



**HAL**  
open science

# Développement d'un système de scan automatique pour la détection des particules chargées dans OPERA et séparation des pions/muons de basse énergie

P. Royole-Degieux

► **To cite this version:**

P. Royole-Degieux. Développement d'un système de scan automatique pour la détection des particules chargées dans OPERA et séparation des pions/muons de basse énergie. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2005. Français. NNT : . tel-00011672

**HAL Id: tel-00011672**

**<https://theses.hal.science/tel-00011672>**

Submitted on 23 Feb 2006

**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 118-2005  
LYCEN – T 2005-39

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon-I

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT  
Spécialité PHYSIQUE des PARTICULES

(arrêté du 25 avril 2002)

par

*Perrine ROYOLE-DEGIEUX*

**Développement d'un système de scan automatique  
pour la détection des particules chargées dans  
OPERA et séparation des  $\pi/\mu$  de basse énergie**

Soutenue le 12 juillet 2005  
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	J.	Gascon	Président du Jury
	M.	B.	Ille	
	M.	I.	Laktineh	Directeur de thèse
	M.	H.	Pessard	Rapporteur
	M.	F.	Pierre	Rapporteur
	M.	K.	Pretzl	

N° d'ordre: 118-2005

# THÈSE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD-LYON 1

pour l'obtention

du DIPLOME DE DOCTORAT  
Spécialité PHYSIQUE DES PARTICULES

(arrêté du 25 avril 2002)

par

Perrine ROYOLE-DEGIEUX

École Doctorale de Physique et Astrophysique de Lyon

## *Développement d'un système de scan automatique pour la détection des particules chargées dans OPERA et séparation des $\pi/\mu$ de basse énergie*

soutenue publiquement le 12 juillet 2005 devant la commission d'examen

MM. :	Jules	GASCON	Président du jury
	Bernard	ILLE	
	Imad	LAKTINEH	Directeur de thèse
	Henri	PESSARD	Rapporteur
	François	PIERRE	Rapporteur
	Klaus	PRETZL	





*à F. G.*



# Remerciements

Tout d'abord, pour m'avoir accueillie à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, merci à Yves Déclais et Bernard Ille. Pour avoir accepté d'être mes rapporteurs, je voudrais également remercier François Pierre et Henri Pessard. Leur *feedback* m'a été précieux, merci pour le temps que vous m'avez consacré. Pour avoir été membres de mon jury, merci à Jules Gascon, Bernard Ille et Klaus Pretzl.

Merci ensuite à Imad Laktineh d'avoir bien voulu diriger cette thèse. Grâce à toi, j'ai pu découvrir le CERN pendant mes "jeunes" années de physicienne puis je me suis plongée dans la physique des neutrinos. J'ai pu compter sur ton soutien pendant toutes ces années et ton sens de la rigueur scientifique. Tu m'as transmis ta passion à communiquer les sciences. Dommage cependant que tu ne sois pas mélomane...

Le laboratoire de scan que nous avons créé de toute pièce à Lyon et le groupe que nous avons formé était très vivant. Enterrés au sous-sol, les visites n'étaient pourtant pas rares et je garde un très bon souvenir du passage de *nos* stagiaires ou scanneurs d'un jour. Nous avons vraiment travaillé en équipe. Luisa, tu sais à quel point j'ai apprécié de travailler avec toi, surtout pendant les temps les plus difficiles. C'est rare de réussir à concilier amitié et travail.

Le groupe de scan dynamique formé par nos collègues suisses, italiens et japonais était très accueillant. J'ai beaucoup apprécié les "Fedra Meeting", où nous pouvions en toute franchise partager nos difficultés techniques et nos prémices de résultats scientifiques. Merci à Jérôme, Igor, Frédéric, Urs et Klaus. Merci à l'équipe de Salerno et surtout à Cristiano, pour son accueil et ses bons conseils prodigués. Merci à l'équipe de Napoli, notamment Nicola, Ciro et Valeri pour m'avoir montré le b.a.-ba du scan mais aussi pour m'avoir tout naturellement initiée aux délicieuses *pizze e paste italiane*.

Au-delà du scan, je voudrais remercier les collaborateurs et thésards d'OPERA, dont bien-entendu le groupe de Lyon. Merci à Lionel pour ton soutien software. Merci à Yves, Jacques et Dario. Bon courage Yvan pour ta soutenance prochaine et merci pour nos discussions.

Merci aussi à toutes les équipes techniques et administratives qui ont soutenu ce projet. Je pense particulièrement à Sylvie, Thierry, Olivier, Noël, Clément et bien sûr Cécile avec qui la collaboration fut vraiment conviviale.

Enfin pour leur aide dans la préparation de mes projets d'avenir, merci à Jean-Pierre Thibaud, à Dominique Boutigny et aussi à Imad.

Bon courage aux thésards que j'ai eu l'occasion de croiser et qui m'ont aussi aidée. Je voudrais saluer ici spécialement mes camarades de DEA Philippe et Sandrine. Merci

aussi à toute la bande de Paris et tout particulièrement Manu, Gilles et Delphine. Nous partagions plus que des burgers et des pierrades-raquettes (tout cela le même soir!).

Enfin, j'ai gardé le moins technique, le moins scientifique et le plus intime pour la fin. Merci à (par ordre alphabétique) Adeline, Bruno et Guy : vos conseils ont été précieux et plein de bon sens. Merci pour votre soutien inconditionnel... et efficace ! Merci Emmanuel de m'avoir accompagnée en toutes circonstances. Merci à Margaux, Pierre et Catherine d'être venus pour assister à ma thèse et également à ceux qui auraient voulu venir...

# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>5</b>
<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>1 Contexte théorique et expérimental</b>	<b>11</b>
1.1 Aspects théoriques . . . . .	11
1.1.1 Neutrinos massifs . . . . .	11
1.1.1.1 Les neutrinos dans le Modèle standard . . . . .	11
1.1.1.2 Pourquoi introduire une masse ? . . . . .	13
1.1.1.3 Extensions du Modèle Standard . . . . .	14
1.1.2 Oscillation de neutrinos . . . . .	16
1.1.2.1 Formalisme à 2 saveurs dans le vide . . . . .	17
1.1.2.2 Formalisme à 3 saveurs dans le vide . . . . .	18
1.1.2.3 Oscillations dans la matière . . . . .	18
1.1.2.4 Paramètres à tester . . . . .	19
1.2 Etat des lieux expérimental . . . . .	20
1.2.1 Expériences d'oscillation de neutrinos . . . . .	20
1.2.2 Neutrinos solaires . . . . .	22
1.2.3 Neutrinos Atmosphériques . . . . .	27
1.2.3.1 Super-Kamiokande . . . . .	27
1.2.4 Interprétation en terme d'oscillations à 3 saveurs . . . . .	30
1.2.4.1 Programme CNGS . . . . .	31
<b>2 L'expérience OPERA</b>	<b>33</b>
2.1 Motivations physiques . . . . .	33
2.2 Le faisceau CNGS . . . . .	34
2.2.1 Production du faisceau . . . . .	35
2.2.1.1 Production des protons . . . . .	35
2.2.1.2 Production des $\pi$ et $K$ . . . . .	37
2.2.1.3 Faisceau de neutrinos . . . . .	37
2.2.2 Caractéristiques du faisceau . . . . .	38
2.3 Le détecteur OPERA . . . . .	39
2.3.1 Cible et scintillateurs . . . . .	41
2.3.2 Spectromètre à muon et trajectographes de précision . . . . .	43

2.4	Performances . . . . .	44
2.4.1	Signal et bruit de fond . . . . .	44
2.4.2	Sensibilité aux oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . . . . .	46
2.4.3	Sensibilité à $\theta_{13}$ . . . . .	48
2.5	Avancement . . . . .	48
<b>3</b>	<b>Emulsions OPERA : de la fabrication à l'analyse</b>	<b>51</b>
3.1	Une brève histoire des émulsions . . . . .	51
3.1.1	Pourquoi les émulsions ? (historique) . . . . .	51
3.1.2	Fonctionnement des émulsions . . . . .	52
3.1.3	Quelques définitions . . . . .	53
3.1.4	Les émulsions comme détecteurs de particules, historique . . . . .	55
3.1.5	Amélioration des techniques . . . . .	56
3.2	Les émulsions OPERA . . . . .	56
3.2.1	Caractéristiques des émulsions OPERA . . . . .	58
3.2.2	Les briques OPERA . . . . .	58
3.2.3	Rafraîchissement ( <i>refreshing</i> ) . . . . .	60
3.2.4	Emballage des briques . . . . .	60
3.2.5	Remplissage des murs . . . . .	61
3.3	Détection des événements $\nu_\tau$ . . . . .	62
3.3.1	Localisation du mur et de la brique . . . . .	62
3.3.2	Utilisation des feuilles amovibles . . . . .	62
3.3.3	Exposition aux cosmiques et développement de la brique . . . . .	63
3.4	Logique de scan . . . . .	63
3.4.1	Recherche du vertex . . . . .	63
3.4.2	Validation du $\nu_\tau$ et enregistrement complet de l'événement . . . . .	64
3.5	Stockage des émulsions au laboratoire . . . . .	65
<b>4</b>	<b>Acquisition des données des émulsions</b>	<b>67</b>
4.1	Introduction . . . . .	67
4.2	Exigences d'OPERA pour le scan . . . . .	68
4.3	Le Scan . . . . .	70
4.3.1	Description de l'application utilisée . . . . .	70
4.3.2	Procédure de Scan . . . . .	73
4.3.2.1	Avant de scanner . . . . .	73
4.3.2.2	Procédure en ligne . . . . .	73
4.4	Optique . . . . .	75
4.4.1	Problématique . . . . .	75
4.4.2	Choix du montage optique . . . . .	75
4.4.2.1	Propriétés d'un microscope . . . . .	75
4.4.2.2	Influence de la position du condenseur, éclairage de Köhler . . . . .	77
4.4.3	Pouvoir Séparateur et résolution des grains . . . . .	77
4.4.3.1	Résolution axiale . . . . .	78
4.4.4	A propos de l'objectif à sec . . . . .	80

4.5	Acquisition des images . . . . .	80
4.5.1	Problématique . . . . .	80
4.5.2	Description des 2 générations de systèmes . . . . .	80
4.5.2.1	1 <sup>re</sup> génération . . . . .	80
4.5.2.2	2 <sup>e</sup> génération . . . . .	81
4.5.2.3	Sensibilité . . . . .	81
4.5.3	Traitement des images . . . . .	81
4.5.3.1	Filtrage Digital . . . . .	81
4.5.3.2	Agrégation . . . . .	85
4.5.4	Bruit électronique . . . . .	85
4.6	Mécanique . . . . .	85
4.6.1	Description . . . . .	85
4.6.2	Résolution intrinsèque et stabilité (XY et Z) . . . . .	86
4.6.3	Reproductibilité . . . . .	86
4.6.4	Linéarité axe Z (scan d'une couche) . . . . .	88
4.6.5	Choix des paramètres de scan . . . . .	88
<b>5</b>	<b>Performances du scan</b> . . . . .	<b>91</b>
5.1	Reconstruction des traces . . . . .	91
5.1.1	Introduction . . . . .	91
5.1.2	Reconstruction en-ligne : Algorithme de reconstruction des $\mu$ traces . . . . .	91
5.1.2.1	La focalisation . . . . .	97
5.1.3	Reconstruction hors-ligne . . . . .	98
5.1.3.1	Construction des basetraces et correction du rétrécissement . . . . .	99
5.1.3.2	Alignement . . . . .	101
5.1.3.3	Reconstruction des traces dans une brique . . . . .	104
5.2	Calculs des efficacités . . . . .	106
5.2.1	Tests de référence . . . . .	106
5.2.2	Etudes préliminaires . . . . .	108
5.2.2.1	Qualité du scan effectué . . . . .	108
5.2.2.2	Basetraces reconstruites . . . . .	110
5.2.3	Définitions des efficacités . . . . .	111
5.2.4	Alignement des feuilles . . . . .	111
5.2.5	Efficacités . . . . .	115
5.2.5.1	Traces sélectionnées . . . . .	115
5.2.5.2	Efficacité des basetraces . . . . .	115
5.2.5.3	Efficacité des $\mu$ traces . . . . .	117
5.2.6	Amélioration de la pureté . . . . .	118
5.2.6.1	Pureté des microtraces . . . . .	118
5.2.6.2	Pureté des basetraces . . . . .	120
5.2.7	Vérification des choix effectués . . . . .	121
5.2.7.1	Répétabilité du scan . . . . .	121
5.2.7.2	Coupures sur la taille des clusters . . . . .	121

5.2.7.3	Densité de grains des basetraces récupérées . . . . .	122
<b>6</b>	<b>Séparation Pions/Muons</b>	<b>123</b>
6.1	Problématique . . . . .	123
6.1.1	Identification des muons OPERA . . . . .	123
6.1.2	Améliorations par l'étude du $dE/dX$ dans les briques : . . . . .	125
6.1.3	Stratégie de séparation . . . . .	127
6.1.3.1	Propriétés des traces dans les émulsions . . . . .	127
6.1.3.2	Séparation des protons et pions avec cette méthode . . . . .	128
6.2	Analyses préliminaires et tests sur faisceaux . . . . .	128
6.2.1	Dispositif expérimental au PSI . . . . .	128
6.2.2	Premier test (septembre 2003) . . . . .	130
6.2.3	Deuxième test (juin 2004) . . . . .	131
6.3	Etude statistique de la séparation - 1 <sup>er</sup> test . . . . .	131
6.3.1	Peut-on séparer les traces de haute et basse énergie ? . . . . .	131
6.3.2	Scans effectués - Reproductibilité . . . . .	133
6.3.3	Etudes préliminaires . . . . .	133
6.3.4	Energie perdue dans les émulsions - Résultats . . . . .	138
6.3.5	Discussion . . . . .	140
6.4	Suivi de traces jusqu'à leur point d'arrêt - 2 <sup>e</sup> test . . . . .	142
6.4.1	Simulation de la perte d'énergie dans les émulsions . . . . .	142
6.4.2	Scan effectué . . . . .	143
6.4.3	Utilisation des cosmiques . . . . .	143
6.4.3.1	Alignement . . . . .	144
6.4.3.2	Calibration de la densité de grains . . . . .	144
6.4.3.3	Discussion sur la validité de cette méthode. . . . .	147
6.5	Programme de reconstruction . . . . .	149
6.5.1	Description . . . . .	150
6.5.2	Etude de l'efficacité de reconstruction dans les conditions de l'ex- périence OPERA . . . . .	153
6.5.2.1	Calcul et définition de la pureté . . . . .	154
6.5.2.2	Efficacités obtenues . . . . .	154
6.5.2.3	Influence de l'erreur sur la fin du parcours . . . . .	155
6.5.3	Estimation de l'efficacité et de la pureté de la reconstruction dans le cas du test . . . . .	155
6.5.4	Résultats . . . . .	157
6.6	Perspectives . . . . .	159
	<b>Conclusion</b>	<b>163</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>168</b>



# Introduction

*"Neutrinos ? Nothing, almost nothing",  
aurait dit Reines,  
"the most tiny quantity of reality  
ever imagined by a human being".*

Les neutrinos sont les particules les plus répandues dans l'univers, parmi celles que nous connaissons. Neutrinos cosmiques, atmosphériques, reliques du Big Bang ou solaires, nous sommes soumis à un flux continu de neutrinos chaque seconde. Et pourtant, leur existence ne fut révélée qu'en 1956, par l'expérience de Reines et Cowan.

L'histoire du neutrino est inhérente à la découverte de la radioactivité  $\beta$  par les expériences de Pierre et Marie Curie et Henri Becquerel. En étudiant le spectre des électrons émis, J. Chadwick mit en évidence que celui-ci était continu, alors même qu'aucune autre particule ne semblait émise. Pour éviter la remise en question du principe de conservation de l'énergie, W. Pauli proposa une solution "inespérée" (sic). Il postula l'existence d'une particule, le neutron, de spin  $1/2$ , neutre et de faible masse. La nouvelle particule fut renommée *neutrino* après la découverte des "vrais" neutrons. Dès lors, la question de la masse des neutrinos fut centrale. Tout d'abord supposé de masse faible, puis sans masse, le neutrino suscita beaucoup de questions sans réponses. Pontecorvo (1957) suggéra, par analogie au système  $K_0 - \bar{K}_0$ , l'existence d'oscillations  $\nu_e \leftrightarrow \bar{\nu}_e$ , et Maki, Nakagawa et Sakata introduisirent le mélange de saveurs entre les espèces  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$  (seules ces 2 saveurs étaient alors connues). Si des oscillations étaient observées, la masse des neutrinos ne serait pas nulle.

Les premiers résultats qui indiquèrent que des oscillations auraient pu se produire furent appelés "énigme des neutrinos solaires". L'expérience menée par Davis (prix Nobel en 2002) montra qu'un tiers des neutrinos attendus étaient détectés. La quête continua dans le domaine des neutrinos atmosphériques, où un déficit fut constaté par les expériences Kamiokande et Super-Kamiokande. Le problème des neutrinos solaires trouva dans les oscillations une solution convaincante, grâce notamment aux expériences SNO et KamLAND. En revanche, si on sait que les neutrinos atmosphériques  $\nu_\mu$  n'ont pas oscillé vers les  $\nu_e$ , on n'a encore pas pu mettre en évidence qu'ils ont oscillé vers la saveur  $\nu_\tau$  et ce scénario reste à être confirmé.

Le projet CNGS, dont l'expérience OPERA fait partie, a pour objectif de tester la région observée par Super-Kamiokande et de montrer l'apparition du lepton  $\tau$  par interaction courant chargé des neutrinos  $\nu_\tau$  après oscillation. Le détecteur d'OPERA, en phase de construction et situé sous la montagne du Gran-Sasso, est dédié à l'analyse des  $\nu_\tau$  qui seront présents dans le faisceau originalement pur en  $\nu_\mu$  produit à 732 km de

distance, grâce au SPS du CERN.

L'expérience est basée sur l'observation directe de la topologie de désintégration du  $\tau$ , par l'intermédiaire des émulsions nucléaires. Celles-ci sont insérées dans le détecteur sous la forme d'une structure appelée "*Emulsion Cloud Chamber*", constituée d'une alternance de ces feuilles d'émulsions et de feuilles de plomb. Ce trajectographe possède une granularité micrométrique et cette technique a été validée avec succès lors de la découverte du  $\nu_\tau$  en 2000 par DONUT au Fermilab. L'expérience OPERA devrait observer une dizaine d'événements  $\nu_\tau$  en 5 ans de prises de données avec un bruit de fond inférieur à 1.

L'objectif de cette thèse est double. Tout d'abord, celle-ci s'inscrit dans le cadre du montage d'un laboratoire de scan<sup>1</sup> des émulsions OPERA. L'élaboration d'algorithmes de reconstruction des trajectoires dans les émulsions nécessite une très bonne compréhension du mode de fonctionnement et des performances des outils utilisés. Le deuxième objectif est ensuite de valider une méthode de reconnaissance de particules de basse énergie basée sur l'analyse des grains générés par les particules en fin de parcours dans les émulsions.

Le premier chapitre donne un aperçu de la physique du neutrino dans laquelle se situe l'expérience OPERA. L'objectif de cette partie assez succincte est de présenter le neutrino dans le cadre du Modèle Standard et particulièrement le problème de la génération de masse. Le formalisme des oscillations est également décrit. Ensuite, les principaux résultats expérimentaux actuels sont rappelés, permettant de comprendre les enjeux des expériences à venir.

Le deuxième chapitre présente l'expérience OPERA. Le détecteur est décrit dans sa globalité, les détails concernant les structures cibles étant réservés pour le chapitre suivant. La sensibilité de l'expérience et ses potentialités de découvertes sont également discutées.

Le troisième chapitre est consacré aux émulsions, et plus particulièrement celles d'OPERA. Après quelques considérations historiques sur cette méthode de détection, le plan de cette partie s'articule autour de la "vie" d'une émulsion, de sa fabrication à son analyse. A cette occasion, sont présentés les systèmes de déclenchement pour la reconnaissance et la localisation des interactions  $\nu_\tau$ .

Le quatrième chapitre décrit et explique le fonctionnement des tables de lecture des émulsions, en détaillant les différents défis rencontrés, aussi bien sur la précision que sur la rapidité d'acquisition, et c'est dans le cinquième chapitre que les algorithmes de reconstruction utilisés et l'efficacité de scan sont abordés.

Le sixième chapitre concerne la séparation des  $\pi$  et  $\mu$  de basse énergie par leur pouvoir d'arrêt dans les émulsions. La reconnaissance de ces particules permettra de lever l'ambiguïté sur des événements neutrinos dont les muons de basse énergie s'arrêtent dans la cible. Cette étude a été menée à l'aide de deux tests sur faisceau exposant des films d'émulsion OPERA à des  $\pi$  et des  $\mu$  de basse énergie quasiment purs. Les tests ont été réalisés au PSI à Zurich. L'objectif de chacun de ces tests et les simulations correspondantes sont présentés. Ensuite, la qualité de la lecture des émulsions effectuée est discutée. Les algorithmes de reconstruction spécifiques à cette étude ainsi que leurs efficacités sont expliqués. Les premiers résultats concernant cette séparation sont ensuite présentés.

---

<sup>1</sup>nous utiliserons ce terme tout au long de cette thèse, pour décrire les processus de lecture et d'acquisition des données des films d'émulsion.

# Chapitre 1

## Contexte théorique et expérimental

Pour mieux comprendre le contexte scientifique dans lequel s'inscrit l'expérience OPERA, nous nous proposons de décrire les enjeux de la physique des neutrinos. En partant du Modèle Standard, nous décrirons comment peuvent être générées des masses pour les neutrinos. Nous essaierons de comprendre alors quelles implications théoriques découlent de l'existence de ces masses. Ensuite, conformément aux observations expérimentales, nous savons que les neutrinos peuvent osciller d'une saveur à une autre. Nous donnerons donc quelques aspects du formalisme de ces oscillations. Dans une deuxième partie, nous citerons les derniers résultats expérimentaux associés aux différents domaines d'oscillations.

### 1.1 Aspects théoriques

Dans cette partie, nous ne présenterons pas de façon exhaustive les divers aspects de la physique du Modèle Standard. Nous allons focaliser notre attention sur les leptons et les neutrinos en particulier. Tout d'abord, nous ferons une revue des principales caractéristiques connues du neutrino, dans le cadre de ce modèle. Puis nous essaierons de comprendre les mécanismes possibles pour donner une masse aux neutrinos et les difficultés qui sont alors rencontrées.

#### 1.1.1 Neutrinos massifs

##### 1.1.1.1 Les neutrinos dans le Modèle standard

**Le Modèle Standard** permet de décrire la physique des hautes énergies en introduisant les trois interactions électromagnétique, faible et forte. Il est développé dans le cadre de la théorie quantique des champs. Dans le cadre de ce modèle, il existe des courants faibles chargés et neutres, les bosons d'interaction faible sont très massifs et le photon a une masse nulle. On y ajoute l'observation expérimentale que les courants chargés ne se couplent qu'à la partie de chiralité gauche des fermions. Il repose sur la théorie de jauge  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  avec C pour "Couleur", L pour "Left" et Y pour "Hypercharge". Les neutrinos n'interagissant pas par interaction forte, nous ne

nous intéresserons qu'au groupe de jauge  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  de la théorie électro-faible décrite par Glashow [1], Salam [2] et Weinberg [3]. D'après le Modèle Standard, on distingue deux types de constituants élémentaires, les quarks et les leptons, tous des fermions (spin demi-entier). Les champs de Dirac  $\psi$  décrivant ces particules sont des bi-spineurs obéissant à l'équation de Dirac :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0 \quad (1.1)$$

où  $m$  est la masse de la particule et où les  $\gamma^\mu$  sont les matrices de Dirac.

