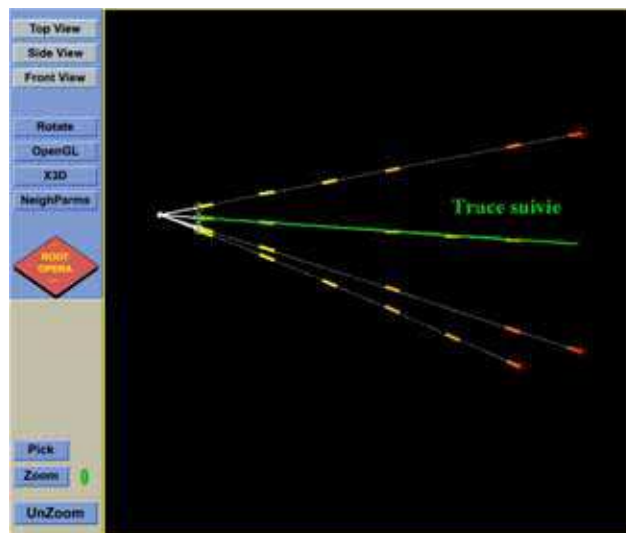


FIG. 6.20 – Interaction induite par une particule neutre. La trace correspondant au scan de suivi (en vert) a été reconstruite dans le volume et attachée au vertex.

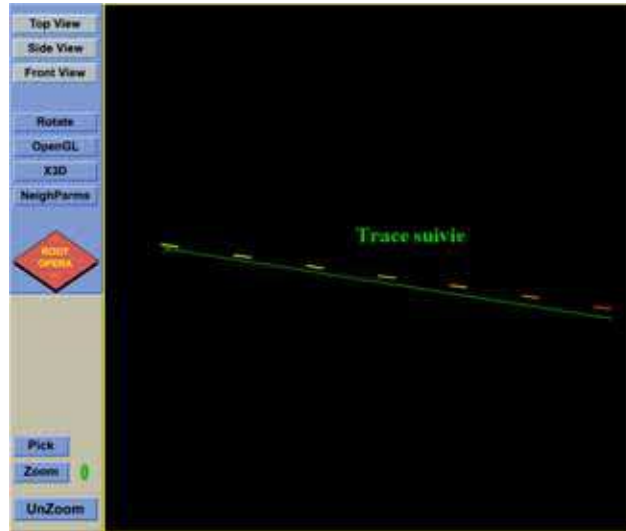


FIG. 6.21 – La trace suivie en arrière (en vert) est reconstruite dans le volume et elle s'arrête dans la même feuille identifiée par le scan de suivi. Il s'agit d'une trace issue d'une interaction d'une particule neutre.

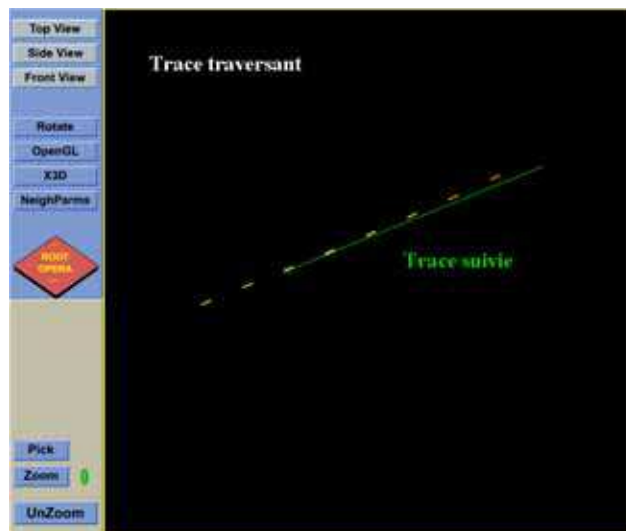


FIG. 6.22 – La trace suivie en arrière (en vert) est reconstruite telle que traversant le volume.

scan de suivi et du scan total, nous avons abordé une première classification topologique des événements.

6.3.5 Comparaison entre données et simulation MonteCarlo

La dernière étape de notre analyse a consisté à comparer les données scannées avec la simulation. Les principaux paramètres de reconstruction de vertex utilisés pour cette comparaison sont les suivants (cf. paragraphe 6.2) :

- $dzmax = 3000 \mu m$;
- $ProbMinV = 0.01$;
- $ImpMax = 50 \mu m$.

L'objectif principal est de contrôler si les caractéristiques des vertex reconstruits (multiplicité, paramètre d'impact, distance longitudinale etc.) sont compatibles avec les prévisions de la simulation, afin de valider les résultats obtenus par le scan.

6.3.5.1 La simulation

Pour la simulation des événements, nous avons utilisé le package ORFEO (**OPERA ROOT Framework for Emulsion simulation**) [93], lequel s'insère dans le cadre général du logiciel d'analyse officiel d'OPERA (*OpRelease*), basé sur GEANT3. ORFEO a été développé explicitement pour obtenir la simulation la plus réaliste possible des traces en émulsion. En particulier, le module responsable de la digitalisation prend en compte plusieurs effets liés au scan des émulsions.

Les principaux effets appliqués aux microtraces générées sont les suivants :

- **étalement** (*smearing*) de la position et de l'angle;
- réjection des microtraces à cause de l'**inefficacité** de scan;
- **désalignement** possible des feuilles d'émulsions.

Un étalement tridimensionnel est appliqué aux deux points extrêmes de la microtrace (cf. figure 6.23). De cette façon, l'étalement de l'angle de la microtrace est obtenu automatiquement, ainsi que sa dépendance angulaire. Puisque les basetraces sont construites en connectant deux points (les points des microtraces, les plus proches de la base plastique), ce même type d'étalement s'étend automatiquement aux basetraces.

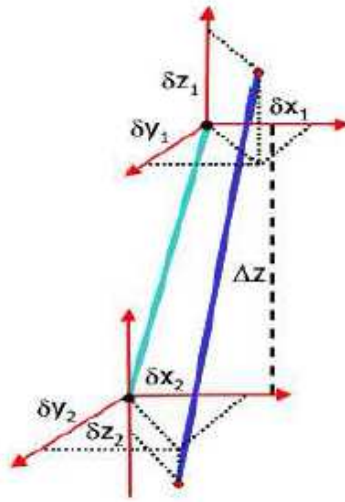


FIG. 6.23 – L'étalement des microtraces est obtenu en appliquant un étalement tridimensionnel à la position de deux extrêmes de la microtrace.

Au chapitre 5, nous avons défini l'efficacité de scan comme étant la capacité du système à trouver une basetrace présente dans l'émulsion. Nous pouvons alors écrire : $\epsilon_{basetk} = \epsilon_{microk} \times \epsilon_{microk} \times \epsilon_{link}$, où ϵ_{basetk} est l'efficacité de trouver une basetrace, ϵ_{microk} est l'efficacité de scan d'une microtrace et ϵ_{link} est l'efficacité d'association de deux microtraces. L'effet de l'inefficacité de scan sur les microtraces, a été pris en compte en paramétrant la racine carrée de l'efficacité de scan des basetraces³ en fonction de l'angle (cf. chapitre 5).

Le désalignement des feuilles d'émulsion est obtenu en appliquant une transformation affine (cf. chapitre 5) aux positions et aux angles des microtraces. En particulier deux choix sont possibles : toutes les transformations affines de la brique peuvent être fixées à la main ou les 6 paramètres peuvent être générés aléatoirement selon des distributions gaussiennes, avec des valeurs moyennes et des déviations standards fixées par l'utilisateur.