• **Les neutrinos sont des leptons de charge nulle**, présents sous trois saveurs :  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$  associés aux leptons chargés  $e^-$ ,  $\mu^-$  et  $\tau^-$ . Pour appuyer ce modèle, les résultats des mesures de la largeur invisible du  $Z^0$  à LEP au CERN (cf. figure 1.1) ont montré qu'il n'y avait que 3 familles possibles de neutrinos légers<sup>1</sup>.

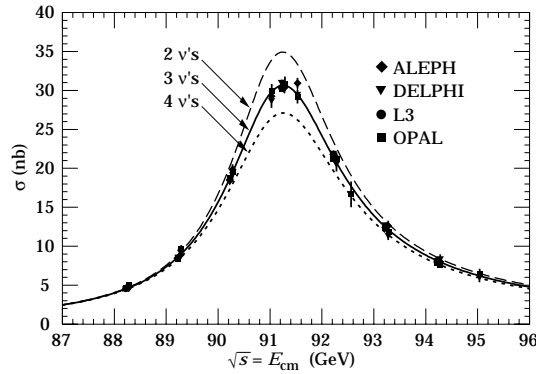


FIG. 1.1 – La mesure de la largeur invisible du  $Z^0$  à LEP a donné  $N_\nu = 2.984 \pm 0.008$  [4], soit trois familles de neutrinos légers

**La Chiralité :** Les états de chiralité gauches (L) et droits (R) des champs  $\psi$  sont obtenus par l'action des projecteurs :

$$P_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \quad \text{et} \quad P_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \quad (1.2)$$

On note ces composantes  $\psi_L$  et  $\psi_R$ . Seuls les champs gauches interagissent avec les bosons de jauge de  $SU(2)_L$  et les champs droits de neutrinos ne sont pas présents dans le lagrangien.

• **Les neutrinos n'ont qu'une seule chiralité, contrairement aux leptons chargés qui en ont deux.** Les composantes gauches

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad (1.3)$$

<sup>1</sup>avec une masse  $\leq \frac{(m_{Z^0})}{2}$

sont des doublets de  $SU(2)_L$ , alors que les composantes droites

$$e_R, \mu_R \text{ et } \tau_R \quad (1.4)$$

sont des singulets de  $SU(2)_L$ . Il faut ajouter à cela les anti-particules correspondantes pour chaque lepton. Notons que le conjugué de charge d'un champ chiral gauche est un champ chiral droit car :

$$(\psi_L)^C = (\psi^C)_R \text{ et } (\psi_R)^C = (\psi^C)_L \quad (1.5)$$

Ce sont donc les anti-leptons droits qui se couplent aux bosons d'interaction faible.

**Quelle est l'origine des masses des leptons dans le Modèle Standard ?** Considérons les termes de masse directs du type  $m\bar{\psi}\psi$  qui sont les plus simples à former. Si l'on décompose le champ  $\psi$  sur les projections chirales on obtient :

$$m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R) \quad (1.6)$$

Or,  $\psi_L$  et  $\psi_R$  ne portant pas les mêmes nombres quantiques d'isospin et d'hypercharge, ce terme n'est pas invariant de jauge, il est donc interdit dans le modèle standard. Le mécanisme de Higgs [5][6] permet de générer "dynamiquement" des termes de ce type, tout en préservant l'invariance de jauge et la renormalisabilité de la théorie. Pour donner de la masse aux leptons, ce mécanisme introduit des couplages de Yukawa à un champ scalaire  $\Phi$ , dit **champ de Higgs** :  $-\lambda^{(l)}\bar{\psi}_L\Phi\psi_R$ . Ceci nécessite que les particules concernées possèdent les deux états de chiralité. On ne peut donc pas attribuer une **masse de Dirac** au neutrino par cet intermédiaire, dans le cadre de ce modèle, sans ajouter des neutrinos droits supplémentaires. Une autre possibilité serait de donner un autre type de masse aux neutrinos, dite de **masse de Majorana**, qui ne nécessite pas de neutrino droit. Cependant, cette deuxième solution n'est pas non plus satisfaisante car elle viole la conservation du nombre quantique  $L$  de deux unités, alors que dans le Modèle Standard,  $L$  est conservé. Nous y reviendrons dans la section 1.1.1.3.

• **Ainsi, dans ce modèle, la masse des neutrinos n'apparaît pas.** Il ne permet donc pas de décrire l'existence d'éventuelles oscillations de saveur, de désintégrations ou de moments magnétiques pour le neutrino.

### 1.1.1.2 Pourquoi introduire une masse ?

Avant même que le déficit observé des neutrinos solaires (cf partie 1.2.2) ne vienne appuyer expérimentalement le fait que les neutrinos auraient une masse, nous pouvons nous demander pourquoi la masse des neutrinos suscite tant d'intérêt dans une large communauté de physiciens, des hautes énergies à l'astrophysique, et quelles sont les raisons qui ont dirigé les recherches dans ce sens. En fait, comme nous commençons à le comprendre, se soucier de la masse des neutrinos, cela peut être un des moyens pour explorer la physique au-delà du Modèle Standard [7].

Tout d'abord, **d'un point de vue théorique**, le fait que les neutrinos puissent avoir une masse nulle n'est pas satisfaisant car contrairement au cas du photon, il n'y a

pas de principe de symétrie pour imposer cela. Ensuite, on sait expérimentalement que leur masse, si elle existe, est très petite. Dans le cas du neutrino électronique<sup>2</sup>, la limite supérieure actuelle sur la masse (expériences Mainz et Troitsk [8]) est  $2.2 eV$  (95%CL), ce qui est 5 ordres de grandeur plus petit que la masse de l'électron. Là encore, une théorie complète doit pouvoir expliquer pourquoi il existe une si grande différence de masse entre leptons d'une même génération. C'est un aspect de ce que l'on appelle le problème de hiérarchie des masses.

**D'un point de vue expérimental :** Les neutrinos ont toujours beaucoup intéressé les astrophysiciens et cosmologistes. En effet, lors des réactions en chaîne de combustion de l'hydrogène, des neutrinos  $\nu_e$  sont émis, et comme ils n'interagissent que très peu avec la matière (puisque'ils ne sont sensibles qu'à l'interaction faible<sup>3</sup>), ils peuvent fournir des informations sur les noyaux stellaires, même très éloignés. Nous reviendrons sur l'énigme des neutrinos solaires qui a suscité beaucoup d'émois parmi les communautés d'astrophysiciens et de physiciens des particules dans la section 1.2.2. Ensuite, si les neutrinos sont massifs, ils participent de façon non négligeable à la masse totale de l'univers<sup>4</sup>. Enfin, concernant la cosmologie, la théorie du Big Bang prédit l'existence des neutrinos vestiges dans une densité de l'ordre de  $300/cm^3$ .

Ainsi, les motivations pour comprendre la masse des neutrinos apparaissent comme très larges, contribuant à résoudre des questions fondamentales dans des domaines aussi variés que la physique théorique, nucléaire, des particules ou l'astrophysique.

### 1.1.1.3 Extensions du Modèle Standard

Comme nous l'avons déjà noté, nous ne pouvons introduire des masses de neutrinos dans le cadre du Modèle Standard sans ajouter des composantes supplémentaires. De plus, si cette masse existe, il est alors pertinent de discuter de la nature du neutrino - Dirac ou Majorana - considérée. Nous allons voir dans ces différentes options quels sont les termes de masses possibles que l'on peut adjoindre au lagrangien, et sous quelles conditions<sup>5</sup>.

**Masse de Dirac** Si le neutrino est, comme les leptons chargés, une particule de Dirac, il n'est alors pas sa propre anti-particule. Pour remédier à l'absence des projections droites (resp. gauches) des neutrinos (resp. anti-neutrinos), on ajoute des champs neutres droits (resp. gauches)  $N_{lR}$  (resp.  $\overline{N_{lR}}$ ) correspondant à chaque lepton  $l$  (resp.  $\bar{l}$ ). On les suppose être des singulets des  $SU_{2L}$  comme pour les autres fermions.

Le couplage de Yukawa donne :

---

<sup>2</sup>La masse du  $\nu_e$  n'est pas définie à proprement parler car les états de saveurs ne sont pas états propres de masse, cf. section 1.1.2

<sup>3</sup>On peut, avec une très bonne approximation oublier l'interaction gravitationnelle, compte tenu des limites actuelles sur la masse des neutrinos.

<sup>4</sup>mais les limites actuelles indiquent qu'ils ne sont pas assez massifs pour expliquer la matière noire. Au mieux ils ne contribueraient qu'à 1 - 2% [9] [10].

<sup>5</sup>Pour des compléments sur la physique au-delà du Modèle Standard on pourra se référer à la référence [11].

$$-\mathcal{L}_Y = \sum_{l,l'} f_{ll'} \bar{\psi}_{lL} \Phi N_{l'R} + h.c. \quad (1.7)$$

Dans ce mécanisme, la masse des neutrinos est traitée exactement comme celle des autres leptons chargés. Cela simplifie le formalisme mais ne permet pas de répondre à certaines questions. En effet, nous ne connaissons pas la matrice  $f_{ll'}$  qui est arbitraire, ni ses valeurs propres (i.e. les masses des neutrinos). De plus, ce modèle n'explique pas pourquoi la masse des neutrinos est si petite.

**Masses de Majorana** Réécrivons ce terme  $\mathcal{L}_Y$  en supposant, pour simplifier, que le couplage des champs de fermions avec le doublet de Higgs peut s'écrire sous la forme d'une matrice  $M^D$  (matrice de Dirac) symétrique.

Alors (en supprimant les notations L et R, redondantes avec  $\psi$  et  $N$ ) :

$$L_{masse}^{Dirac} = \sum_{l,l'} \bar{\psi}_l M_{ll'}^D N_{l'} + h.c. \quad (1.8)$$

On peut ensuite ajouter des termes dits de Majorana, puisque les neutrinos sont neutres :

$$L_{masse}^{MajoranaL} = \frac{1}{2} \sum_{l,l'} \bar{\psi}_l M_{ll'}^L (\psi_{l'})^C + h.c. \quad (1.9)$$

pour les champs gauches et

$$L_{masse}^{MajoranaR} = \frac{1}{2} \sum_{l,l'} \bar{N}_l M_{ll'}^R (N_{l'})^C + h.c. \quad (1.10)$$

pour les champs droits, les matrices  $M^L$  et  $M^R$  étant symétriques.

Ceci nous donne :

$$L_{masse} = \frac{1}{2} \bar{\nu} \begin{pmatrix} M^L & M^D \\ M^D & M^R \end{pmatrix} \nu^C \quad \text{avec} \quad \nu = \begin{pmatrix} (\psi_e)^C \\ (\psi_\mu)^C \\ (\psi_\tau)^C \\ N_e \\ N_\mu \\ N_\tau \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

et il faut diagonaliser la matrice de masse pour obtenir les états propres. On montre que cela conduit à des états physiques de Majorana (i.e. auto-conjugués de charge) [12].

On en déduit que les neutrinos massifs peuvent être de Majorana ou de Dirac. S'ils sont de Majorana alors le nombre leptonique n'est plus conservé<sup>6</sup>. Des expériences sont en cours pour essayer de montrer l'existence de désintégrations double  $\beta$  sans émission

---

<sup>6</sup>Cependant, le nombre leptonique n'ayant été introduit qu'empiriquement, théoriquement il n'y a pas de symétrie qui empêcherait sa non-conservation.

de neutrino, qui confirmeraient cette hypothèse. S'il sont de Dirac, le nombre leptonique est conservé mais au prix de l'adjonction d'un partenaire droit pour chaque neutrino gauche existant.

Le mécanisme qui va maintenant être décrit utilise les champs droits ajoutés mais, en plus, permet d'expliquer la petitesse de masses de neutrinos.

**Mécanisme de See-Saw** Si on reprend la matrice de masse donnée dans l'équation 1.11, dans le cas où  $M_L = 0$ , alors on obtient, pour une seule saveur de neutrino :

$$\begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

La diagonalisation de cette matrice conduit à

$$m_{\pm} = \frac{1}{2} (M \pm \sqrt{M^2 - 4m_D^2}) \quad (1.13)$$

Usuellement on prend  $M \simeq M_{GUT} \simeq (10^{15} - 10^{16}) GeV$  soit à l'échelle d'unification des couplages de jauge et  $m_D \ll M$  (de l'ordre de l'échelle électro-faible). Il apparaît alors deux ordres de grandeurs pour les masses des états propres : tandis que des neutrinos "s'alourdissent" avec  $m_+ \simeq M$ , d'autres deviennent très légers  $m_- \simeq \frac{m_D^2}{M}$ . Ce mécanisme qui permet d'alourdir un neutrino en en allégeant un autre est appelé mécanisme de See-Saw<sup>7</sup>[13]. Dans le cas général à trois saveurs, il implique que les neutrinos sont des particules de Majorana et qu'il en existe trois légers et trois lourds. Les neutrinos légers s'identifient aux champs gauches (observés) et les lourds aux champs droits.

Ce mécanisme trouve son cadre naturel dans les Théories de Grand Unification et ainsi ses conséquences ouvriraient une porte sur la nouvelle physique. Notamment, il pourrait permettre, par la désintégration des neutrinos droits lourds, d'expliquer l'asymétrie baryonique de l'Univers [14].

### 1.1.2 Oscillation de neutrinos

En acquérant de la masse, les neutrinos ont la possibilité d'osciller. Ainsi, après une certaine longueur parcourue, un neutrino initialement de saveur  $l$  pourra être détecté avec la saveur  $l'$ . Ce phénomène, connu dans le secteur des quarks, n'est pas nouveau en soi. Cependant, les masses, et donc les paramètres d'oscillations n'étant pas connus autrement qu'expérimentalement, il s'agira pour nous de bien comprendre les différents effets associés à ces oscillations. En effet, pour observer ces oscillations et donc mesurer précisément ces paramètres faudra-t-il que nous considérions 2 ou 3 saveurs ? La matière traversée par les neutrinos aura-t-elle une influence sur la probabilité d'oscillation ? En gardant toujours l'objectif d'accéder à des mesures expérimentales du phénomène, nous essaierons de répondre à ces questions.

---

<sup>7</sup>balançoire, bascule



### 1.1.2.1 Formalisme à 2 saveurs dans le vide

Si les neutrinos sont massifs, alors les états de saveur ne sont pas forcément états propres de masse. Dans ce cas, on peut écrire chaque saveur de neutrino ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$ ) comme une combinaison linéaire des 3 états propres de masse  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  et  $\nu_3$  :

$$\nu_l = \sum_i U_{li} \nu_i \quad (1.14)$$

où  $U$  est la matrice PMNS<sup>8</sup>[15] qui est  $3 \times 3$  unitaire.

Pour commencer, nous allons décrire le formalisme des oscillations à deux saveurs des neutrinos dans le vide. Tout d'abord cela nous permettra de comprendre plus intuitivement le phénomène. Ensuite, dans le cas de l'expérience OPERA qui fait l'objet de cette thèse, nous étudierons les neutrinos  $\nu_\mu$  dans le domaine des neutrinos atmosphériques.

On peut alors écrire la matrice  $U$  comme la matrice rotation

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

( $\theta$  est appelé angle de mélange) d'où :

$$|\nu_\mu\rangle = \cos(\theta)|\nu_1\rangle + \sin(\theta)|\nu_2\rangle \quad (1.16)$$

$$|\nu_\tau\rangle = -\sin(\theta)|\nu_1\rangle + \cos(\theta)|\nu_2\rangle \quad (1.17)$$

Suivons maintenant l'évolution de ces états. A l'aide de l'équation de Schrödinger, on établit qu'un neutrino muonique à l'instant  $t=0$ , aura, à l'instant  $t$ , la probabilité de se comporter comme un  $\nu_\tau$  ( $\hbar = c = 1$ ) :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau; t) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left[\frac{\Delta m^2 t}{4E_\nu}\right] \quad (1.18)$$

et en rétablissant les unités,

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau; L) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left[\frac{1.27 \Delta m^2 (eV^2) L(km)}{E_\nu(GeV)}\right] \quad (1.19)$$

$L$  est la longueur parcourue par le neutrino pendant  $t$ .

On a fait les approximations suivantes :

- le neutrino est ultra-relativiste (c'est à dire  $m \ll p$ ) ce qui semble très justifié compte tenu des observations expérimentales.
- on peut le décrire par une onde plane d'impulsion  $p$  (cf. référence [16]).

Les paramètres  $\sin^2(2\theta)$  et  $\Delta m^2$  ne sont pas connus et doivent être ajustés par les expériences. On peut déjà noter que les choix de la longueur d'observation  $L$  et de l'énergie de la source  $E_\nu$  seront déterminants pour pouvoir distinguer un changement de saveur. Nous reviendrons sur la sensibilité des expériences d'oscillation dans la section 1.2.1.

---

<sup>8</sup>pour Pontecorvo, Maki, Nakagawa et Sakata

### 1.1.2.2 Formalisme à 3 saveurs dans le vide

D'après la définition générale de la matrice de mélange  $U$  (formule 1.14), la probabilité de trouver un  $\nu_{l'}$  si initialement on avait un neutrino  $\nu_l$  est [17] :

$$P_{l \rightarrow l'} = \delta_{ll'} - 4Re \sum_{i < j} U_{l'i}^* U_{l'j} U_{li} U_{lj}^* \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu} + 2Im \sum_{i < j} U_{l'i}^* U_{l'j} U_{li} U_{lj}^* \sin \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E_\nu} \quad (1.20)$$

On retrouve le même comportement oscillatoire que pour le cas à 2 saveurs, gouverné par la différence du carré des masses des états propres  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ . On définit les longueurs d'oscillation :

$$L_{ij} = \frac{4\pi E_\nu}{\Delta m_{ij}^2} = 2.48 \frac{4\pi E_\nu (GeV)}{\Delta m_{ij}^2 (eV^2)} \quad (1.21)$$

qui donnent une échelle de longueur pour laquelle les effets d'oscillations peuvent être appréciables. On trouvera les expressions explicites des amplitudes de probabilités pour les différentes saveurs dans la note [18].

De façon plus générale, la matrice de mélange  $U$  est complexe et peut se paramétrer ainsi ([19]) (en omettant les éventuelles phases de Majorana).

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

où  $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$  et  $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$  (angles d'Euler) et  $\delta$  le terme de phase de la violation  $CP$ .

La probabilité se calcule toujours à partir de la formule 1.20.

Dans le cas où  $CP$  est violée on a :

$$P_{l \rightarrow l'} \neq P_{\bar{l} \rightarrow \bar{l}'} \quad (1.23)$$

ce qui veut dire que l'on pourra en plus de déterminer les paramètres des oscillations, profiter d'une expérience pour mesurer la violation de  $CP$  avec le rapport :

$$A_{ll'}^{CP} = \frac{P_{l \rightarrow l'} - P_{\bar{l} \rightarrow \bar{l}'}}{P_{l \rightarrow l'} + P_{\bar{l} \rightarrow \bar{l}'}} \quad (1.24)$$

### 1.1.2.3 Oscillations dans la matière

Nous nous sommes pour l'instant limité aux oscillations dans le vide. Les oscillations de neutrinos sont-elles affectées de façon significatives par la matière ? On peut comprendre facilement que, les seuls leptons rencontrés par les neutrinos dans la matière étant des électrons, les neutrinos  $\nu_e$  auront un comportement différent des 2 autres saveurs de neutrinos. Les  $\nu_e$  vont interagir avec les  $e^-$  par courant neutre *et* courant chargé, alors que les  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$  n'interagiront que par courant neutre.

Etudions pour simplifier le cas d'une oscillation à 2 saveurs<sup>9</sup>, avec pour paramètres dans le vide  $\theta$  et  $\delta m^2$ .

Le hamiltonien à considérer est modifié par la présence de matière et l'angle de mélange devient, en fonction des paramètres d'oscillations dans le vide :

$$\sin^2 2\theta_m = \frac{\sin^2 2\theta}{\left(\frac{A}{\delta m^2} - \cos 2\theta\right)^2 + \sin^2 2\theta} \quad (1.25)$$

où  $A = 2\sqrt{2} G_F N_e E_\nu = 1.54 \times 10^{-4} eV^2 Y_e \rho (g/cm^3) E_\nu (GeV)$ ,  $\rho$  étant la densité de matière et le produit  $N_e = Y_e \rho$  représentant la densité d'électrons.

En examinant cette formule on peut remarquer que :

- L'amplitude de probabilité pour les neutrinos (resp anti-neutrinos) est donc augmentée (resp. diminuée) si  $\delta m^2 > 0$ . Une résonance peut-être observée pour une densité critique :

$$N_e^c = \frac{\delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2} G_F E_\nu} \quad (1.26)$$

- Un autre cas intéressant est celui où  $\theta$  est petit. Si  $A \gg \delta m^2$ . Dans le cas par exemple d'une oscillation  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ , l'état propre le plus léger est quasiment un  $\nu_\mu$  alors que l'état propre le plus lourd est quasiment un  $\nu_e$  [20].

L'effet de la matière dans les cas des neutrinos scolaires est connu sous le nom d'effet MSW<sup>10</sup> [21] [22]

#### 1.1.2.4 Paramètres à tester

Nous allons ici passer en revue quelques-uns des objectifs expérimentaux de cette physique.

- En ce qui concerne les masses des neutrinos, il existe des expériences essayant de les mesurer directement. Les derniers résultats donnent à 95% de niveau de confiance<sup>11</sup> :

$$\langle m_{\nu_e} \rangle \leq 2.2 eV \quad ; \quad \langle m_{\nu_\mu} \rangle \leq 190 keV \quad ; \quad \langle m_{\nu_\tau} \rangle \leq 18.2 MeV \quad (1.27)$$

- Les expériences d'oscillations en cours et à venir qui devront vérifier que les observations sont bien compatibles avec des oscillations de saveur, doivent contraindre les angles  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$ , mesurer  $\theta_{13}$ , les différences des masses carrées  $\Delta m_{12}^2$  et  $\Delta m_{23}^2$  et déterminer le signe de  $\Delta m_{23}^2$  ( $\Delta m_{12}^2 > 0$  cf. section 1.2.2), ce qui permettra de connaître la hiérarchie des masses propres  $m_1$ ,  $m_2$  et  $m_3$ .
- Des expériences telles que la désintégration double- $\beta$  sans émission de neutrino ou la mesure du moment magnétique du neutrino permettront peut-être de déterminer leur nature c'est-à-dire s'ils sont des particules de Dirac ou de Majorana.

<sup>9</sup>où un des neutrinos est donc de saveur électronique

<sup>10</sup>pour les physiciens Mikheyev, Smirnov et Wolfenstein

<sup>11</sup>masses moyennées sur les états propres de masse

## 1.2 Etat des lieux expérimental

Nous avons brièvement explicité les différents problèmes théoriques suscités par la masse des neutrinos. Nous nous proposons maintenant de donner les principaux résultats actuels dans la mesure des paramètres d'oscillation et de citer les expériences à venir.

### 1.2.1 Expériences d'oscillation de neutrinos

Si nous nous référons aux formules des oscillations pré-citées (équations 1.19 ou 1.20) nous comprenons que le but d'une expérience d'oscillation est de mettre en évidence l'effet de distance  $E/L$  sur le flux des différentes saveurs, quand  $L$  est supérieure aux trois longueurs d'oscillation  $L_{ll'}$  (cf. formule 1.21).

#### Sensibilité des expériences

Prenons le cas à deux saveurs. Dans une première approximation, cela peut être suffisant pour montrer une absence d'oscillation. En revanche, en cas de signal, il faudra par la suite affiner ce premier modèle (effet de matière, mélange à trois familles). La probabilité d'oscillation est alors :

$$P_{l \rightarrow l'} = \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{4 E/L}\right) \quad \text{pour } l \neq l' \quad (1.28)$$

La sensibilité de ces expériences dépend du rapport  $E/L$ .

Analysons les différents cas limites :

- si  $\frac{\Delta m^2}{4 E/L} \ll 1$ , alors  $P_{l \rightarrow l'} = \delta_{ll'}$  et l'on ne voit aucune oscillation.
- si  $\frac{\Delta m^2}{4 E/L} \gg 1$ , la moyenne de la probabilité (tenant compte du spectre en énergie et en distance de événements) est  $\frac{1}{2}$ .

Pour observer des oscillations, il faut que la différence des masses carrées satisfasse :

$$\frac{E}{L} \sim |m_i^2 - m_j^2| \quad (1.29)$$

Le spectre en énergie des différentes sources naturelles de neutrinos est donné sur la figure 1.2. On donne dans le tableau 1.1 un ordre de grandeur des  $\Delta m^2$  accessibles selon le type d'expérience.

#### Il existe 2 types d'expériences :

Dans les **expériences de disparition**, les neutrinos d'une certaine saveur  $l$  sont produits et, à une certaine distance, on observe si le flux mesuré est bien inférieur au flux attendu. Elles sont a priori délicates, puisque pour mesurer précisément une diminution du flux initial, il faut bien connaître la source étudiée ou se servir d'une référence (mesures à 2 distances différentes, par exemple). Elles ont, en revanche, l'avantage de ne pas se restreindre pour le type de saveurs vers lesquelles les neutrinos peuvent osciller.

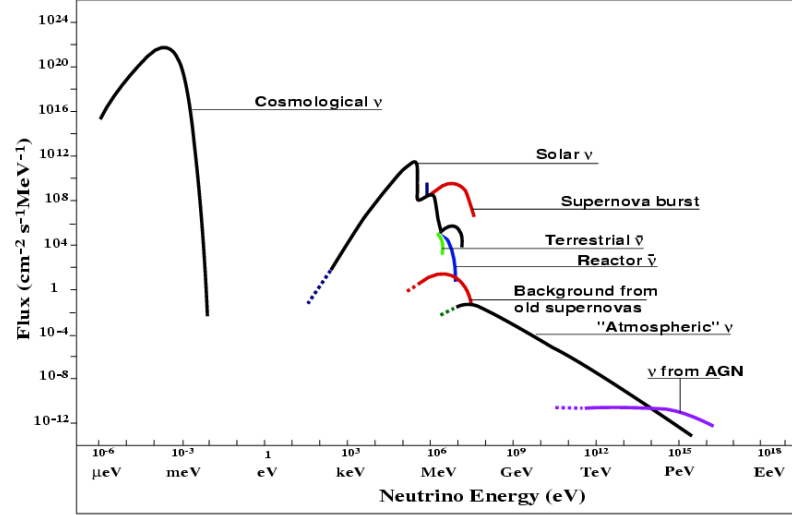


FIG. 1.2 – Spectre des différentes sources de neutrinos [12]

Source	L (m)	E (MeV)	limite inf.	sur	$ \Delta m^2 $ ( $eV^2$ )
Soleil	$10^{11}$	0.1 - 20	$10^{-12}$	$10^{10}$	
Réacteur	$10^2 - 10^5$	1 - 10	$10^{-5}$	$10^{-2}$	
Atmosphère	$10^4 - 10^7$	1 - $10^6$	$10^{-7}$	$10^{-2}$	
Accélérateurs	$10 - 10^6$	30 - $30 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^3$	

TAB. 1.1 – Différentes sensibilités des expériences d'oscillation, en fonction du type de la source étudiée.

Dans les **expériences d'apparition**, les neutrinos d'une certaine saveur  $l$  sont produits et à une certaine distance, on cherche si on peut observer une autre saveur  $l'$ . C'est le cas de l'expérience OPERA qui fait l'objet de cette thèse. Ces expériences ont l'avantage d'être non ambiguës puisque la saveur dont s'enrichit le faisceau (ou qui apparaît si initialement le faisceau était pur) peut être observée directement. Elle est a priori dédiée à une oscillation dans une saveur spécifique et les paramètres ( $L, E$ ) peuvent être choisis judicieusement pour que l'apparition soit significative. Une difficulté supplémentaire est que seules les interactions par courant chargé pourront signer cette apparition et donc la source devra être suffisamment énergétique pour dépasser le seuil de production des particules telles que le  $\mu$  ou le  $\tau$ <sup>12</sup>. Ceci explique d'ailleurs en partie pourquoi les oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ <sup>13</sup> n'ont pu encore être observées par apparition.

<sup>12</sup>comme dans OPERA<sup>13</sup>si elles sont confirmées

Notons<sup>14</sup>  $\mathcal{P} = \sin^2 2\theta \left\langle \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4E/L} \right\rangle$ . Si on ne tient compte que des incertitudes statistiques, alors :

- dans la cas d'une expérience de disparition où l'on attend N neutrinos, on sera sensible à l'oscillation si

$$N.\mathcal{P} > \sqrt{N} \quad \text{soit} \quad \mathcal{P}_{min} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (1.30)$$

- dans la cas d'une expérience d'apparition où l'on attend N neutrinos avec B neutrinos de bruit, on sera sensible à l'oscillation si

$$N.\mathcal{P} > \sqrt{B} \quad \text{soit} \quad \mathcal{P}_{min} = \frac{\sqrt{B}}{N} \quad (1.31)$$

Si la luminosité augmente, les incertitudes systématiques dominent, mais dans tous les cas, les expériences d'apparition sont beaucoup plus sensibles aux faibles angles de mélange.

**zones d'exclusion** : Dans le cas où une expérience ne permet pas d'observer une oscillation, on peut tracer une courbe d'exclusion dans le plan  $\sin^2 2\theta - \Delta m^2$ . Si l'on n'a rien observé, cela signifie  $\mathcal{P} < \mathcal{P}_{min}$  et donc les zones exclues se trouveront toujours en haut et à droite de ce plan. Prenons le cas où le spectre de la source est connu (cf. figure 1.3)

- pour les grands  $\Delta m^2$ ,  $\mathcal{P}_{min} = \frac{\sin^2 2\theta}{2}$  et la zone exclue est délimitée par une droite verticale.
- pour les petits  $\Delta m^2$ ,  $\mathcal{P}_{min} = cte.\sin^2 2\theta (\Delta m^2)^2$  et on obtient une deuxième "asymptote".

Dans le cas d'une source non connue, on peut améliorer la connaissance des paramètres en mesurant le flux en deux ou trois points différents [16].

C'est dans ce plan  $\sin^2 2\theta - \Delta m^2$  que nous présenterons les expériences à la fin de ce chapitre.

### 1.2.2 Neutrinos solaires

L'étude des neutrinos solaires est à l'origine des interrogations des expérimentateurs. C'est dans ce secteur que l'on a vu pour la première fois un déficit du flux de neutrino détecté par rapport au flux prédit par les modèles solaires. C'est également dans ce secteur que le problème a été résolu grâce à des expériences déterminantes, c'est pourquoi nous allons rappeler brièvement quelques faits historiques avant de présenter les résultats les plus récents.

**Production des neutrinos** D'après le **Modèle Standard Solaire** (MSS), les neutrinos solaires ( $\nu_e$ ) sont produits lors des processus  $pp$ , commençant par la fusion de l'hydrogène et se terminant par l'émission des particules  $\alpha$ . Lors de ces processus, 98.5%

<sup>14</sup>La fin de ce paragraphe est inspirée de [16]

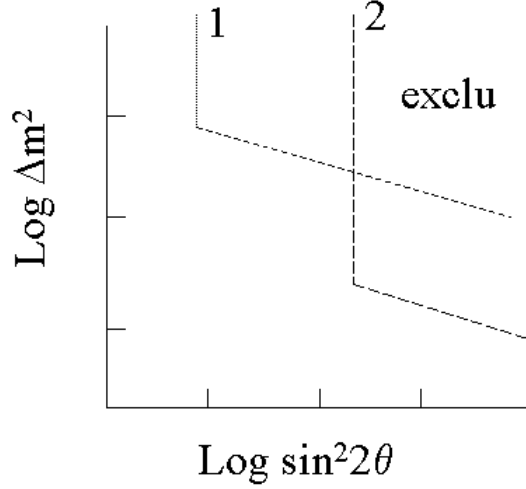
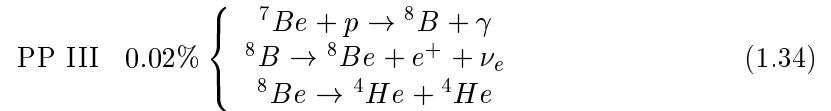
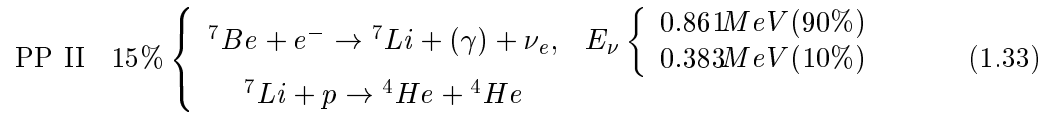
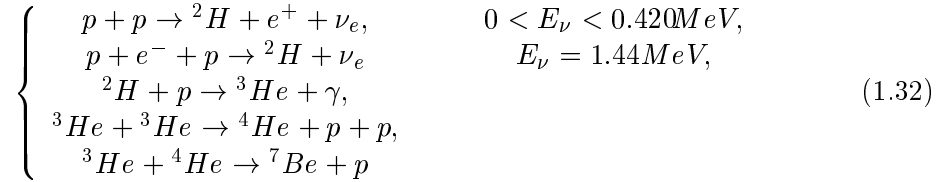


FIG. 1.3 – Zones d'exclusion dans le cas où le flux de la source est connu et que l'on n'observe aucune oscillation. Dans le cas d'une expérience d'apparition (courbe 1) ou de disparition (courbe 2)

des neutrinos solaires sont produits. Dans une plus faible proportion, ils apparaissent également lors du cycle *CNO*. La chaîne *pp* se déroule ainsi :



Les quatre sources de neutrinos ainsi produites sont appelées respectivement  $\nu_{pp}$  et  $\nu_{pep}$ ,  $\nu_{Be}$  et  $\nu_B$ . Le flux des neutrinos de basse énergie dépend directement de la densité de protons dans le noyau du soleil, tandis que celui des neutrinos de plus haute énergie dépend de l'abondance des  ${}^8\text{B}$ . Il existe une dépendance entre la température du noyau et ces flux. Les prédictions théoriques du MSS [23] se sont avérées en très bon accord avec les mesures héliosismologiques.

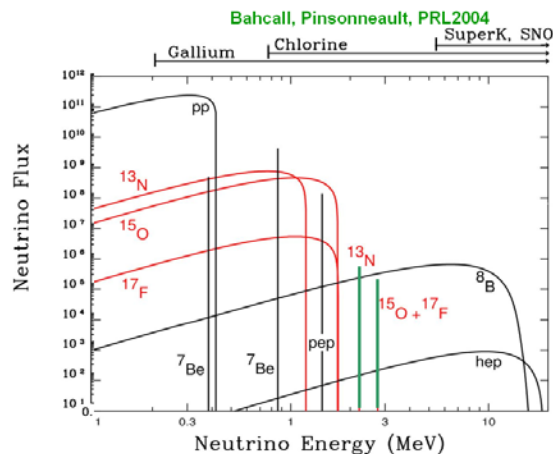


FIG. 1.4 – spectre neutrinos solaires + qq expériences les observant [24]

**Petit historique** La première expérience menée par R. Davis fut réalisée dans la mine souterraine de Homestake. Le site fut choisi pour éviter le rayonnement cosmique. La réaction de détection était  $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$ , avec une énergie seuil de  $814\text{ keV}$ . Le détecteur était donc sensible à toutes les sources de neutrinos sauf les  $\nu_{pp}$ . L'expérience, suggérée par B. Pontecorvo en 1945, permit de recueillir des données pendant 25 ans. Ils trouvèrent [25] un flux de  $2.56 \pm 0.16(\text{stat}) \pm 0.15(\text{sys.}) \text{ SNU}$  (Les sections efficaces étant très faibles, on utilise l'unité  $\text{SNU}^{15}$  telle que  $1 \text{ SNU} = 10^{-36}$  captures par atome de la cible et par seconde.) La valeur prédite [23] est  $7.7 \pm 1.2 \text{ SNU}$ . Le déficit observé a constitué le **problème des neutrinos solaires**.

Pour les expériences qui suivirent on peut citer le détecteur Super-Kamiokande et son prédécesseur Kamiokande qui utilisèrent avec succès le principe de la détection Cerenkov. Le prix Nobel de Physique sera attribué par la suite en 2002 à R. Davis et Masatoshi Koshiba (de Super-K). Il y a eu aussi des expériences utilisant comme cible du Gallium  ${}^{71}\text{Ga}$  (les seules à pouvoir détecter les  $\nu_{pp}$  directement), représentées par GALLEX et SAGE avec un seuil de réaction de  $233\text{ keV}$ . Dans tous les cas, on obtint des valeurs mesurées très éloignées des flux prédits.

**Solutions au problème des neutrinos solaires** Le problème apparut comme complexe pour la raison suivante : En supposant que le flux de  ${}^8\text{B}$  prédit est mal estimé et qu'il est en réalité plus faible (ceci pour expliquer les expériences sur le Chlore), on arrive à une contradiction pour l'expérience Super-K qui ne mesure que des  $\nu_B$  car la valeur mesurée devient alors supérieure aux prévisions théoriques. En fait aucun modèle ne peut permettre d'expliquer ces 2 expériences (Chlore et Super-K) en même temps. Comme nous l'avons évoqué, des mesures héliosismologiques ont été réalisées pour tenter de comprendre si c'était le MSS qui était défaillant et elles ont convergé vers un très

<sup>15</sup>pour Solar Neutrino Unit



bon accord mesures/prédictions.

En revanche, en essayant d'interpréter ce déficit en terme d'oscillations, le problème fut résolu. Nous allons exposer ici l'expérience SNO qui fonctionne avec un détecteur à eau lourde.

**SNO** La prise de données débuta en novembre 1999. Comme pour le détecteur Kamiokande, le principe de détection est l'effet Cerenkov. Il permet également de détecter des  $\nu_B$ .

Les trois réactions de détection sont les suivantes :

- Diffusion Elastique (ES) avec  $E_{detec} > 5 \text{ MeV}$

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (1.35)$$

- Courant Chargé (CC) avec  $E_{seuil} = 1.4 \text{ MeV}$

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (1.36)$$

- Courant Neutre (CN) avec  $E_{seuil} = 2.2 \text{ MeV}$

$$\nu_x + d \rightarrow \nu_x + p + n \quad (1.37)$$

La mesure de ce dernier processus (CN) est cruciale, puisqu'elle a permis de déterminer le flux total des neutrinos solaires sur la Terre. La mesure de (ES), quant à elle, est utile pour comparer les résultats de SuperK avec ceux de SNO.

Les flux [26] obtenus sont :

- pour la mesure du flux de  $\nu_e$  :

$$\Phi_{\nu_e}^{SNO} = (1.59_{-0.07}^{+0.09}(\text{stat.})_{0.08}^{0.06}(\text{syst.}))10^6 \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1} \quad (1.38)$$

- pour la mesure du flux total :

$$\sum_{l=e,\mu,\tau} \Phi_{\nu_l}^{SNO} = (5.21 \pm 0.27 \pm 0.38)10^6 \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1} \quad (1.39)$$

- Le flux attendu dans le cadre du MSS (derniers résultats BP04 [27][24] étant :

$$\sum_{l=e,\mu,\tau} \Phi_{\nu_l}^{MSS} = (5.79 \pm 1.23)10^6 \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1} \quad (1.40)$$

L'accord entre les flux totaux prédits et mesurés valide la compréhension que nous avons du soleil. Les neutrinos électroniques ont oscillé vers les neutrinos muoniques ou les neutrinos taus.

**Résultats actuels en terme d'oscillation** Les données de SNO ont pu être décrites à l'aide d'une oscillation à deux saveurs dans la matière. Les meilleurs ajustements ont été obtenus pour la solution LMA<sup>16</sup> et on a trouvé [26] :

$$\Delta m_{sol}^2 = 5.10^{-5} eV^2, \quad \tan^2 \theta_{sol} = 0.34, \quad (\chi_{min}^2 = 57/72 d.o.f.) \quad (1.41)$$

Le choix de la solution LMA ainsi que la confirmation de ces résultats ont été obtenus grâce à l'expérience auprès du détecteur KamLAND. Si l'on admet la valeur de  $\Delta m_{sol}^2$  donnée par SNO, cela nous donne une longueur d'oscillation  $L_0(100 - 200 km)$ . Les neutrinos des différents réacteurs au Japon et en Corée dans un rayon de  $138 - 214 km$  ont été détectés via la réaction  $\beta$ -inverse :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.42)$$

Les résultats combinés de KamLAND et de toutes les expériences des neutrinos solaires<sup>17</sup> conduisent aux paramètres solaires suivants [28] :

$$7.4 \cdot 10^{-5} \leq \Delta m_{sol}^2 \leq 9.2 \cdot 10^{-5} eV^2 \quad \text{et} \quad 0.28 \leq \tan^2 \theta_{sol} \leq 0.58 \quad (1.43)$$

Enfin, comme nous l'avons vu (cf. section 1.1.2.3), l'existence d'un effet de résonance MSW dû à la présence de la matière est conditionné par le signe de  $\Delta m_{12}^2$  et sa prise en compte a permis de montrer qu'il était positif.

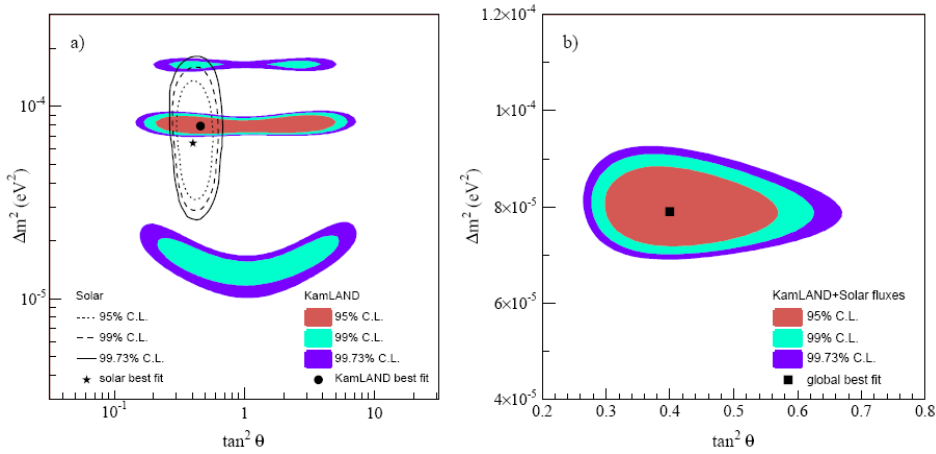


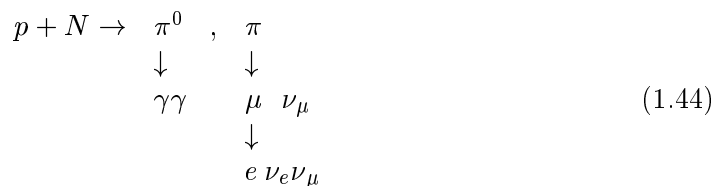
FIG. 1.5 – Ces 2 graphiques représentent des zones autorisées : **A gauche**, résultats de KamLAND et Solaires superposés. **A droite**, Résultats Combinés de KamLAND+neutrinos solaires [29] dont le meilleur ajustement (en noir) est donné par  $\Delta m_{12}^2 = 7.9_{-0.5}^{+0.6} \cdot 10^{-5} eV^2$  et  $\tan^2 \theta_{12} = 0.4_{-0.07}^{+0.1}$  et  $\Delta m_{12}^2 > 0$

<sup>16</sup>Large Mixing Angle

<sup>17</sup>La comparaison de KamLAND et des expériences sur les neutrinos solaires suppose la conservation de CPT pour que les probabilités d'oscillation des  $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$  et  $P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e}$  soient identiques.

### 1.2.3 Neutrinos Atmosphériques

Les neutrinos atmosphériques couvrent une gamme d'énergie très large (du MeV au PeV, cf. figure 1.2). Ils proviennent de la désintégration des mésons produits lors des interactions des cosmiques dans les hautes couches de l'atmosphère :



On attend donc environ deux fois plus de neutrinos muoniques que de neutrinos électroniques :

$$R = \left( \frac{\mu}{e} \right) = \frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} = 2.0 \pm 0.1 \tag{1.45}$$

En réalité, pour  $E > 2 \text{ GeV}$ , on observe moins de  $\nu_e$  car le nombre de muons qui se désintègrent diminue et ce rapport  $R$  augmente.

Un détecteur placé à la surface de la Terre pourra étudier des neutrinos ayant effectué des parcours de l'ordre de  $20 \text{ km}$  (neutrinos descendants) à  $13\,000 \text{ km}$  (neutrinos montants). Le flux de neutrinos en fonction de l'angle zénithal devrait donner, dans un scénario sans oscillation, une distribution symétrique<sup>18</sup>.

#### 1.2.3.1 Super-Kamiokande

**Le détecteur de Super-Kamiokande** est constitué d'une très grande masse d'eau ultra-pure (50 kilotonnes). En la traversant, les particules chargées émettent de la lumière Cerenkov qui est récupérée tout autour du détecteur par des milliers de photomultiplicateurs. La détection de la saveur des neutrinos interagissant par Courant Chargé est basée sur la forme des anneaux Cerenkov.

**Classification des événements :** Comme indiqué sur la figure 1.6, les événements sont classés en 2 catégorie : les *sub-GeV* ( $E < 1.3 \text{ GeV}$ ), contenus dans le volume du détecteur et les *multi-GeV* qui sont soit totalement contenus ( $E > 1.3 \text{ GeV}$ ), soit partiellement *PC* ( $E \sim 10 \text{ GeV}$ ). On donne les distributions obtenues sur la figure 1.7 [30]. Les mesures dans le secteur électronique sont compatibles avec les flux attendus. En revanche, dans le secteur muonique, un déficit est obtenu pour  $\cos\theta \neq 1$  ( $\theta = 0$  dans le cas des neutrinos descendants, n'ayant traversé que l'atmosphère).

Concernant la phase I de SuperK (1996-2001) les résultats obtenus ont donné pour le rapport  $R = \frac{(\mu/e)_{\text{mesuré}}}{(\mu/e)_{\text{attendu}(MC)}} [30]$  :

$$\begin{aligned}
 R_{\text{sub-GeV}} &= 0.658 \pm 0.016(\text{stat}) \pm 0.032(\text{sys}) \\
 R_{\text{multi-GeV}} &= 0.702^{+0.032}_{-0.030}(\text{stat}) \pm 0.016(\text{stat})
 \end{aligned} \tag{1.46}$$

<sup>18</sup>en négligeant les effets géomagnétiques de la Terre

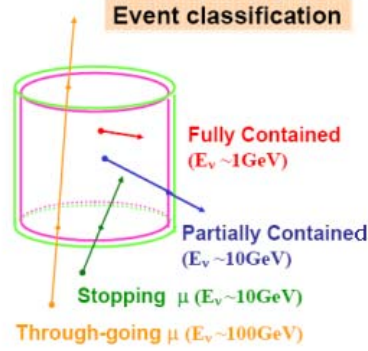


FIG. 1.6 – Classification des événements dans Super-Kamiokande

Sur la figure 1.7, on peut voir que le scénario d'une oscillation à 2 saveurs des neutrinos muoniques (en rouge) est compatible avec les données. Super-Kamiokande ne peut, en revanche, pas donner de résultat définitif quant à la saveur du neutrino dans lequel les  $\nu_\mu$  ont oscillé. Ce n'est pas la saveur électronique, compte tenu des résultats sur les flux obtenus, mais cela pourrait être un  $\nu_\tau$  ou un neutrino stérile (inactif vis-à-vis des interactions faibles).