3. En bonne approximation $\epsilon_{link} = 1$.

6.3.5.2 Données scannées

Pour la comparaison avec la simulation, nous avons utilisé les données relatives à la brique #6, présentées dans la section 6.3.4. En particulier, nous avons sélectionné les vertex induits par des pions primaires et les traces associées (avec $\tan \theta < 0.4$).

6.3.5.3 Données simulées

Nous avons simulé 1000 pions de $8 \text{ GeV}/c$ dans une brique d'OPERA. Pour l'analyse, nous avons considéré des volumes de $25 \text{ mm}^2 \times 10 \text{ feuilles}$ (3 en amont plus 6 en aval) autour des vertex primaires, exactement comme pour les données scannées. La procédure de scan de suivi n'a pas été simulée, ainsi la position des vertex primaires a été obtenue en faisant appel à l'historique de la simulation.

A partir des microtraces générées, nous avons reconstruit les basetraces, les traces de volume et les vertex, en utilisant les mêmes algorithmes et les mêmes paramètres de reconstruction utilisés pour les données. En général, plusieurs vertex sont reconstruits dans chaque volume. Afin de sélectionner les interactions dues aux pions primaires, nous avons retenu le vertex ayant la multiplicité la plus élevée, et en cas d'ambiguïté ultérieure, nous avons choisi celui situé le plus en amont, en imposant une distance maximale de 1 mm (i.e. l'épaisseur d'une feuille de plomb) par rapport à la position du vertex telle que donnée par la simulation. Nous avons ensuite vérifié que ce critère est approprié, car il sélectionne les vertex ayant une distance minimale du vrai vertex. Comme dans le cas des données de scan, nous avons sélectionné seulement les vertex pour lesquels une trace primaire est reconstruite dans le volume, avec un angle compatible avec celui des pions primaires. La même coupure angulaire à 0.4 rad utilisée pour les données réelles a été appliquée aux traces simulées. Enfin, nous avons demandé qu'au moins une des traces issues des vertex sélectionnés, atteigne la dernière feuille de la brique, de façon à obtenir des conditions similaires à celles du scan de suivi.

Le taux d'interactions observé pour des pions de $8 \text{ GeV}/c$ dans une brique d'OPERA est de 28.9% (289/1000).

6.3.5.4 Considérations préliminaires sur les résultats de la simulation

Sur la base des considérations faites au chapitre 5, sur les incertitudes qui affectent la position et l'angle des microtraces, nous avons appliqué un étalement de $0.2 \mu m$ en X et Y ($\sigma_{X,Y Micro}$), avec une distribution gaussienne (précision de la mécanique et résolution du système de lecture) et de $2.5 \mu m$ en Z ($\sigma_{Z Micro}$), avec une distribution uniforme (effet de la profondeur de champ effective, cf. chapitre 4). Pour ce qui concerne l'efficacité de scan (ϵ_S), le paramétrage utilisé prend en compte la dépendance angulaire observée dans les données (cf. chapitre 5) :

$$\epsilon_S = 0.944 - 0.216 \cdot \theta - 0.767 \cdot \theta^2 + 1.856 \cdot \theta^3 \quad (6.1)$$

ce qui donne une efficacité moyenne de 92% entre 0 et 0.4 rad . Pour ce qui concerne le bruit de fond dû aux cosmiques et aux résidus du rafraîchissement, nous avons vérifié, en utilisant les données réelles, que son influence est négligeable. La densité de traces reconstruites à partir de l'association fortuite de deux basetraces a été estimée en effectuant la reconstruction, après avoir appliqué une translation de 1 mm à l'une des deux feuilles consécutives. La densité de fausses traces trouvée est de 0.25 traces/cm^2 pour $\tan \theta < 0.4$.

Afin de comprendre l'influence de la résolution sur la position d'une microtrace et de l'efficacité de scan sur la reconstruction des vertex, nous avons réalisé une étude systématique en faisant varier les effets d'étalement et d'efficacité de scan. En particulier, nous avons étudié la précision spatiale (σ_{PosV}) et l'efficacité de reconstruction des vertex (ϵ_V), ainsi que la résolution du paramètre d'impact (σ_{IP}).

La précision de la position du vertex reconstruit a été estimée en considérant la différence entre la position (X,Y,Z) du vertex reconstruit et la position (X,Y,Z) du vrai vertex. Dans le tableau 6.2, nous avons résumé les valeurs de σ_{XV} , σ_{YV} et σ_{ZV} relatives aux ajustements des différences spatiales ΔXV , ΔYV , ΔZV en fonction de la résolution des microtraces et de l'efficacité de scan. Nous observons que pour les valeurs de résolution et d'efficacité correspondant aux données ($0.2 \mu m$ et 92%), la précision obtenue sur la position du vertex est de l'ordre de $0.7 \mu m$ en X, Y et de $10.7 \mu m$ en Z (cf. figure 6.24 et figure 6.25).

Concernant la résolution du paramètre d'impact, elle a été estimée en

	ϵ_V	σ_{XV} (μm)	σ_{YV} (μm)	σ_{ZV} (μm)
aucun effet	$88.5 \pm 1.9\%$	0.64 ± 0.06	0.5 ± 0.05	8.8 ± 1.2
$\sigma_{X,YMicro}$ ($0.2 \mu m$)	$88.1 \pm 2.0\%$	0.66 ± 0.05	0.52 ± 0.03	8.7 ± 0.6
$\sigma_{X,YMicro}$ ($0.2 \mu m$) + ϵ_S (92%)	$85.5 \pm 2.1\%$	0.83 ± 0.08	0.64 ± 0.07	10.7 ± 1.0
$\sigma_{X,YMicro}$ ($0.2 \mu m$) + ϵ_S (82%)	$82.6 \pm 2.3\%$	0.78 ± 0.09	0.98 ± 0.19	12.3 ± 1.8
$\sigma_{X,YMicro}$ ($0.5 \mu m$)	$87.8 \pm 2.0\%$	0.85 ± 0.07	0.74 ± 0.05	8.9 ± 0.6
$\sigma_{X,YMicro}$ ($0.5 \mu m$) + ϵ_S (92%)	$83.3 \pm 2.3\%$	1 ± 0.08	0.87 ± 0.07	10.4 ± 1.2
$\sigma_{X,YMicro}$ ($0.5 \mu m$) + ϵ_S (82%)	$82.2 \pm 2.3\%$	1.36 ± 0.06	1 ± 0.12	11.3 ± 1.5

TAB. 6.2 – Evolution de la précision et de l'efficacité de reconstruction des vertex en fonction de l'efficacité de scan, et de la résolution sur la position X, Y d'une microtrace (pour $\sigma_{ZMicro} = 2.5 \mu m$).