**Résultats** L'ajustement des mesures zénithales par une oscillation à deux saveurs a donné les contours autorisés représentés dans le plan  $\sin^2 2\theta - \Delta m^2$  en trait plein sur la figure 1.8. Les résultats sont, à 90% de niveau de confiance :

$$1.5 \cdot 10^{-3} \leq \Delta m_{atmos}^2 \leq 3.4 \cdot 10^{-3} eV^2 \quad \text{et} \quad \sin^2 2\theta \geq 0.92 \quad (1.47)$$

Les meilleurs ajustements sont obtenus pour  $\Delta m_{atmos}^2 = 2.1 \cdot 10^{-3} eV^2$  et  $\sin^2(2\theta_{23}) = 1.02$ .

Une analyse plus évoluée a consisté à mesurer la probabilité d'oscillation en fonction de  $E/L$ , ceci pour mieux contraindre  $\Delta m_{atmos}^2$ . La distribution obtenue respecte bien le comportement sinusoïdal attendu. La courbe en pointillé sur la figure 1.8 donne pour cette analyse, à 90% de niveau de confiance [31] :

$$1.9 \cdot 10^{-3} \leq \Delta m_{atmos}^2 \leq 3.0 \cdot 10^{-3} eV^2 \quad \text{et} \quad \sin^2 2\theta_{23} \geq 0.90 \quad (1.48)$$

et les meilleurs ajustements sont obtenus pour  $\Delta m_{atmos}^2 = 2.4 \cdot 10^{-3} eV^2$  et  $\sin^2(2\theta) = 1.02$ .

Des études ont été menées pour comprendre si l'hypothèse de l'oscillation des neutrinos muoniques vers les neutrinos stériles était recevable. Elles étaient basées sur le fait que les neutrinos stériles n'interagissent pas par Courant Neutre et ne sont pas sensibles à l'effet de matière. L'oscillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$  a été exclue à 99% de niveau de confiance.

Mais cela ne nous permet pas de conclure de façon définitive sur la nature du neutrino impliqué dans l'oscillation, le neutrino tau n'ayant encore jamais été détecté dans des expériences d'apparition.

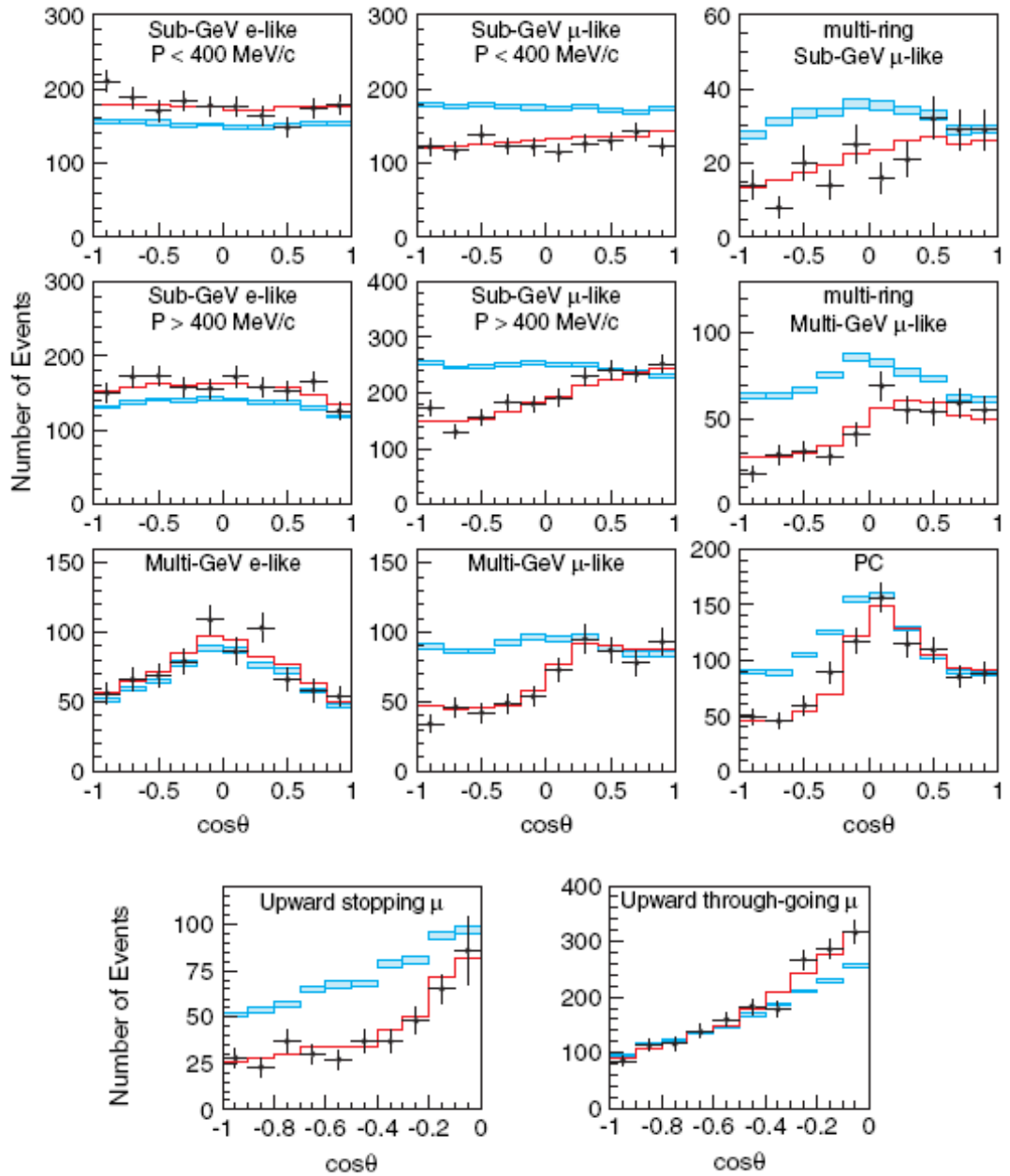


FIG. 1.7 – En fonction de la classification donnée sur la figure 1.6, on donne les distributions angulaires de Super-Kamiokande [30]. On a superposé aux données (points) les ajustements sans oscillation (en bleu) et avec oscillations (modèle à deux saveurs, en noir).

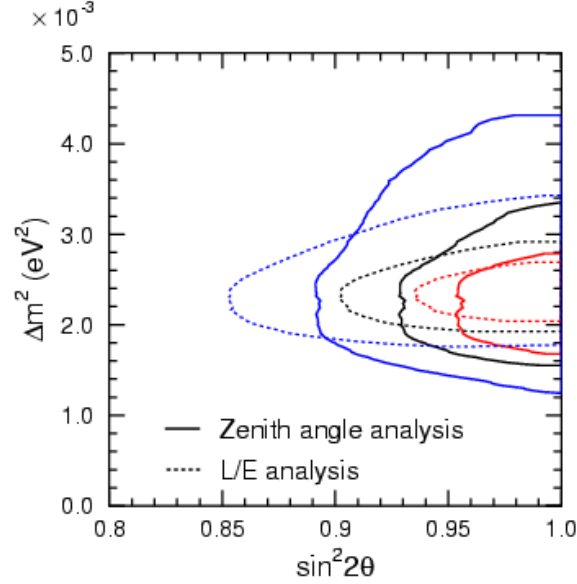


FIG. 1.8 – Zone autorisée par l'expérience Super-Kamiokande pour l'oscillation  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$  à 68 (rouge), 90 (noir) et 99 (bleu) % de niveau de confiance pour les analyses L/E (en pointillés) et de l'angle zénithal (trait plein) [32]

Une expérience sur faisceau (produit à KEK) utilisant le détecteur Super-Kamiokande et appelée K2K a trouvé des résultats compatibles avec ceux de Super-Kamiokande. Les résultats obtenus donnent (dans la région physique), à 90% de niveau de confiance [33] :

$$1.9 \cdot 10^{-3} \leq \Delta m_{atmos}^2 \leq 3.6 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad \sin^2(2\theta) = 1.0. \quad (1.49)$$

#### 1.2.4 Interprétation en terme d'oscillations à 3 saveurs

De l'analyse des neutrinos solaires et atmosphériques, on déduit :

$$\Delta m_{sol}^2 \ll \Delta m_{atmos}^2 \quad (1.50)$$

Dans le cadre d'une oscillation à 3 saveurs, on associe ces différences aux différences des masses propres :

$$\Delta m_{21}^2 = \Delta m_{sol}^2 \quad ; \quad \Delta m_{32}^2 = \Delta m_{atmos}^2 \quad (1.51)$$

dans le cas d'une hiérarchie des masses dite "normale" :  $m_1 < m_2 < m_3$ .

et pour les angles de mélange

$$\theta_{12} = \theta_{sol} \quad ; \quad \theta_{32} = \theta_{atmos} \quad (1.52)$$

Dans le cas de 3 saveurs, il n'y a que 2 différences de masses carrées possibles.

Cette grande différence entre  $\Delta m_{21}^2$  et  $\Delta m_{32}^2$  permet de justifier la première analyse des neutrinos solaires et atmosphériques en terme d'oscillation à deux saveurs.

Dans les expériences CHOOZ [34] et Paolo Verde [35] sur réacteurs, on a cherché à montrer une oscillation dans le secteur L/E des neutrinos atmosphériques. Aucune disparition de  $\bar{\nu}_e$  n'a été observée. En utilisant la zone d'exclusion donnée par CHOOZ pour la valeur de  $\Delta m_{32}^2 = 2.10^{-3} eV^2$  (ajustement de SuperKamiokande) et en utilisant les résultat des neutrinos solaires, on en déduit que [36] :

$$\sin^2 \theta_{13} \leq 0.035 \quad \text{à 90\% de confiance} \quad (1.53)$$

#### 1.2.4.1 Programme CNGS

Les expériences ICARUS et OPERA vont étudier l'oscillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  dans le secteur des neutrinos atmosphériques avec un faisceau de neutrinos quasiment pur en  $\nu_\mu$ , appelé CNGS, optimisé pour favoriser l'apparition du tau. Ces expériences vont permettre de conclure définitivement sur la nature des oscillations des neutrinos atmosphériques.





## Chapitre 2

# L'expérience OPERA

Dans la continuité des expériences Super-Kamiokande et K2K, OPERA [37] va chercher à tester les paramètres d'oscillations prédits par les précédentes expériences. Utilisant une technique déjà employée dans CHORUS [38] et DONUT [39], la chambre à brouillard d'émulsion (*Emulsion Cloud Chamber*), cette expérience va permettre de montrer l'apparition du  $\nu_\tau$  provenant de l'oscillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . Après avoir expliqué les différentes motivations physiques, on présentera le faisceau de neutrinos utilisé, en faisant ressortir pourquoi il est bien adapté à des expériences d'apparition. Ensuite, nous étudierons les différents éléments du détecteur. Nous aborderons les détails de la détection des événements dans les émulsions photographiques dans le chapitre suivant. Enfin, nous examinerons les performances de l'expérience et son potentiel de découverte.

### 2.1 Motivations physiques

Le test conclusif de l'hypothèse  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  de l'expérience Super-Kamiokande sera donné par l'observation directe de l'apparition de  $\nu_\tau$  dans un faisceau initialement pur en  $\nu_\mu$ . Le  $\nu_\tau$  sera signé par les interaction Courant Chargé donnant un  $\tau$ . On utilise les émulsions photographiques pour repérer la topologie de la désintégration du  $\tau$  à travers les désintégrations suivantes :

$$\begin{cases} \tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau & BR = 17,4\% \\ \tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau & BR = 17,8\% \\ \tau^- \rightarrow h^- n \pi^0 \nu_\tau & BR = 51,3\% \end{cases} \quad (2.1)$$

Les défis posés par une telle expérience sont les suivants :

- Il est nécessaire de produire un faisceau le plus pur possible en  $\nu_\mu$  ;
- Le paramètre  $L/E$  doit être optimisé pour être sensible aux oscillations et l'énergie du faisceau doit dépasser le seuil de production du  $\tau$  ;
- Le détecteur doit être très massif pour contrebalancer la faible section efficace d'interaction des neutrinos ;
- La réduction du bruit de fond devra être très grande pour permettre la découverte ;

- Compte tenu du temps de vie du  $\tau$  ( $2.9 \cdot 10^{-13} s$ ), la précision du trajectographe devra être micrométrique.

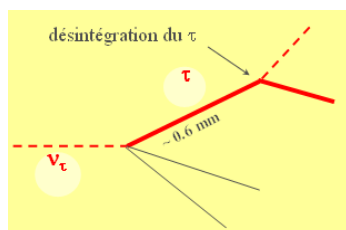


FIG. 2.1 – Désintégration d'un tau après interaction par courant chargé d'un  $\nu_\tau$ . Les émulsions doivent permettre de reconnaître cette topologie en "coude".

OPERA sera également sensible à l'oscillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  et permettra ainsi de contraindre davantage l'angle  $\theta_{13}$ , grâce à une bonne identification des électrons.

## 2.2 Le faisceau CNGS

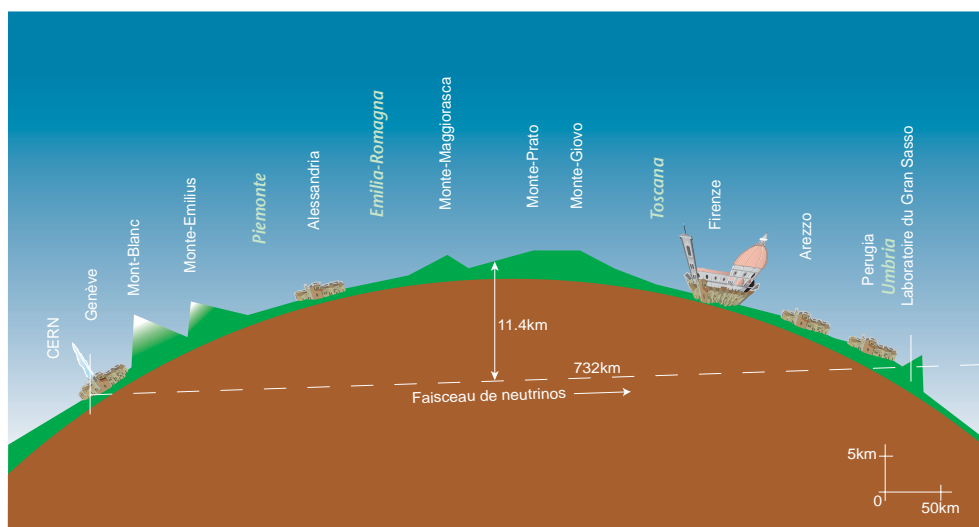


FIG. 2.2 – Coupe transversale de la Terre et faisceau de neutrinos CNGS.

Le faisceau CNGS (CERN Neutrino to Gran-Sasso) sera, comme son nom l'indique, produit au CERN et envoyé en direction du Gran-Sasso sur une distance de  $732 km$ . La figure 2.2 montre une coupe de la Terre mettant en évidence le trajet du faisceau. Les neutrinos n'interagissant que très peu avec la matière, le faisceau n'est pas atténué.

Le principe consiste à extraire tout d'abord des protons du Supersynchrotron (SPS) du CERN à  $400 GeV$  (cf. figure 2.5) pour ensuite les envoyer sur une cible en graphite.

La désintégration donne des pions  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  et des kaons  $K^+$ ,  $K^-$ . Les désintégrations de ces baryons donne principalement :

$$\begin{aligned}
 \pi^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad (99.9\%) \\
 \pi^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad (99.9\%) \\
 K^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad (63.4\%) \\
 K^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad (63.4\%)
 \end{aligned}
 \tag{2.2}$$

Pour obtenir un faisceau pur en  $\nu_\mu$ , il faut focaliser magnétiquement les  $\pi^+$  et  $K^+$  par des cornes (*Horn* et *Reflector*).

Ensuite les  $\pi^+$  et  $K^+$  se désintègrent et pour cela on les dirige dans un tunnel de désintégration. Les  $\nu_\mu$  produits sont dans la direction des baryons. En aval, un absorbeur permet de ne laisser passer que les neutrinos (tous les baryons ne se sont pas désintégrés). On place enfin un détecteur de muons pour connaître les caractéristiques du faisceau. Tout ceci est résumé sur la figure 2.3.

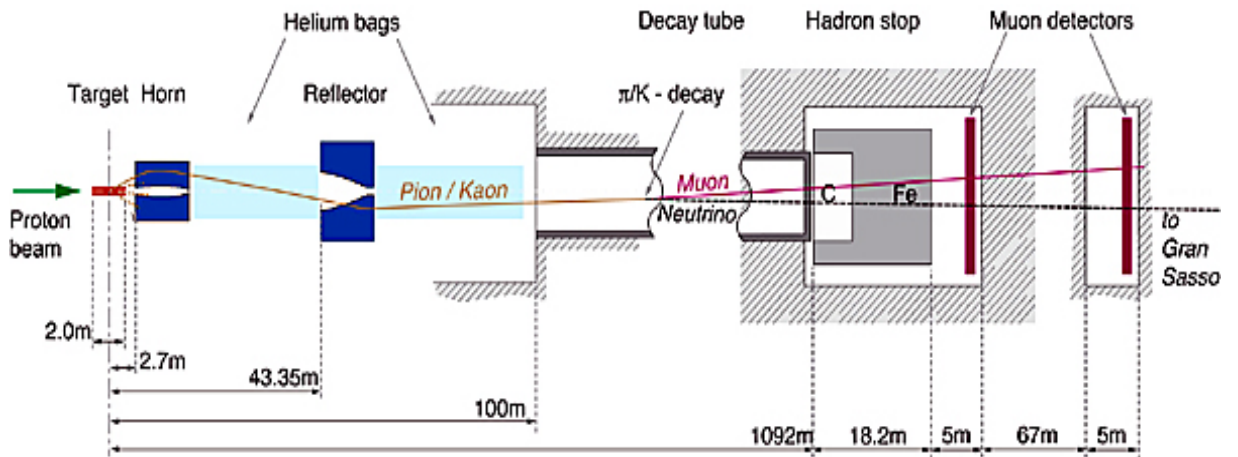


FIG. 2.3 – Réalisation du faisceau CNGS.

Nous allons détailler maintenant les différentes étapes de la fabrication du faisceau.

## 2.2.1 Production du faisceau

### 2.2.1.1 Production des protons

On utilise le SPS du CERN pour générer le faisceau de proton à  $400 \text{ GeV}$  (cf. figure 2.5). Le mode partagé fonctionne ainsi : des paquets de protons sont envoyés tous les 6 secondes au CNGS sous la forme de 2 pulsations de  $10 \mu\text{s}$  espacées de  $50 \text{ ms}$ . Trois de ces extractions rapides (FE) alternent avec un système d'extraction lente (SE) dédié à d'autres expériences.

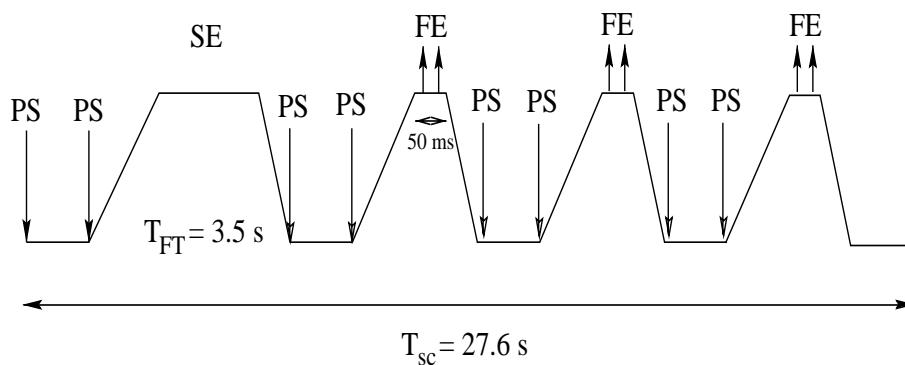


FIG. 2.4 – Schéma représentant un cycle du SPS. On distingue les extractions lentes (SE) séparées de 3 extractions rapides (FE) destinées au CNGS.

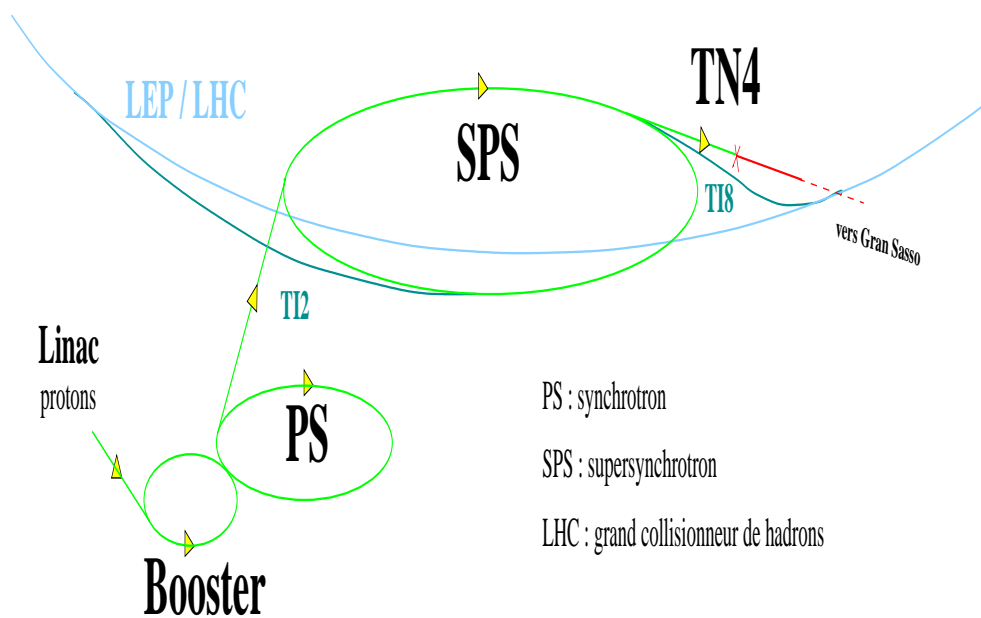


FIG. 2.5 – Extraction de protons pour le CNGS depuis le SPS

Le CNGS fonctionnera 200 jours par an, pendant lesquels l'intensité sera de  $4.5 \cdot 10^{19}$  protons sur cible (*protons on target* ou *pot*) par an. Ceci si l'on suppose que le SPS délivrera  $4.8 \cdot 10^{13}$  par extraction. L'efficacité globale est de 55%.

La cible, constituée de 11 cylindres de 3 mm de diamètre et de 10cm de long, est en graphite. C'est un matériau qui permettra de bien résister aux élévations de température et aux chocs thermo-mécaniques. La longueur de la cible de graphite utilisée est optimisée pour fournir le plus de particules secondaires possibles. 95% des protons vont ainsi interagir et l'énergie thermique dégagée va être évacuée à l'aide d'un système de refroidissement utilisant de l'hélium gazeux.

### 2.2.1.2 Production des $\pi$ et $K$

Les principales particules ainsi créées sont des pions et des kaons, avec dix fois plus de pions que de kaons. Dans le but d'avoir un faisceau parallèle de  $\pi^+$  et de  $K^+$ , on défocalise les particules négatives et l'on focalise les particules positives. Un système de 2 cornes magnétiques coaxiales, illustré sur la figure 2.6, est utilisé. La première permet de focaliser pions et kaons de 35 GeV. La deuxième, appelée **réflecteur**, permet de corriger la trajectoire des particules de plus haute ou plus basse énergie. Les champs magnétiques toroïdaux créés à l'intérieur des cornes sont produits par des courants de 150 kA pour la première corne et de 180 kA pour le réflecteur. Il faut minimiser les réinteractions des  $\pi^+$  et de  $K^+$  qui, en se désintégrant, vont donner les neutrinos. C'est pourquoi on place des tubes remplis d'hélium entre les deux cornes et entre le réflecteur et le tunnel de désintégration.

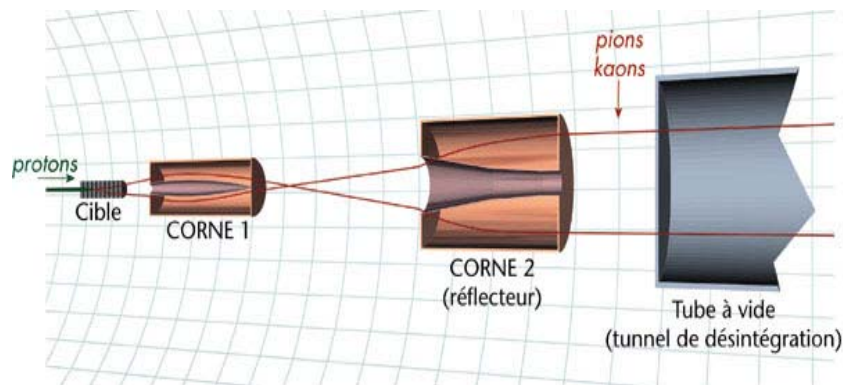


FIG. 2.6 – Système de focalisation des  $\pi^+$  et  $K^+$

### 2.2.1.3 Faisceau de neutrinos

Le tunnel de désintégration est maintenu sous vide ( $P < 5 \text{ mbar}$ ) et mesure 1 km de long. La plupart de kaons vont se désintégrer alors qu'une partie seulement des pions (80 %) pourra le faire. On place un absorbeur à l'aval de ce tunnel. Il est composé de 3 mètres de graphite et de 15 mètres de fer et permet d'arrêter les protons qui n'ont

pas interagi, les pions et kaons restants et partiellement les muons. Les  $\mu$  restants sont stoppés par la terre et le roc environnants. Le faisceau de  $\nu_\mu$  ainsi obtenu est contrôlé par des stations de détection de muons. Ce contrôle permet de déterminer le profil du faisceau et les erreurs d'alignement [40].

### 2.2.2 Caractéristiques du faisceau

Au Gran-Sasso, à 732 km du CERN, le faisceau s'étale sur un rayon de plus de 2 km [40] et la densité de  $\nu_\mu$  varie peu sur un diamètre d'environ 1 km (cf. figure 2.7). La contamination du faisceau en autres saveurs est surtout due aux  $\bar{\nu}_\mu$  qui viennent de la mauvaise défocalisation de quelques  $\pi^-$  et  $K^-$ . Il y aussi une petite contamination en  $\nu_e$  et  $\bar{\nu}_e$ , le nombre de  $\nu_\tau$  initialement présents dans le faisceau étant tout à fait négligeable. Les différentes contaminations sont résumées dans le tableau 2.1.

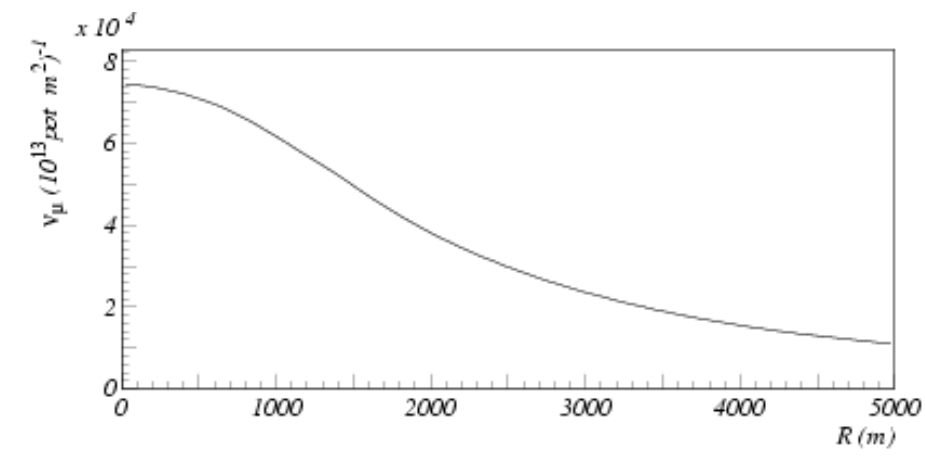


FIG. 2.7 – Distribution radiale des  $\nu_\mu$  au Gran-Sasso.

$\nu_e + \bar{\nu}_e / \nu_\mu$	0.85 %
$\bar{\nu}_\mu / \nu_\mu$	2.1 %

TAB. 2.1 – Contamination du faisceau de  $\nu_\mu$

Comme l'indique la figure 2.8, la distribution des  $\nu_\mu$  au Gran-Sasso, à 732 km du CERN, a une énergie moyenne de 17 GeV et elle est pratiquement nulle au-dessus de 30 GeV. En superposant la probabilité d'oscillation sur le spectre d'énergie, on observe que le rapport  $L/E = 43 \text{ km/GeV}$  ne se situe pas au maximum de la probabilité d'oscillation. Pour choisir l'énergie du faisceau, il a fallu tenir compte de l'énergie seuil de production du tau (3.5 GeV) et compte tenu de la faible section efficace des neutrinos, il a fallu maximiser le nombre d'événements dans le détecteur.

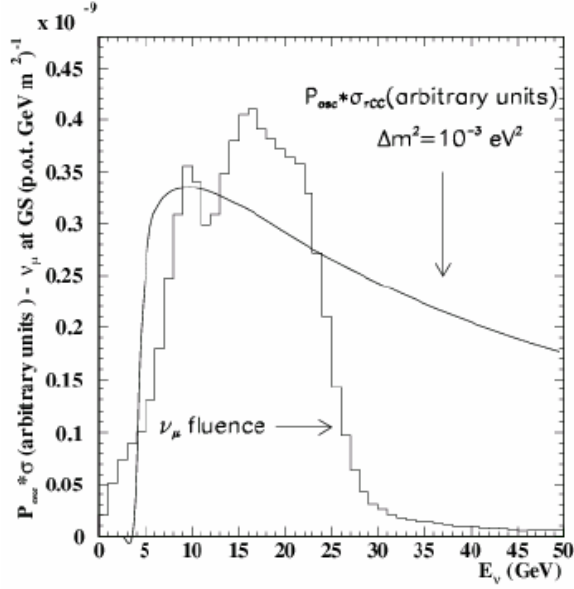


FIG. 2.8 – *Flux des  $\nu_\mu$  au Gran-Sasso.* On a superposé le produit de la probabilité d'oscillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  (pour  $L = 732$  km et  $\Delta m^2 = 10^{-3} eV^2$ ) par la section efficace d'interaction par Courant Chargé des  $\nu_\tau$ .

Le nombre d'interactions neutrinos attendues en 5 ans [41] est résumé dans le tableau 2.2.

$\nu_\mu$	23300
$\Delta m^2 = 1.10^{-3}$	24
$\nu_\tau$ $\Delta m^2 = 2.10^{-3}$	95
$\Delta m^2 = 3.10^{-3}$	214

TAB. 2.2 – *Nombre d'interactions  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$  attendues en 5 ans de fonctionnement pour une masse de cible de 1.6 ktonne.*

Le détecteur OPERA, en cours de construction, se situe dans le Hall C du laboratoire souterrain du Gran-Sasso (cf. figure 2.9). Il est donc protégé des rayons cosmiques qui sont majoritairement arrêtés par les 1400 mètres de roches qui surplombent les galeries. Ainsi leur flux y sera d'environ  $1.m^{-2}.h^{-1}$  contre  $100.m^{-2}.s^{-1}$  à la surface de la Terre.

## 2.3 Le détecteur OPERA

L'unité de base du détecteur OPERA [37] est la brique d'émulsion, basée sur la technique des chambres à brouillard d'émulsion, *Emulsion Cloud Chamber*. Ces briques permettent de répondre à la double exigence de l'expérience : la massivité du détecteur

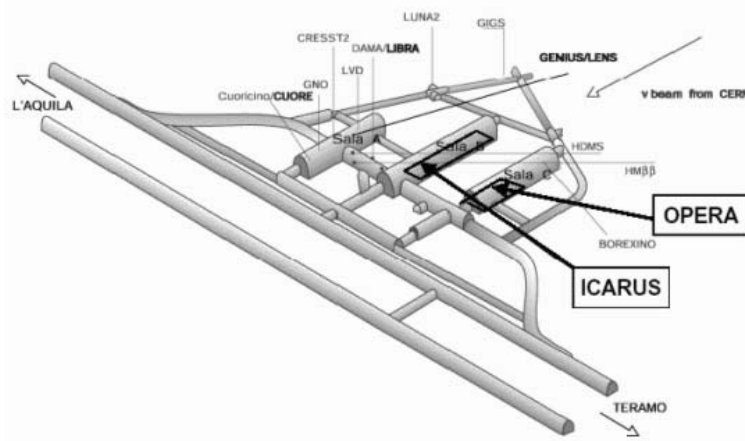


FIG. 2.9 – Emplacement du détecteur OPERA dans la Hall C du laboratoire souterrain du Gran-Sasso

(pour les interactions  $\nu_\tau$ ) alliée à une grande résolution spatiale (pour reconstruire la trajectoire du  $\tau$ ). Elles sont en effet composées d'une alternance de feuilles de plomb de  $1\text{ mm}$  et de feuilles d'émulsions photographiques à la granularité micrométrique. Cet agencement *Emulsion Cloud Chamber* a été validé avec l'observation du  $\nu_\tau$  en 2000 par l'expérience DONUT [39].

Les briques sont assemblées en murs qui constitueront la cible du détecteur. Chaque mur de brique est suivi de 2 plans de scintillateurs plastiques pour déclencher la localisation des événements et aider à repérer les briques touchées. Enfin, le détecteur est doté de spectromètres à muons, permettant de mesurer l'impulsion et la charge des muons le traversant.

Le détecteur OPERA se compose ainsi de deux supermodules, chacun comprenant 31 modules (plan de briques et trajectographes) et un spectromètre à muons. On peut en avoir un aperçu sur la figure 2.10. Les différentes caractéristiques de la cible sont réunies dans le tableau 2.3.

Épaisseur d'une cellule (Pb+ Emulsion)	1,3 mm
Nombre de cellules par brique	56
Taille d'une brique	$12,7(\text{H}) \times 10,2(\text{V}) \times 7,5(\text{L})\text{ cm}^3$
Poids d'une brique	8,6 kg
Nombre de briques par mur	3328
Nombre de modules par super module	31
Nombre de briques par super module	103168
Surface totale des émulsions par super module	$\sim 76000\text{ m}^2$

TAB. 2.3 – Caractéristiques de la cible d'un supermodule du détecteur OPERA.



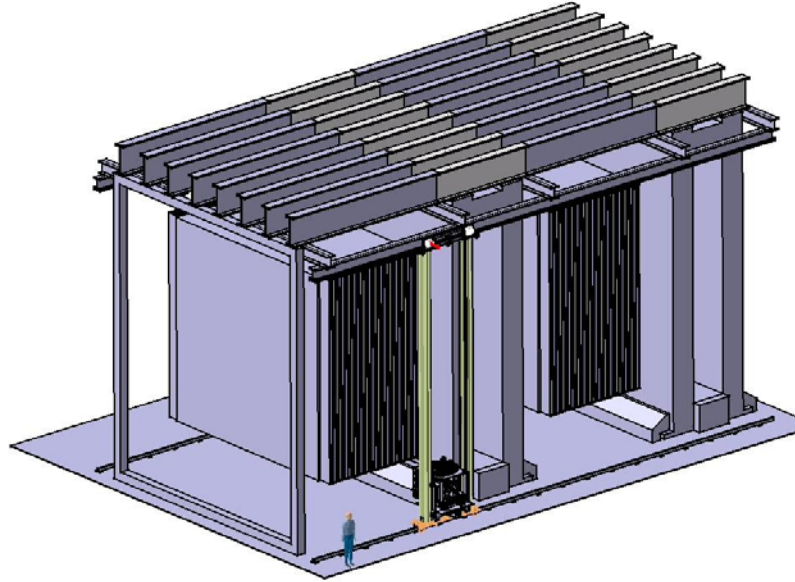


FIG. 2.10 – Vue générale du détecteur OPERA. On distingue les deux super-modules et sur le côté, un des deux manipulateurs de briques.

### 2.3.1 Cible et scintillateurs

**Chaque brique** est constituée de 57 feuilles d'émulsion ( $50 \mu\text{m}$  de couche d'émulsion +  $200 \mu\text{m}$  de base plastique +  $50 \mu\text{m}$  de couche d'émulsion), séparées par 56 feuilles de plomb ( $1 \text{mm}$ ). Elle a pour dimension transverse  $10.2 \times 12.7 \text{cm}^2$ . Chaque brique a pour profondeur totale  $7.5 \text{cm}$  environ et pèse  $8.3 \text{kg}$ . Les émulsions sont des détecteurs "chimiques" d'une grande précision ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ) qui permettent de révéler le passage de particules chargées par la formation de grains d'argent le long de leur trajectoire, comme le feraient des films photographiques usuels. Le rôle des émulsions, leurs fonctionnalités et leur conception seront détaillés dans chapitre 3.

**Les trajectographes (*Target Tracker*)** : Placés derrière chaque mur de briques, ils permettent le déclenchement de l'électronique et sont utilisés pour déterminer la brique où a eu lieu l'interaction neutrino. Sur la figure 2.12, on donne une simulation d'un événement tau qui se désintègre en muon, sur laquelle on peut voir plusieurs murs de briques alternés avec les scintillateurs.

Pour une plus grande fiabilité, les trajectographes vont recouvrir une surface d'environ  $3000 \text{m}^2$  pour chaque direction X et Y. La technologie choisie est la configuration en murs de scintillateurs plastiques [42]. Les plans sont constitués de barreaux de  $2.6 \text{cm}$  de largeur et de  $6.7 \text{m}$  de long pour une épaisseur de  $1 \text{cm}$ . Les barreaux sont regroupés en modules de 64. Un plan de trajectographe contient un réseau de 256 barreaux (4 modules) de scintillateurs dans lesquels sont introduites des fibres reliées à des têtes de

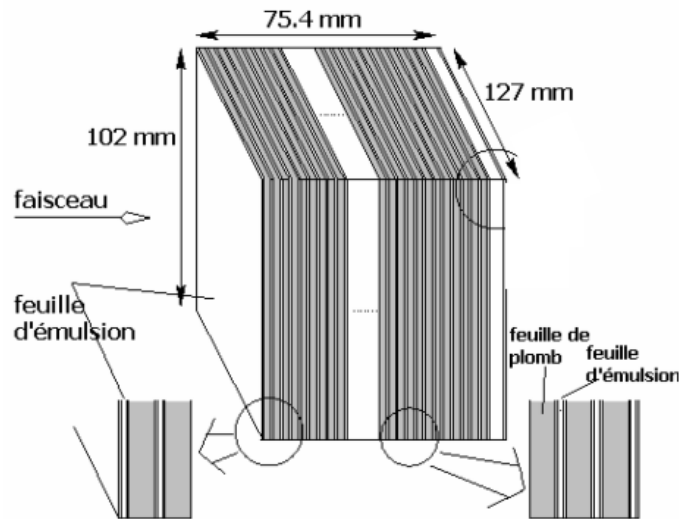


FIG. 2.11 – Structure schématique d'une brique ECC du détecteur OPERA.

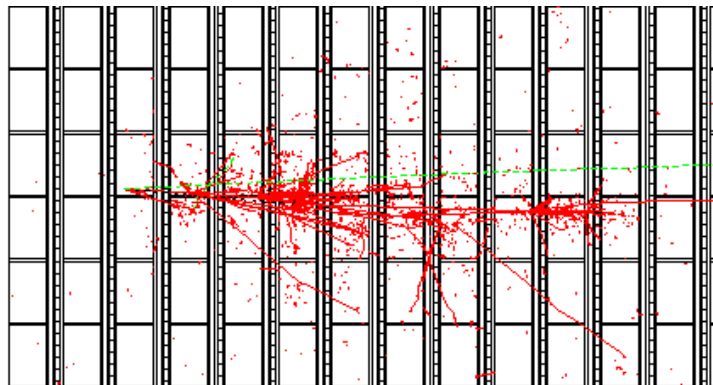


FIG. 2.12 – Simulation d'un événement  $\tau \rightarrow \mu$  dans la cible. La vue est transverse et le faisceau vient de la gauche. Le premier vertex s'est produit dans le troisième mur de briques. On voit la trace du muon (la plus longue, en vert) s'échappant vers la droite de la figure.

lecture sur les deux extrémités. On place 2 plans perpendiculaires en aval de chaque mur cible. La figure 2.13 montre un schéma des plans d'un trajectographe.

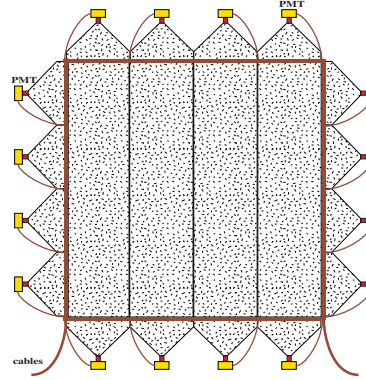


FIG. 2.13 – Schéma des plans du trajectographe.

Quand une particule chargée pénètre dans le  $TT$ , elle ionise le milieu et les photons sont transmis le long des fibres vers le Tube de PhotoMultiplieurs (PMT). Ces fibres sont à décalage d'indice (Wave Length Shifting) pour que la lumière réémise soit dans la longueur d'onde du vert, à laquelle les PMT sont plus sensibles. Chaque barreau est recouvert d'une fine couche de  $TiO_2$  de  $0.1\text{ mm}$  pour assurer un guidage sans trop de fuites par réflexion totale.

**Les manipulateurs de briques.** Le système de manipulation de briques (BMS) va tout d'abord permettre lors du remplissage des murs de briques, de les positionner avec une précision de  $1\text{ mm}$ . Ensuite, tout au long de l'expérience, il servira à récupérer les briques candidates pour les interactions neutrinos. Pour ce faire, le robot retire toutes les briques de la demi-rangée correspondante (chaque mur est constitué de 2 demi-murs et donc il y aura en tout deux robots) jusqu'à la brique concernée et les agence sur un carrousel (cf. figures 2.14 et 2.15). Les autres briques sont ensuite replacées, de façon à ce qu'il ne reste pas de place vacante, en remplaçant la brique prélevée par une brique située à la périphérie du détecteur. Les briques ne seront donc pas remplacées. Une base de données associée au BMS permettra de garder les informations sur l'historique de chaque brique du détecteur.

### 2.3.2 Spectromètre à muon et trajectographes de précision

L'objectif de ce trajectographe est de remonter à l'impulsion des muons issus de la désintégration d'un tau et surtout de connaître précisément la trajectoire des muons. La reconnaissance de la charge des muons est aussi très importante puisqu'elle permet de s'affranchir d'une partie du bruit de fond charmé (cf. section 2.4.1). Le spectromètre à muons est constitué d'un aimant dipolaire, fait de deux murs de fer séparés par des trajectographes haute résolution.

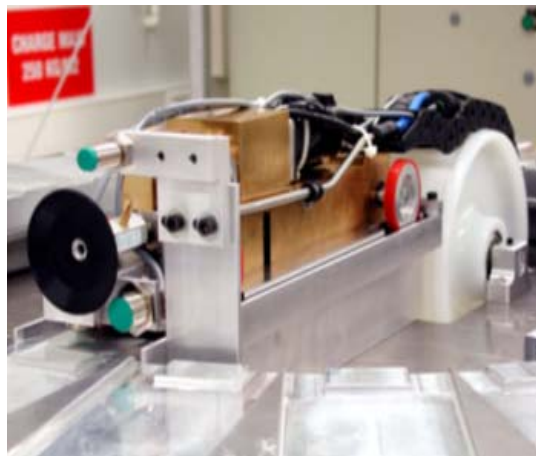
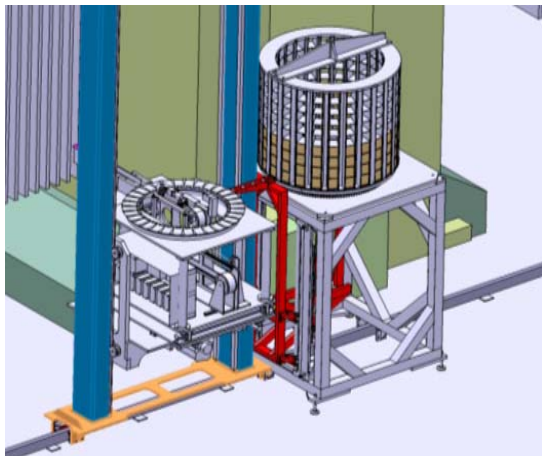


FIG. 2.14 – *Détail du détecteur OPERA : le manipulateur de brique se déplace verticalement et horizontalement pour récupérer les briques sur sa plateforme à l'aide d'un véhicule ventouse.* FIG. 2.15 – *Vue du robot du BMS avec sa ventouse.*

- Chaque mur est composé de 12 plans de fer de  $5\text{ cm}$  d'épaisseur, alternés avec des plans de RPC (Resistive Plate Chamber). On fait circuler un courant de  $1200\text{ A}$  dans des bobines situées aux deux extrémités des feuilles pour magnétiser le fer et on obtient ainsi un champ magnétique de  $1.6\text{ T}$ , les lignes de champ étant opposées dans les deux murs.
- Pour plus de précision, des stations de tubes à dérive ainsi que des plans de RPC inclinés à  $\pm 45^\circ$  (XPC) sont disposés en amont et en aval du spectromètre (cf. figure 2.18). On a également ajouté des tubes à dérive entre les deux bras de l'aimant (espacés de  $1\text{ m}$ ).

La résolution sur l'impulsion des muons pour une valeur moyenne de  $6.5\text{ GeV}/c$  devrait être  $\Delta p/p = 20 - 25\%$  et l'identification des muons se fera avec une efficacité supérieure à  $95\%$

La figure 2.16 montre l'aimant dipolaire et la figure 2.17 met en évidence un plan de tubes à dérive.

## 2.4 Performances

### 2.4.1 Signal et bruit de fond

On attend environ  $4500$  interactions  $\nu_\mu CC$  par an ce qui va représenter une trentaine de briques à scanner par jour. Dans le tableau 2.4, on résume le nombre d'événements  $\nu_\tau CC$  attendus en 5 ans de prise de données et le bruit de fond correspondant.