	σ_{IP} (μm)
ϵ_S (92%)	0.09 ± 0.01
$\sigma_{X,YMicro}$ ($0.2 \mu m$)	0.42 ± 0.02
$\sigma_{X,YMicro}$ ($0.2 \mu m$) + ϵ_S (92%)	0.54 ± 0.11
$\sigma_{X,YMicro}$ ($0.2 \mu m$) + ϵ_S (82%)	0.79 ± 0.11
$\sigma_{X,YMicro}$ ($0.5 \mu m$)	0.67 ± 0.05
$\sigma_{X,YMicro}$ ($0.5 \mu m$) + ϵ_S (92%)	0.87 ± 0.08
$\sigma_{X,YMicro}$ ($0.5 \mu m$) + ϵ_S (82%)	0.79 ± 0.11

TAB. 6.3 – Evolution de la résolution du paramètre d'impact en fonction de l'efficacité de scan et de la résolution sur la position X, Y d'une microtrace (pour $\sigma_{ZMicro} = 2.5 \mu m$).

considérant la différence entre la valeur du paramètre d'impact obtenue avant et après l'application des différents effets ($\sigma_{PosMicro}$ et ϵ_S). Dans les cas des désintégrations courtes (cf. chapitre 3), la résolution du paramètre d'impact joue un rôle crucial dans la sélection des candidats ν_τ . Nous observons qu'avec une efficacité de 92% et une résolution de $0.2 \mu m$, nous obtenons une efficacité de reconstruction des vertex de 85.5% et une résolution d'environ $0.54 \mu m$ pour le paramètre d'impact (cf. figure 6.26). Ce résultat est très important, car dans OPERA une telle résolution permet de sélectionner les événements ayant $IP > 3 \times 0.54 \mu m = 1.62 \mu m$, en tant que candidats ν_τ pour une analyse plus détaillée [51].

En ce qui concerne l'efficacité de reconstruction du vertex, elle ne peut pas être directement comparée avec l'efficacité de reconstruction des interactions neutrino, car elle dépend de la topologie et de la cinématique des événements.

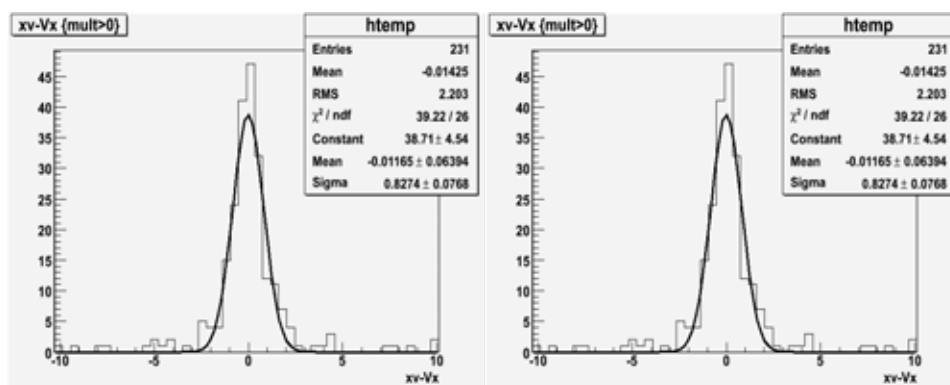


FIG. 6.24 – Précision spatiale de reconstruction du vertex pour la coordonnée X (à gauche) et Y (à droite) (en μm).

6.3.5.5 Caractéristiques des vertex réels et simulés

Tout d'abord, nous allons justifier la coupure appliquée sur la distance longitudinale ($dz < 3000 \mu m$) entre le vertex et les traces qui lui sont associées. La position Z d'une trace est donnée par la position Z de la basetrace la plus proche au vertex, celle-ci étant donnée par l'intersection entre la base plastique et la couche d'émulsion la plus en aval par rapport à la direction du faisceau.

En observant la distribution dz pour les vertex simulés avant toute

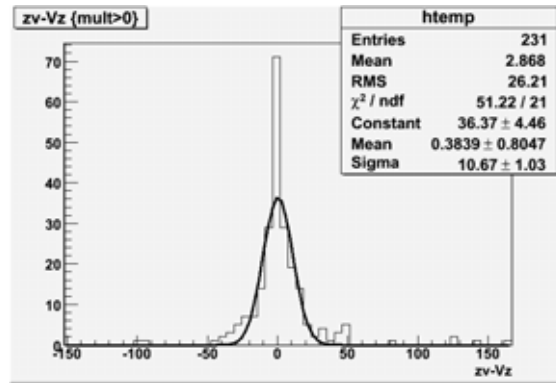


FIG. 6.25 – Précision spatiale de reconstruction du vertex pour la coordonnée Z (en μm).

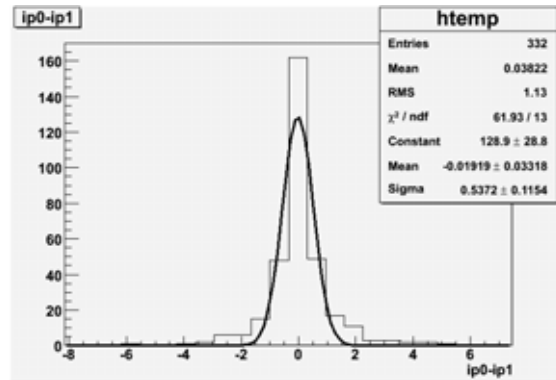


FIG. 6.26 – Résolution du paramètre d'impact (en μm) obtenue après avoir appliqué un effet d'étalement et d'efficacité de scan du même ordre observé dans les données.

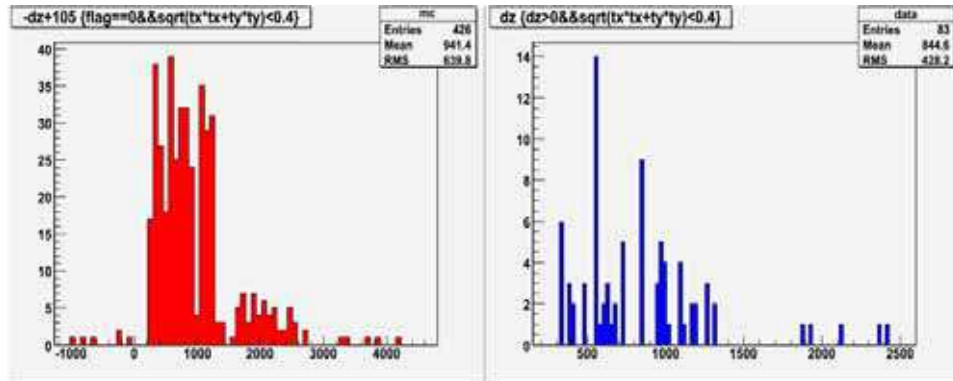


FIG. 6.27 – Comparaison entre la distance longitudinale traces-vertex (dz , en μm) pour les données simulées (à gauche) et pour les données réelles (à droite).

reconstruction, on constate que 97.4% des traces démarrent dans les deux premières feuilles d'émulsion en aval par rapport au point d'interaction ($dz < 2500 \mu m$). Dans le cas des vertex reconstruits à partir des données réelles, toutes les traces sont reconstruites dans les deux premières feuilles d'émulsion, dont 94% dans la première (cf. figure 6.27). Cela nous indique que la sélection appliquée sur la distance longitudinale est appropriée.

En ce qui concerne le paramètre d'impact, nous avons comparé les données réelles avec les vertex simulés après reconstruction. Nous observons que la valeur maximale obtenue est d'environ $35 \mu m$ pour la simulation et d'environ $20 \mu m$ pour les données (cf. figure 6.28). Les moyennes des deux distributions sont bien compatibles, avec une valeur de $4.6 \mu m$ pour la simulation et de $3.8 \mu m$ pour les données.

Afin de valider la qualité des données de scan, nous avons également comparé le nombre de feuilles traversées par les traces issues des vertex (cf. figure 6.29), ainsi que leur spectre angulaire (cf. figure 6.30). Nous observons que dans les deux cas, il y a une bonne compatibilité entre les données et la simulation. En moyenne les traces issues des vertex, traversent 6 feuilles d'émulsion dans le volume de scan total, et la dispersion du spectre angulaire des produits d'interaction est d'environ $0.14 rad$.