Les principales contributions ce bruit de fond sont [45] :

- **Les Particules Charmées** : Dans  $3.3\%$  des interactions  $\nu_\mu CC$ , une particule charmée est produite, dont le canal de désintégration et le temps de vie sont très

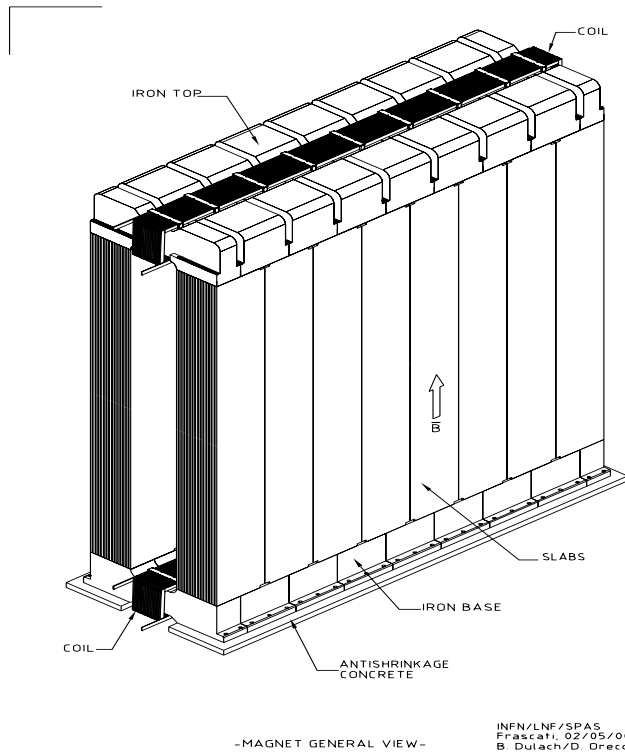


FIG. 2.16 – Vue schématique de l'aimant dipolaire.

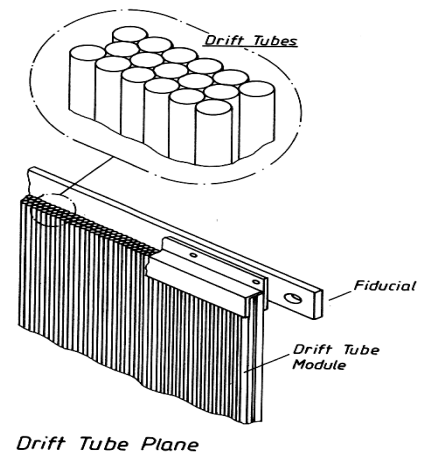


FIG. 2.17 – Détail d'un plan de tubes à dérive. On peut distinguer les trois couches de tube, décalées les unes par rapport aux autres.

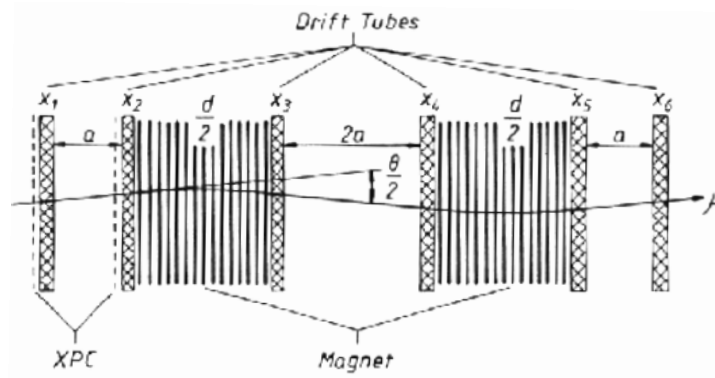


FIG. 2.18 – Tubes à dérive (drift tube) autour des deux parties de l'aimant (magnet)

$\Delta m^2$	$1.9.10^{-3}.eV^2$	$2.4.10^{-3}.eV^2$	$3.0.10^{-3}.eV^2$	bruit de fond
signal	6.6	10.5	16.4	0.7
améliorations*	8	12.8	19.9	1.0

TAB. 2.4 – Signal attendu pour l'oscillation  $\nu_\tau \leftrightarrow \nu_\mu$ , en fonction du paramètre  $\Delta m^2$  pour un angle de mélange maximal. \* améliorations possibles incluant l'efficacité de trouver les briques [43] et le canal supplémentaire  $\tau$  en 3 hadrons [44].

proches du  $\tau$ . Nous y reviendrons dans le chapitre 6.

- **Diffusion des muons à grand angle** : Lors des interaction  $\nu_\mu CC$ , la diffusion à grand angle dans le plomb d'un muon contribue au bruit de fond dans le canal  $\tau \rightarrow \mu$ . L'expérience CHORUS [38] a permis de fixer une limite supérieure sur le nombre d'événements de bruit de fond à  $10^{-5}$  des  $\nu_\mu CC$  attendus.
- **Réinteractions hadroniques** : Dans le cas où un muon est identifié par erreur et connecté à une trace hadronique dans les émulsions, cela peut simuler une désintégration  $\tau \rightarrow \mu$ . Si, en revanche, un muon provenant d'une interaction  $\nu_\mu CC$  n'est pas reconnu, cela contribue au bruit de fond dans le canal  $\tau \rightarrow h$ .

Une diminution des bruits de fond charmé et hadronique pourrait être réalisée en identifiant les pions et muons de basse énergie à l'arrêt dans les briques d'émulsions. Une première étude de cette méthode sera décrite dans le chapitre 6.

bruit de fond :	$\tau \rightarrow e$	$\tau \rightarrow \mu$	$\tau \rightarrow h$	total
charmé	0.210	0.010	0.162	0.382
diffusion de muons à grand angle		0.116		0.116
hadronique		0.093	0.116	0.209
total	0.210	0.219	0.278	0.707

TAB. 2.5 – Résumé des différents de bruit de fond dans les 3 canaux de désintégration du tau pour  $4.5.10^{-19}$  pot/an et pour 5 ans

## 2.4.2 Sensibilité aux oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

Compte tenu du signal et du bruit de fond attendus, on a calculé la sensibilité de l'expérience aux oscillations de neutrinos  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  dans le cadre de statistique de Feldman et Cousins [46]. Cette sensibilité, présentée sur la figure 2.19, tient compte de la perte de masse du détecteur. En 5 ans de prise de données, OPERA pourra tester toute la région admise par Super-Kamiokande.

On peut également estimer la sensibilité de l'expérience en présentant la probabilité  $P_{4\sigma}$  de trouver un nombre de candidats  $\nu_\tau$  supérieur à une fluctuation du bruit de fond à  $4\sigma$ . Elle est présentée sur la figure 2.20 pour différentes améliorations du bruit de fond. Pour  $\Delta_m^2 = 2.5 \cdot 10^{-3} eV^2$ , la probabilité de découverte à  $4\sigma$  se situe autour de 95%.

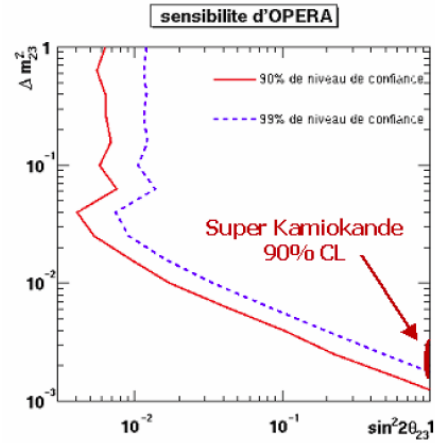


FIG. 2.19 – Sensibilité d'OPERA dans le canal  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  [40]

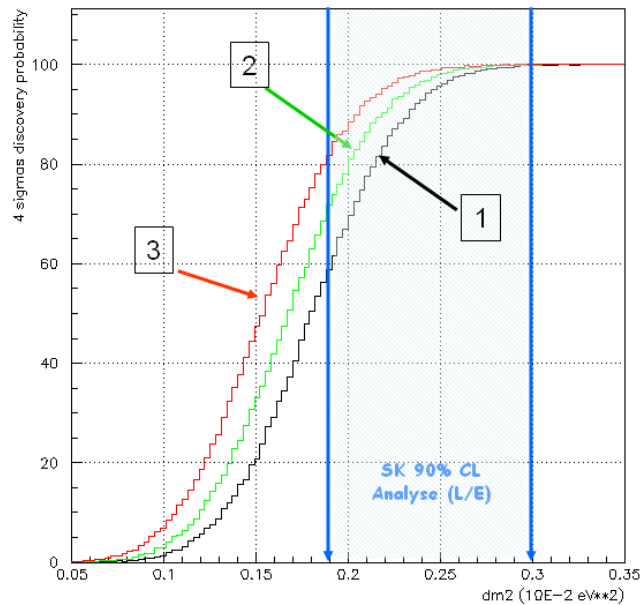


FIG. 2.20 – Potentiel de découverte en fonction du bruit de fond : **courbe 1, en noir** pour les valeurs nominales du bruit de fond d'OPERA. **courbe 2, en vert** pour la réduction attendue du bruit de fond (30%). **courbe 3, en rouge** pour une réduction du bruit de fond de 50%. La zone hachurée en bleu correspond aux valeurs autorisées par Super-Kamiokande à 90% de niveau de confiance pour l'analyse L/E. (cf. section 1.2.3.1)

### 2.4.3 Sensibilité à $\theta_{13}$

La recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  permet d'accéder à l'angle  $\theta_{13}$ . Cette analyse sera possible dans le projet CNGS [47]. Le bruit de fond est beaucoup plus élevé que dans l'analyse  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . Il est constitué par les  $\nu_e$  initialement présents dans le faisceau, les  $\gamma$  provenant de la désintégration de  $\pi^0$  (dans les interactions  $\nu_\mu NC$ ) et la désintégration  $\tau \rightarrow e$ . Les sensibilités prévues pour OPERA, ICARUS et la combinaison des deux expériences sont présentées sur la figure 2.21.

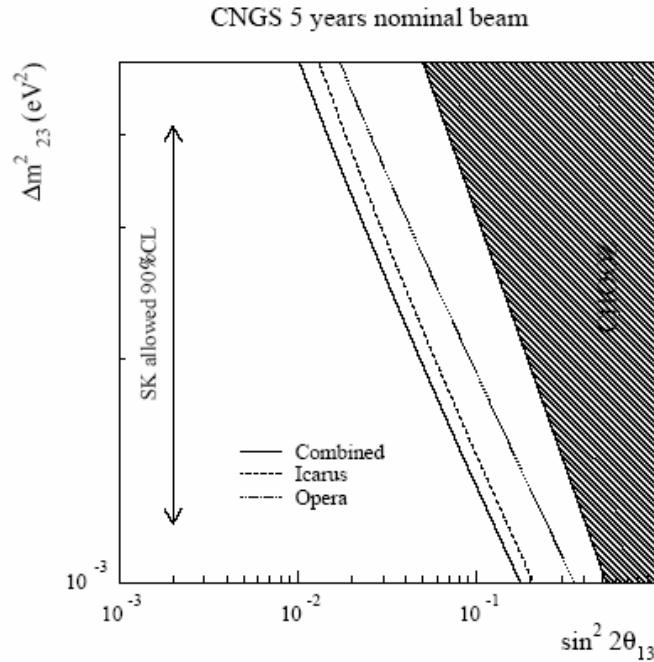


FIG. 2.21 – Sensibilité à  $\theta_{13}$  à 90% de niveau de confiance, dans le modèle d'un mélange à trois saveurs (avec  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ ) [47]

## 2.5 Avancement

Les deux aimants sont désormais entièrement installés dans le laboratoire souterrain du Gran-Sasso et les murs de cible sont installés au rythme de deux demi-murs par semaine. Les photo 2.22 et 2.23 montrent quelques étapes d'installation du détecteur. Dans le chapitre suivant, nous allons expliquer comment sont repérés les  $\nu_\tau$  dans les briques. Pour cela nous allons suivre les émulsions OPERA, de leur fabrication à leur analyse.





FIG. 2.22 – En octobre 2004, le premier aimant est entièrement installé et les premiers plans de Target Tracker sont mis en place et testés.



FIG. 2.23 – En mars 2005, le deuxième aimant est complètement installé.



## Chapitre 3

# Emulsions OPERA : de la fabrication à l'analyse

*"Gentlemen, we have been invaded... the accelerators are here."*

C.F. Powell, clôture du congrès sur le rayonnement cosmique de Bagnères, juillet 1953

Dans ce chapitre, nous nous proposons de décrire les émulsions utilisées dans le détecteur OPERA. Pour cela, nous allons décrire toutes les étapes de la "vie" de ces films photographiques, depuis leur conception jusqu'à leur développement. Tout d'abord, nous décrirons l'utilisation historique des émulsions en physique nucléaire et physique des particules. Ensuite, nous préciserons les caractéristiques propres des émulsions OPERA. Puis, nous suivrons le repérage d'un événement neutrino grâce aux détecteurs électroniques jusqu'à la brique concernée. Enfin, nous décrirons le développement des films.

### 3.1 Une brève histoire des émulsions

Dans ce paragraphe, nous allons traiter de l'historique des feuilles d'émulsion et de leurs caractéristiques générales. Les qualités particulières des feuilles actuellement utilisées, et précisément celles d'OPERA seront décrites dans la partie 3.2.

#### 3.1.1 Pourquoi les émulsions ? (historique)

L'utilisation des plaques photographiques remonte en fait aux débuts de la physique nucléaire, quand Henri Becquerel découvrit en 1896 la radioactivité de l'uranium. Les émulsions ont cette particularité d'enregistrer le passage des particules chargées et de rendre une image à 3 dimensions avec une précision micrométrique. Elles présentent aussi l'avantage d'être très compactes et d'une grande sensibilité. Lors des expériences dirigées par Powell, on exposa en haute atmosphère des émulsions aux rayons cosmiques, ce qui permit de détecter les mésons  $\pi$  prédits par la théorie de Yukawa. Les plaques photographiques permirent de les distinguer des  $\mu$  (cf. figure 3.1), observés plus tôt dans

les chambres à brouillard de Wilson. A ce titre<sup>1</sup>, Powell reçut le Prix Nobel en 1950 [48]. Comme le précise W. H. Barkas [49], les traces des particules dans les émulsions constituent leur signature (charge, masse, vitesse et interactions). Elles sont donc très bien adaptées à la découvertes de nouvelles particules, ce qui fut d'ailleurs le cas pour le  $\pi^+$ , le  $\pi^-$ , le  $K^+$ , le  $K^-$ , le  $\Sigma^+$  et le  $\bar{\Lambda}$ .



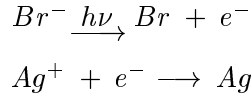
FIG. 3.1 – Désintégrations successives  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  [50]

### 3.1.2 Fonctionnement des émulsions

Les émulsions sont composées pour moitié de cristaux d'halogénure d'argent et pour l'autre de gélatine. Le principe de formation d'une image sur une émulsion est le même que celui utilisé en photographie, la principale différence étant l'épaisseur de couches utilisées<sup>2</sup> et le rapport argent/gélatine. Les cristaux de AgBr sont des composés photosensibles sous les réactions

<sup>1</sup>Prix Nobel de Physique pour son développement de la méthode photographique permettant d'étudier des processus nucléaires et ses découvertes concernant les mésons en utilisant cette méthode. [48]

<sup>2</sup>jusqu'à plusieurs centaines de microns contre seulement quelques microns pour les films commerciaux



Le processus est le suivant : quand des photons sont absorbés par l'émulsion, les électrons du cristal sont susceptibles de passer de leur bande de conduction à leur bande de valence. Ces électrons peuvent alors se déplacer librement jusqu'à ce qu'ils soient capturés dans un puits de potentiel, dû par exemple à des défauts dans le cristal ou des impuretés, dans des sites dits *sensibles*. Ces électrons vont attirer quelques ions argent interstitiels et, ainsi, des grains d'argent vont s'agréger pour former l'*image latente*. Quand une particule chargée arrive sur la cible, ce processus est déclenché par les photons provenant de l'ionisation de la particule. Mais les puits de potentiels sont peu profonds ce qui fait qu'avec le temps, on observe un processus de *fading* : l'image latente du passage de la particule chargée disparaît. C'est pourquoi, il ne faut pas trop tarder à développer les émulsions, le *fading* augmentant avec l'humidité et la température [51].

Le développement est l'étape qui permet de révéler l'image latente. Sous l'action d'un agent réducteur, les sites sensibles catalysent une agglomération sélective d'atomes d'argent. En réalité, ces sites sensibles sont seulement développés plus vite que les autres, si bien que l'on ne peut s'affranchir de la présence de grains aléatoirement distribués. C'est le brouillard (ou *fog*). Ces grains sont similaires à ceux des traces. Suit ensuite une étape de fixation et de nettoyage pour enlever les cristaux non développés pendant laquelle la gélatine devient transparente. Ensuite, on enduit les émulsions de glycérine. Les feuilles sont alors rendues rigides et prêtes pour le scan : on va reconnaître avec un microscope le chemin suivi par les particules chargées en observant les grains d'argent.

### 3.1.3 Quelques définitions

Nous allons commencer par expliciter quelques notions fondamentales pour la compréhension des techniques de émulsions photographiques.

**Densité de grains :** On appelle densité de grains le nombre de grains par trace pour un parcours de  $100 \mu m$ . Comme nous le voyons sur la figure 3.2, ce nombre est constant dans le régime ultrarelativiste. Pour les particules de plus basse énergie, cette densité est proportionnelle à l'ionisation des particules. Cette propriété importante sera utilisée dans la séparation pion/muon (chapitre 6)

**Brouillard (*fog*) :** Nous l'avons vu, le processus de développement est différentiel : on réduit plus rapidement les grains qui contiennent l'image latente que les grains non affectés. Ainsi, la densité de brouillard est intrinsèquement liée à la sensibilité de l'émulsion (cf figure 3.3 qui donne l'évolution de la sensibilité (densité de grain) et du brouillard en fonction du temps de développement) et on ne peut l'éliminer complètement. La plupart des grains vus lors de l'analyse n'auront donc pas de signification physique. Ces grains de brouillard et les grains des traces sont indiscernables : ils ont la même taille

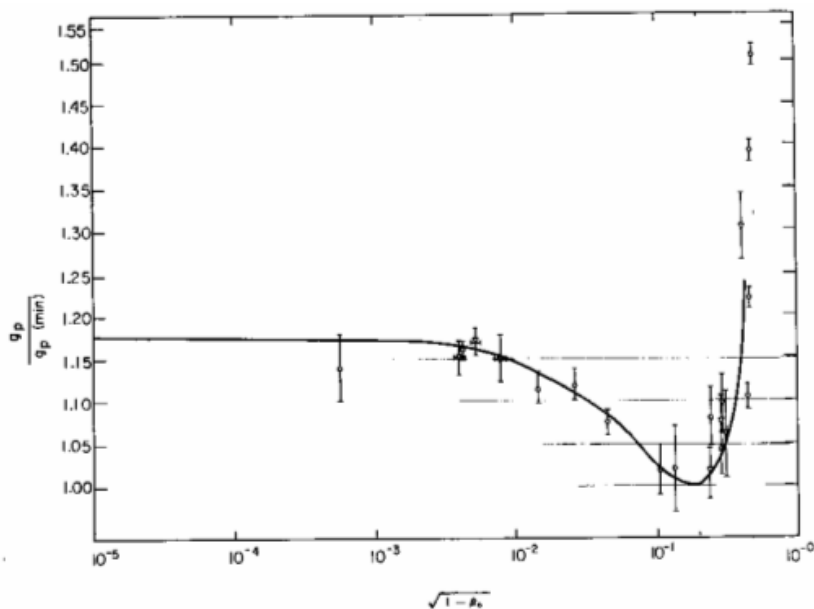


FIG. 9.9.1. The ratio of the primary grain density to that at the minimum of ionization derived from K.5 emulsion measurements of Patrick and Barkas (IDLRL).

FIG. 3.2 – Rapport (Densité de grain/Densité d'un MIP) en fonction de  $\sqrt{1-\beta}$ . [50]

et la même "noirceur". Dans les émulsions FUJI développées pour OPERA, la densité de brouillard devrait rester inférieure à 5 grains/1000  $\mu\text{m}^3$ .

**Distorsion :** Les émulsions sont sujettes à des altérations mécaniques. Elle peuvent avoir diverses sources : gradients de température (pendant le traitement), dilution des émulsions (injection de gélatine pendant le développement) etc... La position des traces sur la base plastique n'est pas affectée et c'est en général ces coordonnées qu'on utilise comme référence. Dans OPERA, les émulsions utilisées sont fabriquées industriellement et les distorsions sont négligeables.

**Rétrécissement (*shrinkage*) :** La grande majorité des cristaux d'argent ne contribue à la formation de l'image latente et est enlevée pendant le développement. Il en résulte une diminution de l'épaisseur des feuilles. On appelle *facteur de rétrécissement* le rapport entre la taille des émulsions après et avant développement. Si les conditions de stockage des émulsions ne sont pas correctes (faible taux d'humidité), l'épaisseur peut changer pour rétablir l'équilibre avec l'eau présente dans l'émulsion<sup>3</sup>.

**Fading :** Si les émulsions ne sont pas développées, les microcristaux disparaissent et les traces s'effacent progressivement. Ce processus est accéléré par l'augmentation

<sup>3</sup>nous l'avons observé en temps réel lors de la réparation de notre système de climatisation !

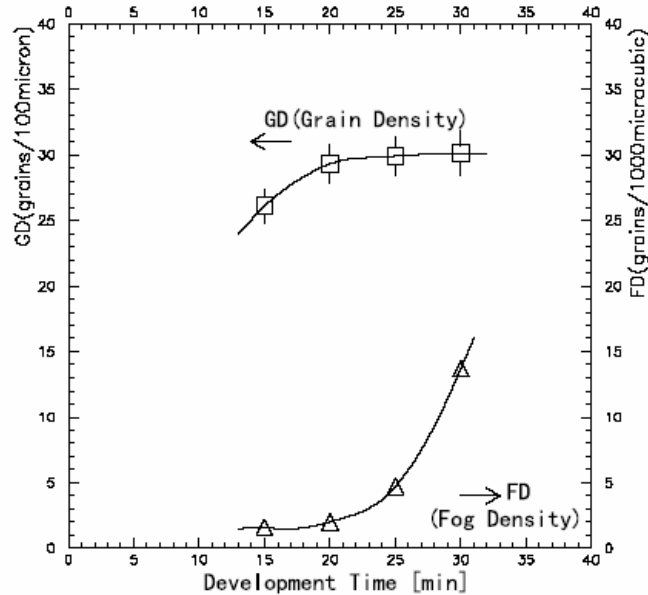


FIG. 3.3 – Effet comparé de temps de développement des émulsions sur la densité de grain (GD) et la densité de brouillard (FD) [37]

de la température et de l'humidité (cf. figure 3.4). En plaçant les émulsions dans des conditions extrêmes, on peut donc pratiquement effacer "leur historique". Ceci va être utilisé avec profit pour rafraîchir les émulsions avant exposition. Nous y reviendrons dans la section 3.2.3.

### 3.1.4 Les émulsions comme détecteurs de particules, historique

Après la découverte du pion, les émulsions ont été utilisées pendant environ une dizaine d'années. Grâce à elles, on a pu mesurer la masse de nombreuses particules après leur découverte. On pouvait observer la densité des traces, l'amplitude et la direction de la vitesse. Avec un champ magnétique extérieur, on pouvait mesurer l'impulsion des particules en courbant leur trajectoire, ceci à cause de grandes précisions angulaires et spatiales. On a pu également mesurer les temps de vie de nombreuses particules.