Enfin, nous avons comparé la multiplicité des traces issues des vertex (cf. figure 6.31). Les deux distributions sont bien compatibles, mis à part un léger dépeuplement dans les données, des vertex ayant une multiplicité égale

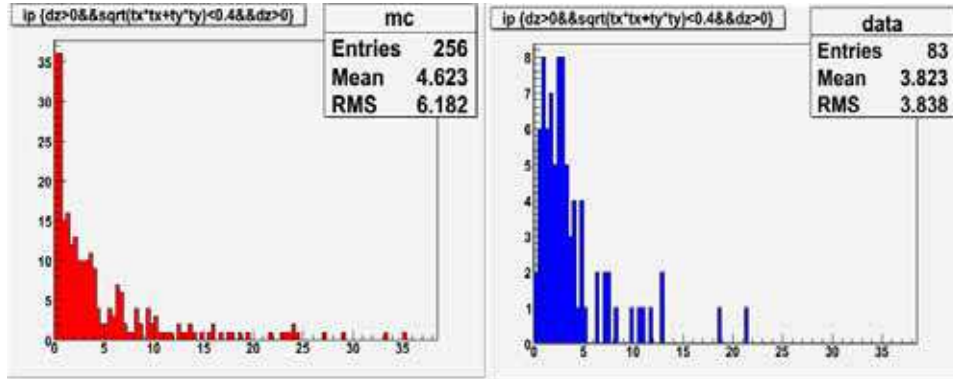


FIG. 6.28 – Comparaison entre le paramètre d'impact (en μm) relatif aux vertex simulés (à gauche) et aux vertex réels (à droite).

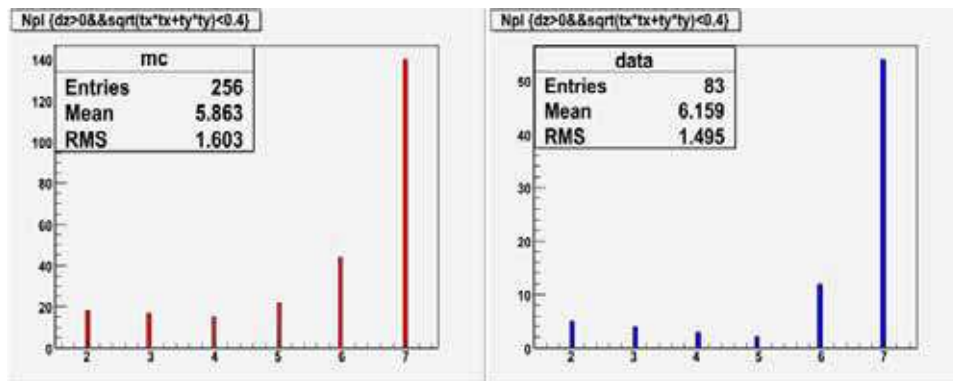


FIG. 6.29 – Nombre de feuilles traversées par les traces issues des vertex pour les données simulées (à gauche) et pour les données scannées (à droite).

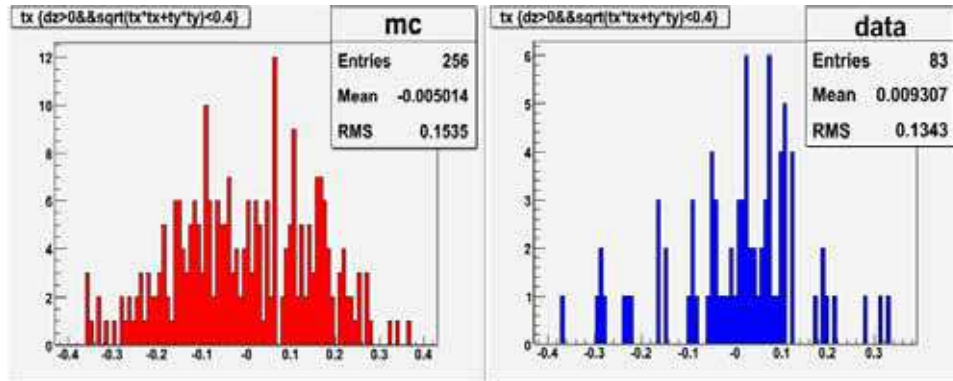


FIG. 6.30 – *Comparaison entre la distribution angulaire (en rad) des traces issues des vertex pour les données simulées (à gauche) et pour les données scannées (à droite).*

à 1. Cette population représente les vertex qui ont une seule trace sortante, ayant atteint la fin de la brique. Cela signifie que si cette trace n'est pas sélectionnée parmi les traces à suivre vers l'arrière, le vertex associé est perdu pour toujours. Or, nous avons demandé que les traces à suivre traversent le triplet (cf. paragraphe 6.3.4.1) sans autoriser la présence de trous, i.e. de basetraces manquantes⁴. La sélection a donc été volontairement stricte, car l'objectif était de valider la procédure de scan de suivi, plutôt que de maximiser le nombre de vertex à reconstruire.

En conclusion, les caractéristiques générales des vertex issues du scan reproduisent bien les prévisions de la simulation.

6.4 Conclusions

A l'aide du test sur faisceau décrit au paragraphe 6.3.1, nous avons validé la procédure de localisation du vertex utilisée dans OPERA. Ce test a été conçu afin de reproduire au mieux les conditions de l'expérience, i.e. :

- basse densité de traces;
- utilisation des feuilles amovibles;

⁴. La probabilité de sélectionner une trace dans le triplet est déterminée par l'efficacité de scan ($(\epsilon_S)^3 = (0.92)^3 = 77.9\%$). Compte tenu d'une telle probabilité, la population ayant une multiplicité égale à 1 passe de 12 à 15.4 événements.

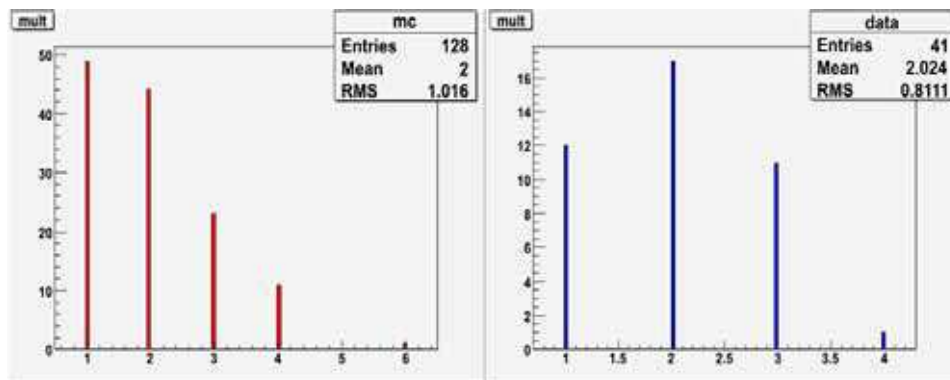


FIG. 6.31 – *Comparaison entre la multiplicité des traces issues des vertex pour les données simulées (à droite) et pour les données scannées (à gauche).*

- exposition aux rayons cosmiques pour l’alignement des feuilles à l’intérieur de la brique.

Il s’est avéré qu’une des phases les plus délicates de toute la procédure est l’alignement entre les feuilles. En effet, l’alignement joue un rôle crucial lors du suivi des traces et dans la reconstruction des volumes. En utilisant la grille de marques d’OPERA, la qualité obtenue pour l’alignement de la brique des pions satisfait tout à fait aux exigences de l’expérience. Lors du scan de suivi, nous avons également observé que la confusion générée par la présence de candidats multiples est négligeable. En ce qui concerne le scan total, nous avons validé la reconstruction des vertex à l’aide de la simulation MonteCarlo.

La stratégie utilisée pour la recherche des interactions neutrino est identique à celle du test, en conséquence, les résultats obtenus sont transposables à OPERA. En conclusion, le test avec les pions a permis de maîtriser les techniques qui seront utilisées dans OPERA, et de prouver la validité de la simulation MonteCarlo appliquée aux émulsions.

Conclusion

Le démarrage d'OPERA aura lieu en septembre 2007, avec le détecteur partiellement rempli. Cette première exposition durera quelques semaines, pendant lesquelles nous devrions collecter une centaines d'interactions neutrino. Cette phase servira à calibrer toute la chaîne d'acquisition, des détecteurs électroniques jusqu'au scan des émulsions. La reconstruction et l'analyse des événements seront également validées.

Au printemps 2008, la prise de données reprendra à "régime de croisière", avec le détecteur complètement rempli.

La stratégie qui sera utilisée dans OPERA pour la localisation et la reconstruction des vertex, a été validée sur des interactions de pions, à l'aide d'un test sur faisceau dédié. L'exposition de septembre 2007 au faisceau CNGS, nous permettra d'optimiser la procédure dans le cas des interactions neutrino.

Une étude expérimentale sur les performances de l'objectif à sec a également été réalisée. L'efficacité et la pureté de scan sont compatibles avec celles obtenues avec l'objectif à huile, ainsi que la résolution angulaire des basetraces. Néanmoins au niveau des microtraces, le niveau de bruit de fond instrumental est plus élevé par rapport au scan à huile et la résolution angulaire est légèrement moins bonne.

En raison des résultats obtenus, nous proposons le scénario suivant pour la localisation d'une interaction neutrino. Le scan de suivi vers l'arrière pourra être effectué en utilisant l'objectif à sec, lequel permet une manipulation des émulsions plus aisée. En revanche, le scan total autour des points d'interaction, sera plus avantageusement effectué avec l'objectif à huile, car celui-ci représente la meilleure solution du point de vue optique.

Annexe A

La base de données de scan

Les émulsions possèdent une caractéristique unique parmi les détecteurs : elles fournissent leur propre stockage de données, et elles peuvent être *lues* autant de fois que l'on souhaite.

OPERA a été conçue comme une expérience de *scan quasi-en-ligne*. La plupart des décisions doivent être prises rapidement, afin de guider les différentes étapes de l'acquisition et d'étudier de façon approfondie seulement les événements intéressants. Une *acquisition guidée* est un point crucial pour la faisabilité de l'expérience. A cause de l'énorme quantité de données brutes, les systèmes de scan automatiques doivent pouvoir travailler 100% du temps. Il n'est pas envisageable d'arrêter l'acquisition dans l'attente que les données soient analysées.

Ces considérations préliminaires nous aident à comprendre les motivations qui ont conduit à concevoir un *scan guidé par une base de données*.

A.1 Pourquoi une base de données

Un système de stockage sur fichiers est suffisant et bien adapté dans le cas d'un flux de données séquentiel. Or, dans le cas d'une acquisition guidée, le flux de données comporte une boucle de rétroaction, une mise à jour et un ajout de données (cf. figure A.1). Il est donc nécessaire d'avoir un système de stockage non séquentiel, permettant un accès aléatoire et une recherche rapide des données. Une *base de données relationnelle* est la solution la plus adaptée pour répondre à ces exigences.

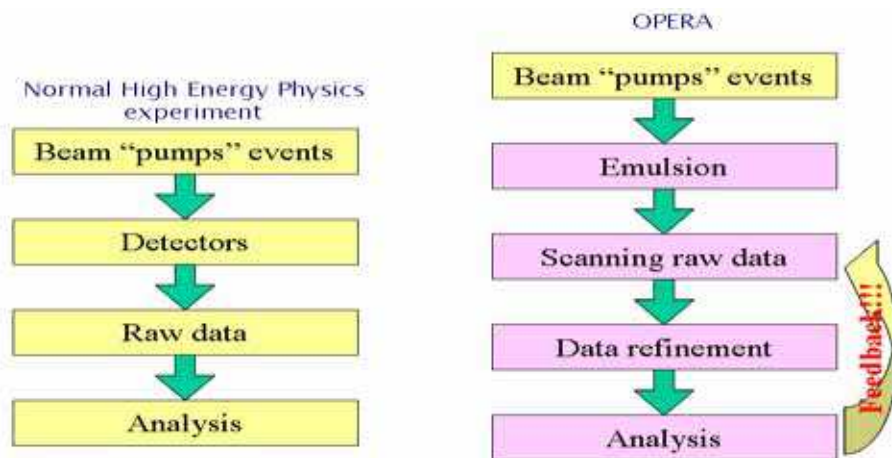


FIG. A.1 – Flux de données dans une expérience classique (à gauche) et dans OPERA (à droite).

A.1.1 Introduction aux bases de données relationnelles

Dans ce paragraphe nous allons introduire quelques concepts généraux relatifs aux bases de données relationnelles.

Une base de données relationnelle (DB) est un système de gestion de données, qui stocke des données ainsi que les définitions de leur signification et les relations logiques les reliant.

Le serveur de DB peut s'exécuter sur n'importe quel système d'exploitation, et le langage utilisé pour gérer les données est le *SQL*. La connexion au serveur a toujours besoin d'une authentification et d'une librairie d'accès.

Une DB relationnelle stocke les données dans des *tables*. Une table est une entité logique définie par un ensemble de *colonnes*, fixé au moment de la conception, et ayant un nombre variable de *lignes*, qui dépend de la quantité de données stockées. Par exemple, la table des microtraces contient les colonnes POSX et POSY qui spécifient la position d'une trace, et les colonnes SLOPEX et SLOPEY qui spécifient sa pente. Chaque ligne dans la table correspond exactement à une microtrace. Dans la plupart des tables, certaines colonnes ne stockent pas réellement des données physiques, mais plutôt des dépendances logiques et des relations.

Pour accéder à un sous-ensemble de données d'une table (ou bien à l'intégralité des données) il faut toujours exécuter une *requête*. Une requête

est une instruction SQL, qui renvoie un ensemble de lignes contenant les données.

Une DB relationnelle peut indexer les colonnes. Un *indice* permet une recherche et une extraction rapides des données. En interne, une DB est souvent structurée comme un *arbre balancé*. Les indices basés sur un arbre balancé ont un temps d'accès logarithmique : par exemple, le temps nécessaire pour trouver une ligne spécifique parmi 10^{12} lignes, est seulement 6 fois le temps nécessaire pour trouver la ligne parmi 10^6 lignes, alors qu'un scan linéaire sans indice, requerrait 10^6 fois plus d'opérations.

Il est souvent nécessaire de pouvoir identifier de façon unique une ligne dans une table. Contrairement au stockage des données sur des fichiers, une DB relationnelle ne donne aucune garantie sur l'emplacement physique des données, et une bonne application ne devrait pas se baser sur cette information. Les lignes peuvent être déplacées physiquement par la DB, afin d'optimiser l'utilisation de l'espace disque et du temps d'accès. Puisque l'emplacement physique ne peut pas être utilisé pour identifier une ligne dans une table, il faut utiliser un critère logique. Une *clef primaire* est un ensemble de colonnes (ou bien une seule colonne), qui *suffit* à identifier de façon univoque une ligne dans une table. Une bonne clef primaire n'est pas seulement suffisante, mais elle est aussi *nécessaire* (cela signifie que l'ensemble de colonnes n'est pas redondant). Quelques fois, des clefs primaires redondantes peuvent être utilisées pour accélérer l'accès aux données.