Les limites de cette technique à l'époque [49], c'était tout d'abord la connaissance des émulsions elles-mêmes qui n'était pas assez précise pour des mesures quantitatives. La finesse du volume scanné n'était souvent pas à la portée des meilleurs objectifs des microscopes utilisés (distance frontale, profondeur de champ). Les techniques de développement n'étaient pas assez sophistiquées pour contrôler le niveau du brouillard dans les émulsions. De même, la distorsion était un problème important qui affectait le parcours et l'angle des traces. Si on ajoute à cela le fait que l'acquisition (manuelle!) était fastidieuse et délicate, on comprend pourquoi la technique fut progressivement abandonnée.

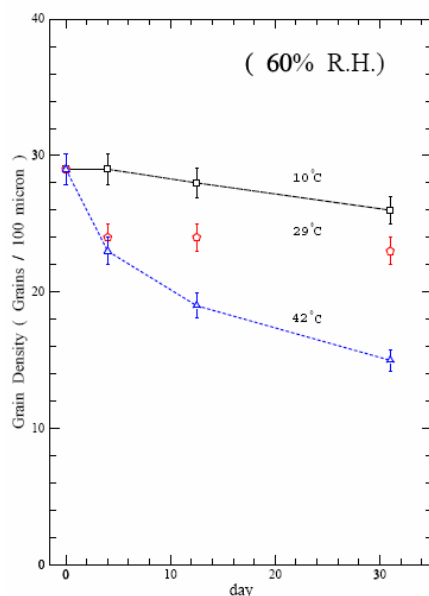


FIG. 3.4 – Effet du fading sur la densité de grains dans les émulsions. Les courbes représentent différentes températures pour une humidité ambiante de 60 %

### 3.1.5 Amélioration des techniques

Les émulsions ont été réintroduites dans les expériences de physique de particules depuis 1976, mais ont vraiment été reconsidérées lorsqu'on a pu traiter les acquisitions de façon totalement automatique. On a orienté les émulsions perpendiculairement aux faisceaux (et non plus longitudinalement). Un des laboratoires pionniers dans le domaine fut celui de Nagoya au Japon [52].

Les émulsions sont maintenant utilisées dans des expériences hybrides : on les fait suivre de détecteurs électroniques (comme pour OPERA) pour déterminer l'impulsion et la nature de la particule. Les surfaces à scanner sont donc réduites. On appelle *Emulsion Cloud Chamber* la structure modulaire, constituée par une alternance de matériau passif (plomb, acier) et de feuilles d'émulsions. En les assemblant en grande quantité, on obtient un détecteur optimisé pour l'étude de l'apparition du  $\nu_\tau$ . Cette technique a été validée par l'expérience DONUT [39] au Fermilab qui a permis, en 2000, de détecter pour la première fois le  $\nu_\tau$ . Les 4 événements (pour une bruit de fond  $0.64 \pm 0.05$ ) sont présentés sur la figure 3.5.

## 3.2 Les émulsions OPERA

Nous allons maintenant décrire les caractéristiques et l'état des émulsions OPERA juste avant l'exposition au faisceau de neutrinos CNGS.



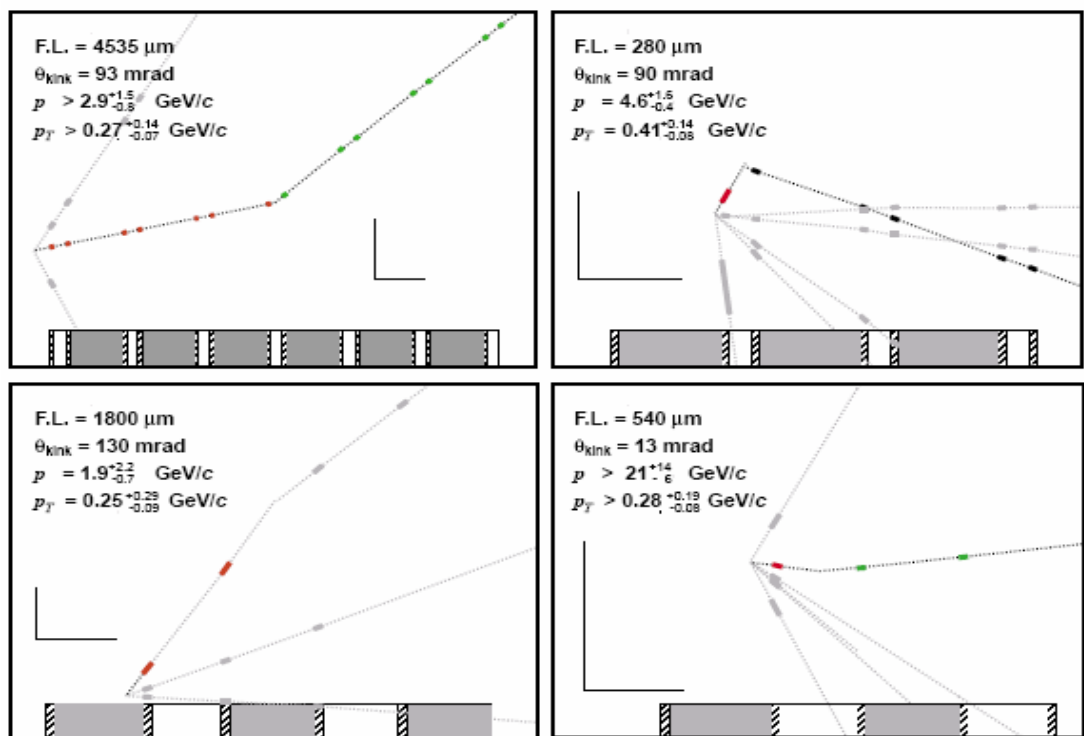


FIG. 3.5 – Les 4 événements  $\nu_\tau$  CC observés par DONUT [39]. En haut à gauche :  $\tau \rightarrow e + \nu_\tau + \nu_e$ , en haut à droite :  $\tau \rightarrow h + \nu_\tau + X$ , en bas à gauche :  $\tau \rightarrow h + \nu_\tau + X$ , en bas à droite :  $\tau \rightarrow e + \nu_\tau + \nu_e$ . Les zones hachurées représentent les émulsions, les zones grises l'acier et les zones blanches le plastique.

### 3.2.1 Caractéristiques des émulsions OPERA

La technologie utilisée pour la fabrication des films d'émulsion OPERA est l'aboutissement d'une étroite collaboration entre l'entreprise FUJI et le laboratoire de physique de Nagoya au Japon. La fabrication des émulsions à la main est très bien connue, mais elle présente eux inconvénients majeurs : dans OPERA, l'énorme quantité mise en jeu ne pouvait pas se fabriquer aussi lentement, de plus elle donne des résolutions moins bonnes qu'avec les émulsions commerciales. En effet, le rétrécissement devrait représenter une perte de quelques microns d'épaisseur pour OPERA, alors que pour les émulsions CHORUS ou DONUT, où les épaisseurs des couches étaient de  $100 \mu m$  avant développement, on a observé des variations d'épaisseur jusqu'à un facteur 2.

Dans OPERA, les couches devraient mesurer entre  $44 \mu m$  et  $45 \mu m$  d'épaisseur chacune et sont séparées par une base plastique de  $200 \mu m$ . La construction de chacune des couches est symétrique par rapport à la base centrale. Pour des raisons mécaniques toute l'épaisseur d'une couche n'est pas active car on a dû insérer des couches insensibles. On peut ainsi distinguer les différentes parties suivantes dans cet ordre :

- **Couche "top" =  $44 \mu m$** 
  1.  $1 \mu m$  de gélatine "insensible"
  2.  $21 \mu m$  de gélatine "sensible"
  3.  $1 \mu m$  de gélatine "insensible"
  4.  $21 \mu m$  de gélatine "sensible"
- **Base plastique =  $200 \mu m$**
- **Couche "bottom" =  $44 \mu m$** 
  1.  $21 \mu m$  de gélatine "sensible"
  2.  $1 \mu m$  de gélatine "insensible"
  3.  $21 \mu m$  de gélatine "sensible"
  4.  $1 \mu m$  de gélatine "insensible"

La finesse des ces émulsions les rend tout d'abord plus stables au niveau mécanique, la distorsion des traces étant quasiment négligeable, contrairement à celle de CHORUS. De plus, et nous le reverrons dans la chapitre suivant, il est possible de lire les deux couches sans avoir à les retourner. En effet, la distance maximale<sup>4</sup> *microscope-émulsion* limite l'investigation de couches trop épaisses<sup>5</sup>.

### 3.2.2 Les briques OPERA

La taille des briques a été optimisée, en tenant compte de facteurs **physiques**, de **la perte de masse du détecteur** et du **coût de production**.

---

<sup>4</sup>appelée distance de travail

<sup>5</sup>cette distance ne pouvant être trop augmentée sans détériorer la résolution optique

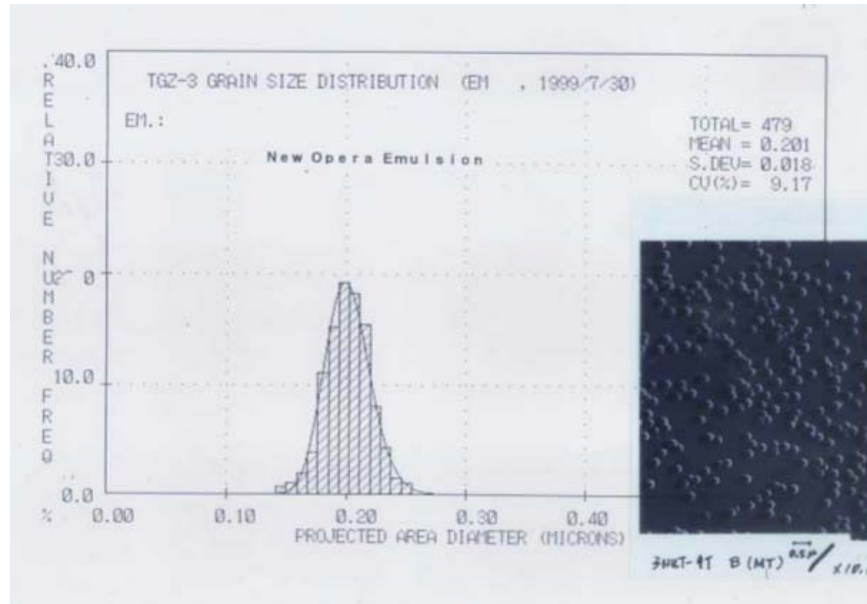


FIG. 3.6 – Distribution du diamètre des cristaux d'argent d'une émulsion Fuji avant développement. A droite, les cristaux.

**Les facteurs physiques :** Les briques doivent être assez larges et longues pour permettre d'identifier les particules :

- dans l'étude du canal  $\tau \rightarrow e$ , la profondeur de  $10 X_0$  permet de contenir le développement de la gerbe électromagnétique ( $5 X_0$  étant suffisants pour identifier les  $e^-$ ). La résolution sur l'énergie  $\Delta E/E$  obtenue sur des électrons de faible énergie ( $< 1 GeV$ ) devrait être de 30%, et de 20% pour les énergies plus élevées [37].
- pour mesurer l'énergie des photons : La plupart des  $\gamma$  sont convertis en paires  $e^+ e^-$ . La longueur de conversion dans le plomb étant de  $7.2 mm$ , ils pourront être identifiés. Ceci sera indispensable pour réduire le bruit de fond dans l'étude du canal  $\tau \rightarrow h$  : tout d'abord, cela permettra de mesurer l'énergie manquante totale de l'événement (bruit de fond dû aux réinteractions hadroniques), ensuite cela rend possible l'étude du canal  $\tau \rightarrow \rho\nu$  ( $BR = 27\%$ ), par reconstruction de la masse du  $\rho$  ( $\rho \rightarrow \pi^-\pi^0, \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ).
- dans l'étude du canal  $\tau \rightarrow h$ , la reconstruction de l'impulsion des hadrons nécessite au moins  $5 X_0$ , la résolution  $\Delta p/p$  étant alors estimée à 20%.

**Perte de masse du détecteur :** Les briques ne seront pas remplacées. Le calcul de leur dimension résulte d'un compromis entre une taille assez grande pour que l'efficacité de trouver la bonne brique soit raisonnable<sup>6</sup> et une taille assez petite pour que le retrait

<sup>6</sup>toute erreur entraînant une perte de masse supplémentaire du détecteur

de cette brique minimise la perte de masse du détecteur. En tout, 15 % de la cible aura été prélevée à l'issue des 5 ans de l'expérience.

**Coût de production :** Les émulsions sont assez petites pour qu'une bonne homogénéité et planéité soient obtenues sans surcoût excessif.

### 3.2.3 Rafrâichissement (*refreshing*)

Les émulsions provenant de Nagoya ont été rafraîchies dans la mine de TONO au Japon. Cette étape permet de réduire le nombre de traces qui ont pu impressionner les émulsions depuis leur fabrication. Le rafraîchissement utilise la propriété de *fading* des émulsions et accélère ce processus "naturel" en les plaçant dans des conditions extrêmes d'humidité et de température.

Des tests effectués dans cette mine [53] ont permis d'estimer les performances de cette technique (illustrés sur la figure 3.7). Les émulsions prises comme référence, exposées à des particules de haute énergie, avaient pour sensibilité initiale (**photo A**) 36 *grains*/100  $\mu\text{m}$  juste après leur fabrication. Une partie de émulsions ainsi exposées ont été rafraîchies pendant 3 jours à 30° et 98% d'humidité (**photo B**). Les traces ont quasiment disparu puisque leur densité de grains était alors inférieure à 8 *grains*/100  $\mu\text{m}$ . Enfin, pour tester la sensibilité des films rafraîchis, on a exposé à ce même faisceau des émulsions initialement rafraîchies (**photo C**), dans les conditions déjà décrites. Aucun effet de "vieillessement" n'a été observé et la sensibilité était de 35 *grains*/100  $\mu\text{m}$ .



FIG. 3.7 – Tests réalisés dans la Mine de TONO (cf. texte)

### 3.2.4 Emballage des briques

Le maintien des feuilles de plomb<sup>7</sup> et d'émulsion est mécanique. Lors de la fabrication des briques, on les entoure d'un ruban adhésif très résistant en Aluminium [54]. On peut avoir un aperçu de ces briques sur la photo 3.8. Il est indispensable pour le bon alignement des feuilles, lors de l'analyse, que cet emballage soit très stable. Derrière chaque brique, on place une feuille amovible (*Changeable Sheet*) dont la fonction est expliquée plus loin. Cette feuille, devant pouvoir être développée séparément de la brique, sera fixée sur la brique. Des tests sont en cours pour valider cet emballage par

<sup>7</sup>pour de raisons de rigidité mécanique, les feuilles seront constituées de plomb avec 2.5% d'antimoine

la mesure de la résolution de l'alignement entre les traces de cette feuille et celles de la brique.



FIG. 3.8 – *Emballage mécanique des briques OPERA, à l'aide de matériaux adhésifs de grande résistance.*

### 3.2.5 Remplissage des murs

Les émulsions sont, au moment de l'écriture de cette thèse, en train d'arriver par bateau au laboratoire souterrain du Gran Sasso (cf. photo 3.9). Les murs du premier supermodule devraient commencer à être remplis au début 2006. Le placement de briques sera effectué par les deux robots manipulateurs situés de part et d'autre du détecteur (cf. photo 2.14) à 1 mm près. Grâce à un système d'air conditionné, la température moyenne sera de 18°C et l'humidité ambiante de 50%. Ainsi, les traces seront effacées des émulsions par un processus d'auto-rafraîchissement en 2 mois environ.



FIG. 3.9 – *Arrivée des émulsions de Nagoya au le Gran Sasso ... (24 janvier 2005)*

### 3.3 Détection des événements $\nu_\tau$

Nous allons décrire ci-après comment les briques candidates sont repérées dans le détecteur et comment elles sont préparées pour l'analyse, c'est à dire le scan.

#### 3.3.1 Localisation du mur et de la brique

La localisation de la brique candidate pour une interaction neutrino se fait uniquement à partir des détecteurs électroniques. Pour la localisation du mur, un des principaux problèmes est la présence de particules rétrodiffusées qui déclenchent les scintillateurs. Pour la recherche de la brique, les événements sont notamment classés en fonction de l'identification ou non d'un muon. La référence [43] propose une optimisation du réseau de neurones pour trouver le "bon" mur et la "bonne" brique. Elle propose également la construction d'une carte de probabilité permettant d'extraire plusieurs briques, en augmentant l'efficacité de cette recherche, moyennant une petite augmentation de la charge de scan et de la perte de masse du détecteur. Les résultats correspondants sont donnés dans le tableau 3.1.

canal	$\epsilon_{mur}$	$\epsilon_{brique}$	
		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. 3.1 – Efficacité de localisation du mur et de la brique, dans le cas d'une simple extraction et d'une double extraction [43]

#### 3.3.2 Utilisation des feuilles amovibles

Une fois la brique sélectionnée, on détache la feuille amovible et on la développe, pendant que la brique est mise à part dans une salle blindée. Le scan des feuilles amovibles permet d'affirmer ou d'infirmer l'indication de la brique à scanner donnée par les détecteurs électroniques. Le taux de muons cosmiques dans le laboratoire souterrain est de  $1 \mu/m^2/h$ . Si l'on ajoute que la plupart seront verticaux, le nombre de muons transverses aux briques dont l'angle sera inférieur à  $45^\circ$  (angle définit par rapport à la direction perpendiculaire aux films d'émulsion) sera négligeable<sup>8</sup>. Dans les feuilles amovibles, le bruit de fond sera donc très faible et les traces scannées appartiendront au vertex.

Si les traces reconstruites dans cette feuille convergent vers un vertex dans la brique, cette dernière est développée. Dans le cas contraire, on place une nouvelle feuille amovible derrière la brique et l'ensemble est replacé dans le détecteur.

<sup>8</sup>inférieur à 20 muons par brique et par an, et de plus il faut tenir compte du *fading* des grains (2 mois environ pour effacer les traces)

A chaque fois qu'une brique est extraite, la cible d'OPERA se dépeuple depuis l'extérieur, l'historique de chaque brique étant mémorisé par l'intermédiaire d'une base de données dédiée.

### 3.3.3 Exposition aux cosmiques et développement de la brique

Pour réaliser un alignement de précision des feuilles dans la brique (cf. section 5.1.3.2), on les expose à des cosmiques de haute énergie juste avant le développement. Pour cela, elles sont 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. La densité de cosmiques obtenue devrait être de 1 à 2 traces (rectilignes) par  $mm^2$ .

Ensuite, la brique est démantelée, numérotée et sur chaque feuille sont imprimées des marques fiducielles (cf. section 5.1.3.2), pour faciliter son futur scan. Puis les feuilles sont développées et pour pallier le rétrécissement, de la glycérine est injectée dans les émulsions pour que l'épaisseur soit proche de celle qu'elles avaient avant le développement [37].

## 3.4 Logique de scan

Nous allons maintenant détailler la logique de scan qui est appliquée, tant pour la feuille amovible que pour la brique démantelée. Le scan est une procédure lente ( $20\text{ cm}^2/h$ , cf. chapitre suivant), et on ne peut pas se permettre de scanner toute la surface des feuilles. Les vertex sont d'abord cherchés par un scan général, puis on procède à un scan de précision autour des régions concernées pour reconstruire les événements.

### 3.4.1 Recherche du vertex

**Scan général :** La recherche du vertex commence par le **scan de la feuille amovible**. Toutes les traces pour lesquelles  $\tan\theta < 0.4$  sont enregistrées. La précision des détecteurs électroniques est bien meilleure si un muon a été identifié, c'est pourquoi on scanne :

- $5 \times 5\text{ cm}^2$  pour une interaction  $\nu_\mu$  CC
- $130\text{ cm}^2$  (toute la feuille) pour une interaction  $\nu_\mu$  NC

**Scan de suivi :** Après alignement de la feuille amovible avec la brique, toutes les **traces sont suivies vers l'arrière**, jusqu'à ce qu'elles s'arrêtent, c'est-à-dire qu'elles n'apparaissent plus dans deux feuilles consécutives. On peut alors soupçonner un vertex, dont on doit alors vérifier l'existence.

**Confirmation du vertex :** On opère alors un **scan de précision** autour de ce point d'arrêt, dans 4 films consécutifs et sur une surface de  $5 \times 5\text{ cm}^2$ . On classe alors les vertex en trois types :

1. ceux pour lesquels la particule parente est chargée comme dans la désintégration d'un  $\tau$ , d'une particule charmée chargée ou dans le cas de réinteractions secondaires.
2. ceux pour lesquels il n'y a pas de trace parente et dont les deux particules filles forment un angle faible. Il s'agit alors d'une création de paires  $e^+e^-$ .
3. les autres cas pour lesquels il n'y a pas de trace parente : il peut s'agir alors d'une interaction neutrino, d'une particule neutre charmée ou d'une réinteraction secondaire.

L'efficacité de trouver les vertex<sup>9</sup> devrait être supérieure à 90%, tous types confondus [37].

### 3.4.2 Validation du $\nu_\tau$ et enregistrement complet de l'événement

Pour reconnaître la topologie du neutrino tau, on scanne un volume plus grand et sur 10 films, on mesure les impulsions de toutes les particules par diffusion multiple [44]. Ainsi on peut opérer des coupures cinématiques en fonction du canal étudié. Comme nous le voyons sur la figure (cf. figure 3.10) les désintégrations du  $\tau$  sont classées en 2 catégories :

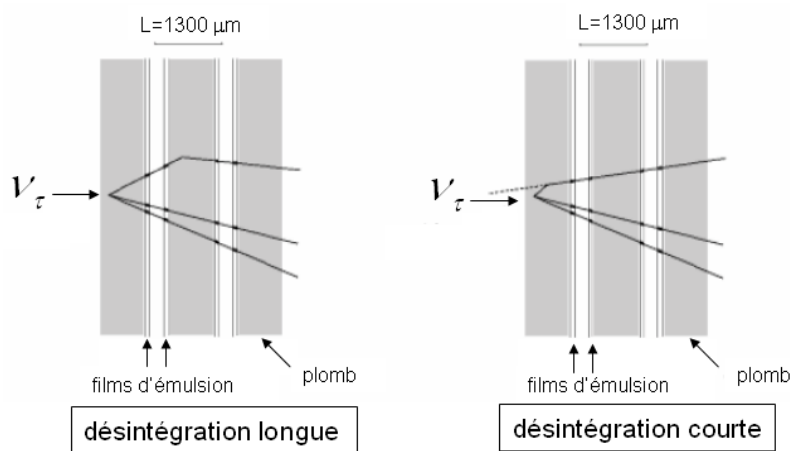


FIG. 3.10 – Interaction Courant Chargé d'un neutrino tau. Dans le cas des désintégrations longues (à gauche), l'angle du "coude" permet de reconnaître la topologie  $\nu_\tau$ . Dans le cas des désintégrations courtes du  $\tau^-$  (à droite), on ne peut que mesurer le paramètre d'impact. Les grains laissés dans les feuilles d'émulsions forment des segments appelés  $\mu$ traces.

1. Si elles sont *courtes*, seules les particules filles sont présentes dans les émulsions (dans 60 % des interactions  $\nu_\tau$  CC) . On mesure alors le paramètre d'impact  $IP$  et les topologies pour lesquelles  $IP \geq 5$  à  $20 \mu m$  (selon la position du vertex dans la feuille de plomb) sont retenues.

<sup>9</sup>encore à l'étude grâce au scan de briques OPERA exposées à des faisceaux tests.



2. Si elles sont *longues*, les grains laissés par le passage du tau et de ses produits de désintégration permettent la reconstruction du "coude" caractéristique. Les topologies pour lesquelles  $20 \text{ mrad} \leq \theta_{\text{coude}} \leq 500 \text{ mrad}$  sont retenues.