Deux tables peuvent être liées par une *relation*. Il existe des relations *un à un* (une ligne dans la première table correspond à une seule ligne dans l'autre table), et des relations *un à plusieurs* (une ligne dans la première table correspond à plusieurs lignes dans l'autre table), qui sont les plus utilisées. Pour établir une relation *un à plusieurs*, on utilise une *contrainte de clef étrangère*. Cette contrainte requiert qu'une ou plusieurs colonnes dans une table (appelée *table étrangère*) aient des occurrences identiques dans la clef primaire de l'autre table (appelée *table primaire*). Par exemple, une brique contient plusieurs feuilles : la table TB_PLATES contient une colonne appelée ID_EVENTBRICK, qui est en relation de clef étrangère avec la colonne ID de la table TB_EVENTBRICKS. Une DB relationnelle refuse d'insérer une ligne dans une table étrangère si la valeur de la clef étrangère n'existe pas dans la table primaire (ce n'est pas possible d'insérer une feuille dans la table TB_PLATES s'il n'existe pas une brique correspondante dans

la table TB_EVENTBRICKS). On dit qu'"une DB relationnelle renforce l'intégrité référentielle", en d'autres termes elle réduit les chances que des données erronées ou inconsistantes entrent dans la DB.

A.2 L'architecture de la base de données de scan

Chaque laboratoire de scan stocke ses données sur une base de données locale. Une fois validées, les données sont publiées sur la base de données générale. Les DB locales et la DB générale sont à priori identiques, à l'exception de la taille et de quelques caractéristiques distinctives.

La base de données de scan a été conçue en prenant en compte les exigences suivantes :

- stockage sûr des données de scan;
- accès rapide aux données de scan;
- support de l'analyse et de la documentation;
- maintien des liens logiques entre la reconstruction des événements et les données de scan;
- sauvegarde sûre et efficace.

L'estimation de la capacité de la DB de scan générale varie entre quelques TB et 50-100 TB, en fonction du niveau de bruit de fond physique présent dans les émulsions, et de certains détails de la stratégie de scan. La conception de la DB de scan s'est basée sur le cas le plus pessimiste d'une taille de 100 TB à la fin de l'expérience. Une telle base de données sera la base de données de la plus grande capacité au monde.

En ce qui concerne les DB locales, même les laboratoires de scan les plus petits, après 5 ans de prise de données, auront produit au moins quelques TB.

Un des problèmes les plus récurrents, lorsqu'on doit gérer une grande quantité de données concerne leur étiquetage. Les données doivent être associées à la finalité pour laquelle elles ont été obtenues, ainsi qu'au logiciel et au matériel utilisés pour les produire. Cet aspect fondamental a guidé la conception de la DB. En d'autres mots, il n'est pas possible d'insérer des données sans qu'elles ne soient documentées. En particulier, cette documentation n'est pas seulement utilisée après le scan, mais également pour la gestion des tâches de scan.

Le schéma général de la base de données de scan est représenté sur la figure A.2. Les tables sont groupées selon leur fonctionnalité, et les relations sont indiquées par des flèches reliant les tables étrangères aux tables primaires (cf. paragraphe A.1.1). Les cinq domaines fonctionnels montrés dans le schéma de la DB sont les suivants :

- gestion du système;
- données de scan;
- reconstructions;
- données générales;
- données de pilotage des processus.

Cette subdivision logique reflète la subdivision du stockage. Les tables de chaque domaine sont stockées dans des *tablespace*. Le domaine de données générales contient des tables qui interfacent la DB de scan aux autres DB d'OPERA. Pour l'instant, il contient la table TB_EVENTBRICKS (relative aux informations sur les briques), qui interagit avec la DB du BMS.

Pour une description détaillée des tables se référer au document [94].

A.3 L'infrastructure de calcul de la station de scan française

L'infrastructure de calcul de la station de scan française est schématisée sur la figure A.3.

Le serveur Oracle 10g de la base de données, est installé au Centre de Calcul de l'IN2P3. Ce serveur offre la possibilité de partage de données entre différents serveurs de DB. Les avantages du partage sont les suivants : il n'est pas nécessaire de transférer de fichiers de données, l'accès aux données est rapide et la sauvegarde/duplication des données est automatique.

Le serveur peut s'exécuter sur un quelconque système d'exploitation, de l'extérieur il apparaîtra toujours comme un service TCP sur le point d'accès 1521 d'une machine donnée (cf. figure A.4).

L'application cliente communique avec la DB à travers une librairie de formatage de données, qui dépend du système d'exploitation de la machine cliente.

Toutes les autres machines de l'infrastructure de calcul sont installées au laboratoire de scan. Le **OperaBatchManager** est le chef d'orchestre

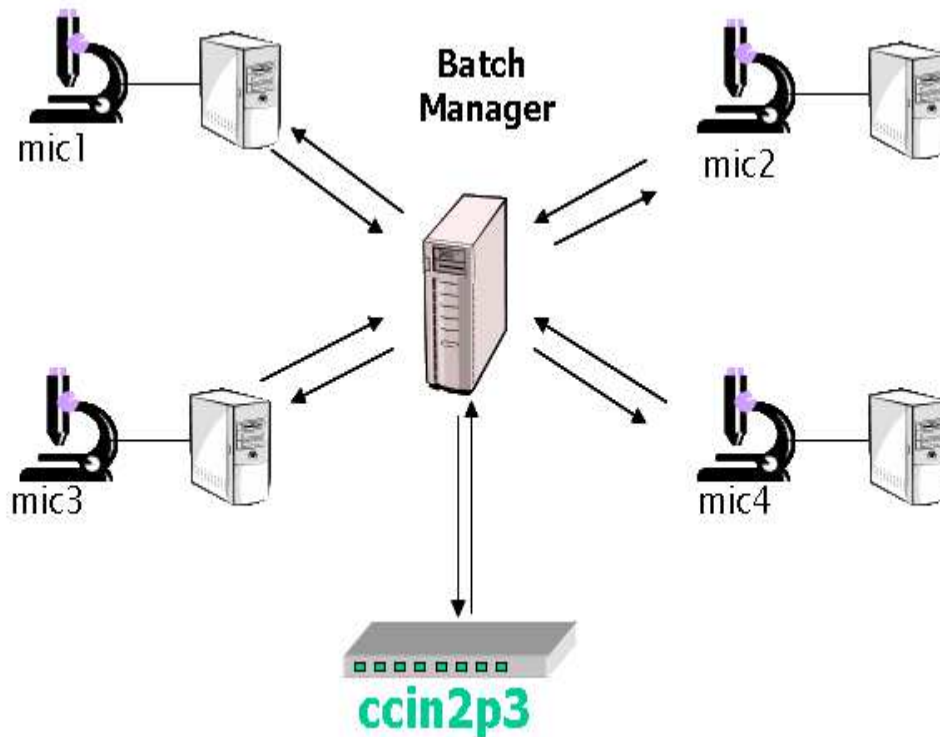


FIG. A.3 – L'infrastructure de calcul de la station de scan française.

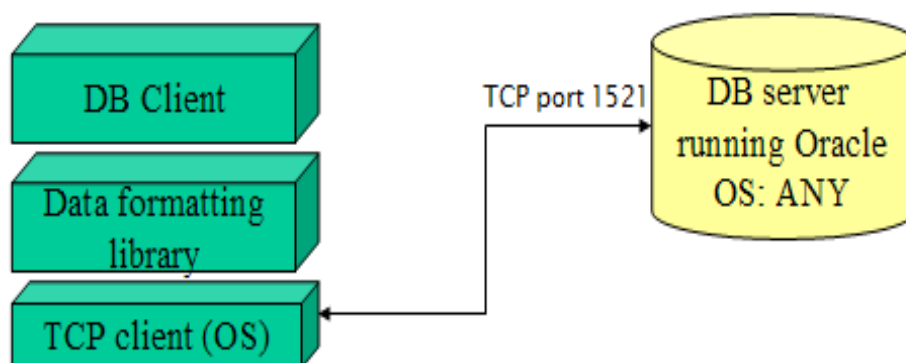


FIG. A.4 – L'accès à la base de données Oracle.

de l'acquisition : il vérifie les permissions des utilisateurs, il lit les adresses des machines de scan, il charge la configuration de scan et il l'envoie au PC d'acquisition, il effectue des reconstructions partielles et il les sauve dans la DB (typiquement il construit les basetraces à partir des microtraces et il les écrit sur la base de données.)

Toutes les activités du OperaBatchManager requièrent l'utilisation de la DB de scan en entrée ou en sortie. Il apparaît désormais clair que la DB de scan n'est pas un simple système de stockage, mais elle est la mémoire et la conscience des laboratoires de scan.

Le serveur de calcul **OperaDataProcessing** effectue une partie des reconstructions, afin de libérer le plus possible le OperaBatchManager.

Enfin, les machines d'acquisition (**ScanServer**) reliées aux microscopes, exécutent les tâches de scan commandées par l'OperaBatchManager. Les données brutes sont stockées dans une zone de travail, en général sur la même machine qui accueille l'OperaBatchManager.

Bibliographie

- [1] Fukuda, Y. et al. [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562-1567.
- [2] S.N. Ahmed et al. [SNO Collaboration], Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 181301.
- [3] K. Eguchi et al. [KamLAND Collaboration], Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 021802.
- [4] E. Aliu et al. [K2K Collaboration], Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 081802.
- [5] M.C. Gonzalez-Garcia, Rev. Mod. Phys., 75 :345-402, 2003.
- [6] E. K. Akhmedov, Neutrino Physics, (2000), hep-ph(0001264).
- [7] S. Weinberg, Physical Review Letters (1967) 19.
- [8] [LEP Collaboration] XX International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energy. Rome, Italy, (July 2001).
- [9] P.W. Higgs, Phys. Lett. 12 132 (1964); Phys. Lett. 13 508 (1964); Phys. Lett. 145 1156 (1966).
- [10] F. Englert et R. Brout, Phys. Lett. 49 652 (1973).
- [11] Choi, Kiwoon, Santamaria, A., Phys. Lett. B267 (1991) 504-508.
- [12] A.S. Barabash, [Nemo Collaboration], XXXIII International Conference on High Energy Physics (Moscow, July 26 - August 02, 2006).
- [13] B. Pontecorvo, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 33 (1957) 549; B. Pontecorvo, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 33 (1958) 247.
- [14] Z. Maki et al., Prog. Theor. Phys. 28 (1962) 870.
- [15] B. Pontecorvo, J. Exptl. Theoret. Phys. 53 (1967) 1717; V. Gribov and B. Pontecorvo, Phys. Lett. B28 (1969) 493.
- [16] C. Athanassopoulos et al. [LSND Collaboration], Phys. Rev. Lett. 77 3082 (1996); C. Athanassopoulos et al. [LSND Collaboration], Phys. Rev. Lett. C 54 2685 (1996).

- [17] C. Athanassopoulos et al. [LSND Collaboration], Phys. Rev. Lett. 81 1774 (1998); C. Athanassopoulos et al. [LSND Collaboration], Phys. Rev. Lett. C 58 2489 (1998).
- [18] B. Kayser et L. Stodolsky, Phys. Lett. B359 (1995) 343.
- [19] H. Lipkin, eprint hep-ph/0505141; L. Stodolsky, Phys. Rev. D58 (1998) 036006.
- [20] A. D. Sakharov, JTEP. Lett. 5 (1967), p. 24.
- [21] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, Phys. Lett. 13 (1964) 138.
- [22] D. N. Spergel, L. Verde, H. V. Peiris, et al., Astrophys. J. Suppl. 148 (2003) 175.
- [23] M. Fukugita and T. Yanagida, Phys. Lett. B174 (1986) 45.
- [24] W. Bernreuther, Lect. Notes Phys. 591 (2002) 237.
- [25] A. O. Bazarko [BooNE Collaboration], arXiv: hep-ex/0210020.
- [26] A. A. Aguilar-Arevalo et al. [MiniBooNE Collaboration], arXiv:0704.1500, 2007.
- [27] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D 17, 2369 (1978); S.P. Mikheyev and A.Y. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. 42 (1986) 913.
- [28] D. N. Spergel et al., [WMAP Collaboration], astro-ph/0603449; A. Goobar et al., astro-ph/0602155.
- [29] F. Simkovic et al. Phys. Rev. C60, 055502 (1999).
- [30] S. Stoica and H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Nucl. Phys. A 694, 269 (2001).
- [31] O. Civitarese and J. Suhonen, Nucl. Phys. A 729, 867 (2003).
- [32] B.T. Cleveland et al. [Homestake Collaboration], Astrophys. J. 496 (1998) 505.
- [33] Y. Fukuda et al. [Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1683.
- [34] Abdurashitov, J. N. et al. [SAGE Collaboration], Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 4686-4689.
- [35] Hampel, W. et al. [GALLEX Collaboration], Phys. Lett. B447 (1999) 127-133.
- [36] M. Altmann et al. [GNO Collaboration], Phys. Lett. B616 (2005) 174.
- [37] Y. Fukuda et al. [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562.

- [38] John N. Bahcall, Aldo M. Serenelli, Sarbani Basu, *Astrophys. J. Supp. Ser.* 165 (2006) 400-431.
- [39] John N. Bahcall, P.I. Krastev, A. Yu. Smirnov, *Phys. Rev. D* 58 (1998) 096016.
- [40] M. C. Gonzalez-Garcia, P. C. de Holanda, C. Pena-Garay, J. W. F. Valle, [hep-ph/9906469](#).
- [41] B. Aharmim et al. [SNO Collaboration], *Phys. Rev. C* 72 (2005) 055502.
- [42] T. Araki et al. [KamLAND Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005) 081801.
- [43] Zaimidoroga, O. A., *Phys. Part. Nucl.* 33 (2002) 345-346.
- [44] Bionta, R. M. et al. [IMB Collaboration], *Phys. Rev. D* 38 (1988) 768-775.
- [45] Fukuda, Y. et al. [Kamiokande Collaboration], *Phys. Lett. B* 335 (1994) 237-245.
- [46] M. Ambrosio et al. [MACRO Collaboration], *Phys. Lett. B* 434 (1998) 451-457.
- [47] Mann, W. Anthony [Soudan Collaboration], *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 91 (2000) 134-140.
- [48] E. Kearns [Super-Kamiokande Collaboration], *Proceeding of the 21th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2004)*.
- [49] Y. Ashie et al. [Super-Kamiokande Collaboration], *Phys. Rev. D* 71 (2005) 112005.
- [50] K. Abe et al. [Super-Kamiokande Collaboration], [hep-ex/0607059](#), 2006.
- [51] M. Guler et al., CERN/SPSC 2000-028, SPSC/P318, LNGS P25/2000, July 10, 2000.
- [52] E. Eskut et al. [Chorus Collaboration], *Phys. Lett. B*, 497:8-22, 2001.
- [53] K. Kodama et al. [Donut Collaboration], *Phys. Lett.*, B504(2001) 218-224.
- [54] Apollonio, M. et al. [CHOOZ Collaboration], *Eur. Phys. J. C* 27 (2003) 331.
- [55] F. Ardellier et al., [hep-ex/0606025](#), 2006.
- [56] Y. Itow et al., [hep-ex/0106019](#). T. Kobayashi, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 111, 2002 p. 163-168.

- [57] Argonne et al. [NO ν A Collaboration], Proposal to Buils a 30 Kiloton Off-Axis Detector to Study $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oscillations in the NuMI Beamline (2005).
- [58] M. Mezzetto, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 143 (2005) 309.
- [59] <http://www.ganil.fr/eurisol/>
- [60] Walter Winter, Neutrino Factory and Beta Beam Experiment, NO-VE 2006, February 7-10 (2006) Venice, Italy.
- [61] A. Donini, D.Meloni and P. Migliozi, Nucl. Phys. B646, 321 (2002).
- [62] D. Autiero et al., Eur. Phys. J. C33, 243 (2004).
- [63] P.Huber, M. Lindner, and W. Winter, Nucl. Phys. B645, 3 (2002).
- [64] G.Rosa, CERN/SPSC 2002-021, SPSC/M687, LNGS-EXP 30/2001 add.3/02.
- [65] R. Bailey et al., CERN-SL /99-034 (DI); INFN/AE-99/05.
- [66] M. Guler et al., CERN/SPSC 2001-025, SPSC/M668, LNGS-EXP 30/2001 Add. 1/01, August.
- [67] K.Kodama et al., CERN/SPSC 99-20, SPSC/M635, LNGS-LOI 19/99.
- [68] M. Komatsu, P. Migliozi and F. Terranova, OPERA Internal Note October 2, 2002.
- [69] C. Heritier. Identification et localisation des événements neutrino dans le détecteur OPERA. PhD thesis, Université LYON 1 - Claude Bernard, 2004.
- [70] Gary J. Feldman, Robert D. Cousins, Phys.Rev. D57 (1998) 3873-3889.
- [71] Y. Caffari. Caractérisation des électrons dans l'expérience OPERA. PhD thesis, Université LYON 1 - Claude Bernard, 2006.
- [72] M. Lavy. Développement des outils d'analyse et de reconstruction dans OPERA et analyse du canal $\tau \rightarrow 3$ hadrons chargés. PhD thesis, Université LYON 1 - Claude Bernard, 2004.
- [73] M. Ambrosio et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 51, 975 (2004). A. Bergnoli et al., Nucl. Phys. Proc. Suppl. 158, 35 (2006).
- [74] 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, Université LYON 1 - Claude Bernard, 2005.
- [75] F. Terranova M. Komatsu, P. Migliozi. J Phys., G29: 443, 2003.
- [76] R. Acquafredda et al., New J. Phys. 8 303.

- [77] C.F. Powell. The cosmic radiation. Nobel Lecture, 1950.
- [78] W.H. Barkas. Nuclear Research Emulsions, volume 1 et 2. Academic Press, 1959.
- [79] P.H. Fowler C.F. Powell and D.H. Perkins. The Study of Elementary Particles by the Photographic Method. Pergamon Press, 1959.
- [80] G. Romano, Emulsioni nucleari, comunicazioni personelles.
- [81] C. Sirignano, R&D on OPERA ECC: studies on emulsion handling and event reconstruction techniques. PhD Thesis, Università degli Studi di Salerno, 2005.
- [82] S. Aoki et al., Nucl. Instr. Meth. B 51 (1990) 466.
- [83] T. Nakano, PhD Thesis, University of Nagoya, 1997.
- [84] E. Eskut et al. [Chorus Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. A401 (1997) 7.
- [85] G. Rosa et al., Nucl. Instr. Meth. A 394 (1997) 357. C. Bozza, PhD Thesis, Salerne (2000).
- [86] N. Armenise et al., Nucl. Instr. Meth.-A 551 (Oct 2005), at pages 261-270.
- [87] L. Arrabito et al., Nucl. Instr. Meth.-A 568 (Dec 2006), at pages 578-587.
- [88] W.J. Smith, Modern optical engineering, the design of optical systems, Third Edition, McGraw-Hill (2000).
- [89] L. Arrabito et al., 2007 JINST 2 P05004.
- [90] V. Tioukov et al., Nucl. Instr. Meth. A 559 (2006) 103.
- [91] R.K. Block and M. Regler, Data analysis techniques for high energy physics experiments, Cambridge University Press (1990); R. Früwirth, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 262 (1987) 444.
- [92] Th. Glebe Hera-B Note 00-175 (2000).
- [93] A. Marotta, Performances of the OPERA experiment to search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in the CNGS neutrino beam. PhD Thesis, Università degli Studi di Napoli Federico II, 2005.
- [94] C. Bozza, K. Kodama, I. Laktineh, The OPERA Scanning DB, a technical memorandum, february 2006.

NOM : ARRABITO (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : Luisa		DATE de SOUTENANCE 17 octobre 2007		
TITRE : Développement d'un système ultra rapide pour le scan des émulsions nucléaires d'OPERA et étude sur la localisation des vertex de l'interaction des neutrinos à l'aide de ce système.				
Numéro d'ordre : 182-2007				
DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR- INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT	DOCTORAT DE 3e CYCLE	Spécialité : Physique des Hautes Energies
X	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis			CLASSE :	
RESUME : <p>Dans la continuité des expériences SuperKamiokande et K2K, OPERA (<i>Oscillation Project with Emulsion tRacking Apparatus</i>), cherchera à confirmer l'oscillation des neutrinos dans le secteur atmosphérique. Utilisant une technique déjà employée dans CHORUS et DONUT, la chambre à brouillard d'émulsion (Emulsion Cloud Chamber (ECC)), cette expérience permettra la mise en évidence de l'oscillation $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ par apparition de ν_{τ} dans un faisceau pur de ν_{μ}.</p> <p>L'expérience OPERA, avec ses $\sim 100000 \text{ m}^2$ d'émulsions nucléaires, nécessite l'utilisation de systèmes de scan automatiques ultra rapides. Les composantes optiques et mécaniques de ces systèmes ont été optimisées pour atteindre une vitesse de scan de $\sim 20 \text{ cm}^2/\text{heure}$ par couche d'émulsion ($44 \mu\text{m}$ d'épaisseur), tout en gardant une résolution sub-micrométrique.</p> <p>Dans la première partie de mon travail de thèse, je me suis consacrée à l'optimisation des 4 systèmes de scan au sein de l'unique station de scan française basée à Lyon. Une étude expérimentale sur les performances d'un scan utilisant un objectif à sec a été également réalisé. Les résultats obtenus montrent que les performances d'un scan « à sec » sont similaires à celles d'un scan traditionnel utilisant un objectif à huile.</p> <p>La deuxième partie de mon travail a consisté à valider la stratégie actuellement utilisée dans OPERA pour la localisation et la reconstruction des vertex de l'interaction des neutrinos, à l'aide d'un test sur faisceau dédié. Les résultats obtenus confirment définitivement que la stratégie proposée est bien adaptée à la recherche du lepton tau.</p>				
MOTS-CLES : OPERA, oscillation du neutrino, émulsion nucléaire, scan, microscopie, vertex, base de données.				
Laboratoire de recherche : Institut de Physique Nucléaire de Lyon				
Directeurs de recherches : Imad Laktineh				
Président du jury : B. Ille Composition du jury : D. Boutigny - M. Dracos - L. Patrizzii - F. Piquemal				213 pages