Pour analyser complètement un événement, on mesure à nouveau l'impulsion avec une résolution de 20 à 25%. On associe ensuite les traces reconstruites à celles données par les détecteurs électroniques. Finalement, à chaque fois qu'un électron ou un muon est attaché au vertex primaire, l'événement est rejeté, même si un coude typique est reconnu.

Les efficacités de détection du  $\tau$  sont réunies dans le tableau 3.4.2, en tenant compte du taux de branchement.

	Efficacité totale
$\tau \rightarrow e$	3.4 %
$\tau \rightarrow \mu$	2.8 %
$\tau \rightarrow h$	2.9 %
total	9.1 %

TAB. 3.2 – Efficacité de détection du tau dans les trois canaux principaux de désintégrations retenus par OPERA. Ces chiffres incluent les interactions Quasi-Elastiques et Profondément Inélastiques.

Pour la canal  $\tau \rightarrow h$ , seuls les événements profondément inélastiques sont étudiés, car pour les événements quasi-élastiques et résonants, l'énergie de la gerbe hadronique est trop faible pour que l'on puisse calculer le paramètre d'impact.

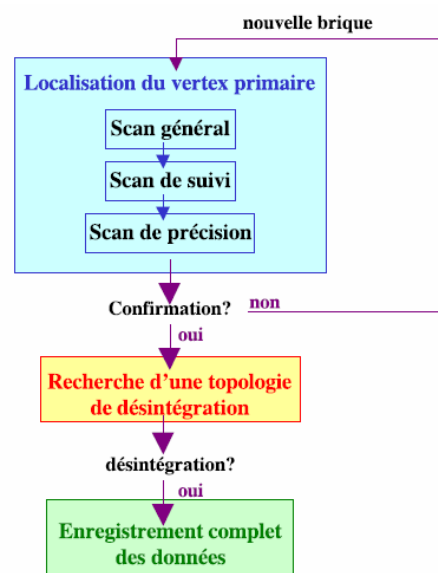
La stratégie de scan est résumée dans sur le diagramme 3.11.

### 3.5 Stockage des émulsions au laboratoire

En plus de la base de données permettant l'accès aux événements (microtraces ) analysés, les émulsions seront stockées dans les laboratoires et pourront donc être rescannées ultérieurement pour vérification. Afin de préserver leur rigidité et leur qualité optiques, elles doivent être stockées dans une humidité ambiante supérieure à 60% avec une température de l'ordre de  $23^\circ C$ .

Nous allons maintenant expliquer comment les systèmes de scan permettent de lire (ou *scanner*) les traces dans les émulsions, avec des vitesses suffisantes pour traiter les 30 événements neutrinos par jour<sup>10</sup>, tout en respectant les exigences de précision sur leur position.

<sup>10</sup>l'analyse complète d'un événement représente 1000  $m^2$  à scanner

FIG. 3.11 – *Diagramme d'analyse des briques*

## Chapitre 4

# Acquisition des données des émulsions

Les émulsions sont des trajectographes de haute précision qui vont être utilisés en masse lors de l'expérience OPERA. Le défi à relever pour l'analyse automatisée de ces émulsions est l'utilisation de techniques de pointe aussi bien en terme de rapidité qu'en terme de résolution. Ce chapitre décrit le système de scan européen mis au point et amélioré par l'ensemble de la collaboration européenne de scan OPERA, et plus précisément celui installé au laboratoire de Lyon pendant ma thèse.

### 4.1 Introduction

Au commencement du projet OPERA, ce sont les laboratoires issus de l'expérience CHORUS qui se sont naturellement proposés pour le scan des émulsions, au Japon et en Europe. Leurs systèmes de scan diffèrent par leur philosophie. Au Japon, les algorithmes de reconstruction en ligne sont codés sur des cartes électroniques (systèmes UTS et S-UTS<sup>1</sup>), alors que le système européen repose sur la puissance de calcul informatique. L'avantage de ce dernier consiste en l'utilisation de matériel commercial, sans cesse en évolution, ce qui permet des améliorations continues.

Pour l'expérience OPERA, la quantité de feuilles d'émulsion à scanner est bien plus importante que pour CHORUS. C'est pourquoi d'autres laboratoires sont venus agrandir l'équipe européenne. La collaboration française a pris la décision de fournir également des systèmes de scan opérationnels et compétitifs à Lyon, dont une partie serait réservée pour le scan "usuel" des feuilles OPERA et une autre pour la Recherche et le Développement. C'est ainsi qu'à mon arrivée en thèse en septembre 2002, j'ai pris part à l'installation et au développement du laboratoire français de scan de Lyon.

Actuellement le groupe de scan européen représente la moitié des ressources en scan. Il est constitué de physiciens venant de Bari, Berne, Bologne, Gran Sasso, Lyon, Naples, Neuchâtel, Rome et Salerne.

---

<sup>1</sup>Ultra Track Selector [55] et Super-Ultra Track Selector

Nous nous contenterons de détailler dans ce manuscrit le système européen. Tout d'abord parce que nous voulons ici justifier les choix qui ont été faits (au sein de ce groupe mais aussi du laboratoire lyonnais); de plus, nous pourrons revenir sur ses propriétés dans l'étude des performances des systèmes au chapitre suivant dans lequel les algorithmes de reconstruction seront présentés.

Après une description globale du déroulement d'un scan, nous présenterons chacun des composants des systèmes d'acquisition pour comprendre comment ils ont été choisis pour répondre aux exigences de l'expérience.

## 4.2 Exigences d'OPERA pour le scan

Le but du scan est d'enregistrer la position des grains impressionnés sur les feuilles d'émulsion lors de l'exposition, de les aligner et de reconstruire en-ligne des traces sur chacune des couches d'émulsions, les  $\mu$ traces.

Les exigences de l'expérience OPERA pour le scan sont les suivantes :

**Rapidité** Il va falloir scanner 30 à 40 briques par jour, ce qui représente en 5 ans d'expérience 30 000 à 40 000 briques. En ce qui concerne les feuilles amovibles (*Changeable Sheets*), il faudra scanner en moyenne 50  $cm^2$ . Elles devront être analysées rapidement pour pouvoir prendre la décision de développer une brique ou non. Nous aurons besoin d'une vitesse de l'ordre de 20  $cm^2/heure$ .

**Résolution** Les grains d'argent ont un diamètre moyen de 0.8  $\mu m$  (cf. figure 4.1), on demande des précisions mécanique et optique de l'ordre de 0.1  $\mu m$ .

Comme nous l'avons vu<sup>2</sup>, environ 11 événements  $\nu_\tau$  (avec un bruit de fond de 0.7) sont attendus durant l'expérience pendant les 5 ans de faisceau. Pour l'apparition du tau, on demande une efficacité de scan supérieure à 98% pour les microtraces (cf. figure 4.2).

**Analyse en 3 dimensions** Les feuilles d'émulsions sont disposées perpendiculairement au faisceau. On doit être capable de "voir" les émulsions en profondeur et de plus, de distinguer les grains le long de la trajectoire qui sont espacés d'environ 3  $\mu m$  pour un MIP (cf. figure 4.2).

Nous allons montrer comment les choix des composants des systèmes de lecture des émulsions permettent de répondre à ces exigences. Un système de scan se compose d'un **microscope motorisé (X,Y,Z)** surmonté d'une **caméra CCD ou CMOS**. S'ajoute une carte électronique d'acquisition interfacée avec un PC. Nous allons aborder le laboratoire de Lyon en évoquant l'existence de **deux générations de systèmes**. Elles correspondent à l'évolution de la puissance des cartes d'acquisition au cours de ces trois années. La différence entre ces deux générations ne va donc concerner que la partie 4.5. Actuellement au laboratoire, un système de première génération (vitesse de

---

<sup>2</sup>cf. chapitre 2 pour plus de détails sur ces chiffres

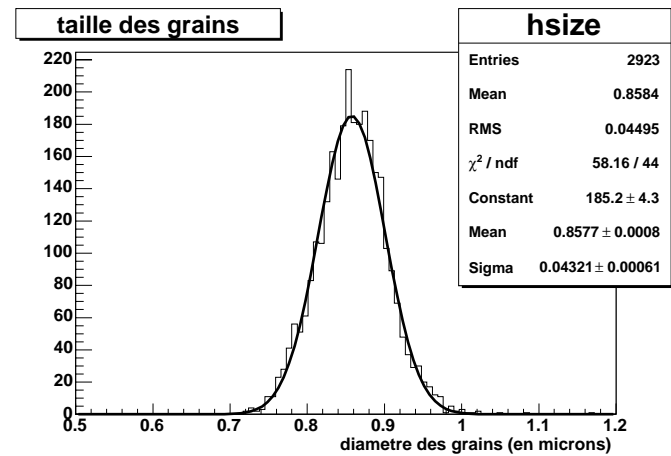


FIG. 4.1 – Diamètre des grains (en supposant qu'ils sont de forme circulaire)

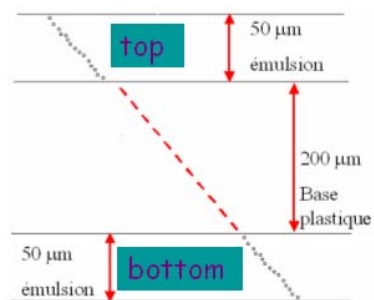


FIG. 4.2 – Sur cette figure est représentée une coupe d'une feuille d'émulsion, avec ses 2 couches de gélatine (50 μm avant exposition), séparées par une base plastique (200 μm). Au passage d'une particule chargée, les **grains** sont déposés tous les 3 μm environ (pour un MIP). Les grains forment deux **μtraces**, top et bottom. En rouge, la **basetrace** est obtenue par prolongation des 2 **μtraces**

scan de  $2 \text{ cm}^2/h$ ) et deux de deuxième génération ( $20 \text{ cm}^2/h$ ) sont opérationnels avec la même efficacité de scan (cf. chapitre 5). On montre sur la figure 4.3 une photo du premier système de scan du laboratoire.

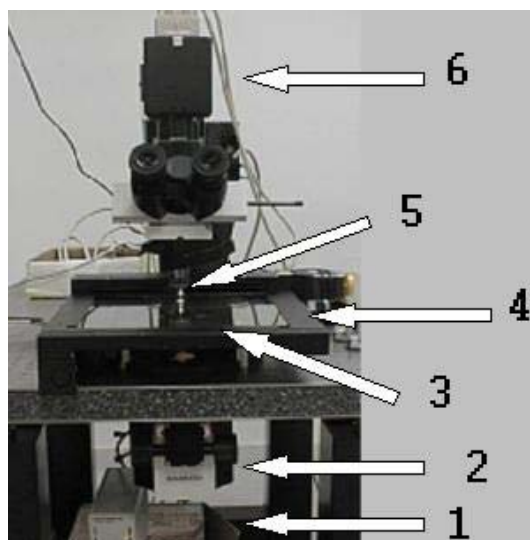


FIG. 4.3 – *Premier système de scan à Lyon* : 1.source lumineuse réglable, 2.condenseur, 3.émulsion, 4.table XY, 5.objectif à immersion monté sur un axe Z, 6.caméra CCD

## 4.3 Le Scan

Nous allons décrire le fonctionnement global d'une procédure de scan. Nous proposons de ne donner ici qu'une vision globale, sans expliciter les choix qui ont été faits. Ceci constituera donc une introduction à la discussion aux résultats qui seront abordés dans le chapitre 5.

### 4.3.1 Description de l'application utilisée

Pour extraire automatiquement les grains contenus dans les émulsions et prédire de feuille en feuille les zones à scanner, il a fallu mettre au point une application qui centralise toutes les opérations nécessaires au scan. Le système de scan européen repose sur le logiciel SySal (**S**ystem of **S**alerno) qui a été développé à Salerne (Italie) [56]. Il a tout d'abord été créé pour CHORUS puis a été adapté et amélioré pour OPERA. Il s'agit une application écrite en C++, avec pour philosophie de pouvoir évoluer et rester modulable. Elle a été développée sous Microsoft Windows parce que la plupart des composants commerciaux utilisés (carte d'acquisition, caméra, table motorisée) ne sont supportés par leur constructeur que sous ce système d'exploitation. On voit sur la figure 4.4 une vision schématique de l'application. Celle-ci est exécutée à partir de la classe *Scan*. Elle voit chacune des autres classes comme des fonctions avec une même

implémentation par défaut, à spécifier dans les classes dérivées. C'est au moment de l'exécution que se fait le lien entre la classe principale *Scan* et les modules. Chaque classe est donc compilée séparément sous forme de DLLs (Dynamic Linked Libraries). Cette grande flexibilité a permis aux différents membres de la collaboration d'ajouter des modules spécifiques. Un module permettant de relier chaque système à un distributeur automatique des tâches a par exemple été implémenté, ainsi qu'un autre pour piloter le robot (cf. figure 4.5) qui placera les émulsions sur la table mécanique.

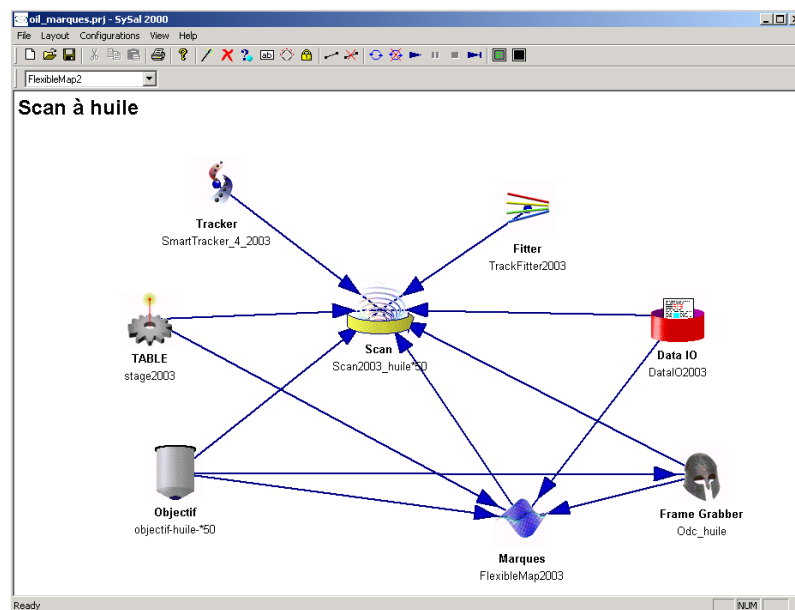


FIG. 4.4 – Ecran de l'application Sysal. On voit comment les différentes classes d'acquisition (Frame Grabber), de reconstruction (Tracker, Fitter, Marques) ou de configurations matérielles (Objective, Table) s'articulent autour de l'exécutable de Scan

Sysal permet de coordonner les différents composants matériels avec l'algorithme de reconstruction des  $\mu$ traces. Par exemple : pour enregistrer la position d'un grain, il faut pouvoir associer le déplacement du moteur de la table mécanique à une distance en microns (module de la table), puis, connaissant le grossissement de l'objectif, associer un pixel sur la caméra à une position (module de la caméra). Il faut ensuite replacer ces coordonnées dans le référentiel de l'émulsion (module des marques fiducielles).

**Le module associé à l'acquisition des images** permet d'interfacer la carte d'acquisition et la caméra et de les relier à l'application. Il inclut les bibliothèques de traitement d'images [57]. En plus du traitement de l'image brute, celui-ci est sollicité pour les processus de focalisation (recherche du début de l'émulsion), de clusterisation (reconnaissance des grains) et pour des filtrages supplémentaires (FIR). Nous y reviendrons plus loin (cf. section 4.5.3).

**Le module implémentant l'algorithme de reconstruction des microtraces** fera l'objet d'une étude détaillée dans le chapitre suivant. Pour l'instant, cet algorithme

n'est pas fixé, il est soumis à de fréquentes évolutions et améliorations. Le groupe de Lyon a d'ailleurs proposé son propre algorithme à la collaboration de scan et il est en cours de tests.

**Le module permettant de scanner les émulsions dans leur repère propre** calcule la transformation affine qui existe entre les coordonnées de la table mécanique et celles de l'émulsion. Cette transformation dépendant du positionnement de la feuille, cette classe est appelée avant le scan de toute nouvelle émulsion. En pratique, il s'agit de scanner une zone particulière. Le module reconnaît les repères (**marques fiducielles**) par leur taille et leur forme et enregistre leurs positions (cf. section 5.1.3.2).

**Le module principal de scan**, classe stratégique en quelque sorte, distribue les tâches (conversions, changement de référentiel, acquisition des images, reconstruction des  $\mu$ traces) en fonction de l'analyse demandée. Dans le cadre actuel de nos tests, il réalise l'interface avec l'utilisateur qui décide la zone à scanner, avec quel algorithme, précision, coupures etc... A l'avenir, il permettra par l'intermédiaire d'un administrateur de tâches d'exécuter les scans demandés, en fonction du résultat de l'analyse des feuilles d'émulsions précédentes. Des études sont encore en cours pour ces tâches complètement automatiques.

L'ensemble des processus qui sont appelés lors d'un scan va maintenant être décrits.

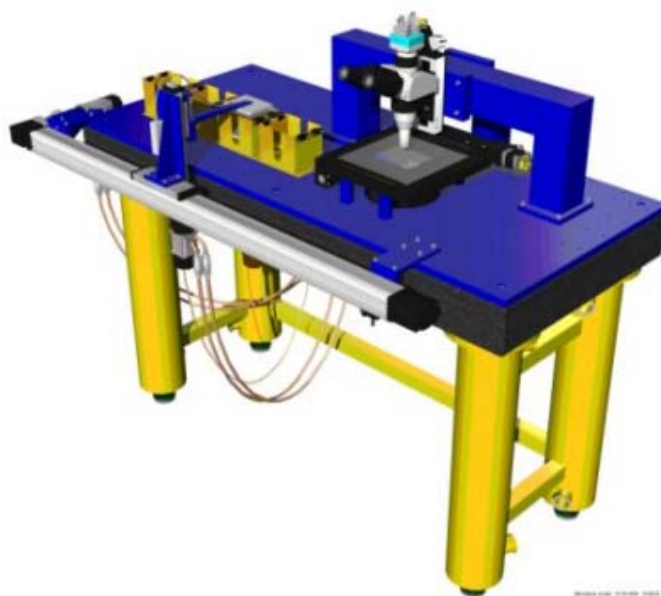


FIG. 4.5 – Prototype du robot qui manipulera les émulsions et les positionnera sur les différents systèmes de scan d'un laboratoire pour qu'elles soient analysées.



### 4.3.2 Procédure de Scan

#### 4.3.2.1 Avant de scanner

Le scan d'une feuille commence par son positionnement sur la table de scan, l'application de l'huile (si nécessaire<sup>3</sup>) et du vide pour la maintenir uniformément fixée. Il est important de ne pas négliger cette étape. En effet, lors du scan, la surface de l'émulsion est prédite puis détectée et une bonne planéité est cruciale pour que ce processus réussisse. Ensuite, on procède à la détection des marques fiducielles. Nous discuterons dans le chapitre 5 différentes études pour le choix de ces marques. Cette étape permet de scanner :

- le numéro de la brique d'où provient la feuille,
- le numéro de la feuille dans la brique,
- les coordonnées absolues de l'émulsion et de calculer les paramètres de la transformation affine sur les repères *émulsion*  $\leftrightarrow$  *table de scan*.

Actuellement, nous nous contentons de scanner des marques circulaires de  $60\ \mu\text{m}$  de diamètre, imprimées sur toute la surface de l'émulsion tous les  $2\ \text{mm}$  (cf. figure 4.6). La durée de positionnement des feuilles sur la table ( $\sim 30\ \text{s}$ ) et celle du scan des marques ( $\sim 60\ \text{s}$ ) devrait être environ de 1'30, à la fin de laquelle le vide devrait être établi.

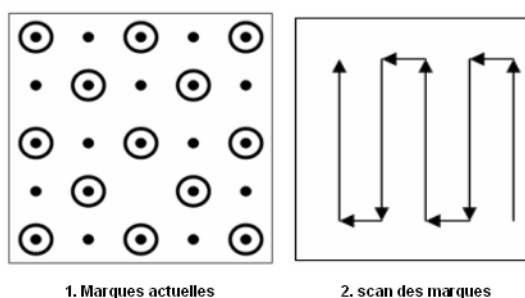


FIG. 4.6 – Sur la figure de gauche, les marques actuellement utilisées pour repérer le référentiel des feuilles, qui sont scannées comme montré sur la figure de droite (la procédure finale n'est pas encore décidée mais sera différente cf. section 5.1.3.2)

#### 4.3.2.2 Procédure en ligne

La figure 4.7 résume les différents points que nous allons développer ici.

Tout d'abord, l'objectif se **positionne** au début de la zone à scanner<sup>4</sup>. Ensuite **la surface est détectée** : il existe plusieurs procédures pour cette étape, dite de *focalisation*, nous détaillerons les choix possibles dans le chapitre 5. La focalisation est

<sup>3</sup>Les objectifs utilisés sont à immersion, cependant on étudie la possibilité de scanner avec des objectifs à sec cf. section 4.4

<sup>4</sup>prédite lors d'un scan précédent s'il s'agit d'une feuille interne à la brique ou par le scan des feuilles amovibles (*Changeable Sheet*) si c'est la première feuille de la brique qui est scannée.

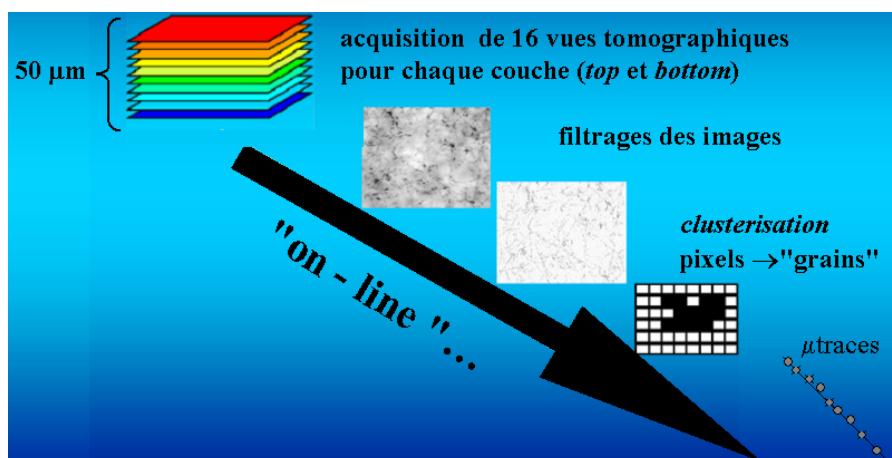


FIG. 4.7 – On décrit ici schématiquement les différentes étapes de la reconstruction en-ligne des  $\mu$ traces.

effectuée régulièrement pendant le scan pour ne pas perdre des grains si la surface n'est pas tout à fait plane<sup>5</sup>.

La profondeur de champ (intervalle sur lequel l'image est nette) est comprise entre 2 à 3  $\mu m$  (cf. section 4.4), on enregistre donc des images tous les 3  $\mu m$  environ, soit **16 vues** pour une épaisseur de 45  $\mu m$  après développement. Après **traitement de ces images** (cf. section 4.5.3), les informations sur les grains (taille et position) sont transmises en ligne à l'algorithme de reconnaissance des  $\mu$ traces. Si ces dernières satisfont aux critères d'alignement et si leur densité de grains est satisfaisante, alors elles sont conservées (pour l'instant les traces de base, cf. figure 4.2, association des  $\mu$ traces "top" et "bottom", sont reconstruites hors ligne). Puis le scan se poursuit sur la zone suivante, avec un chevauchement sur la zone précédente pour ne pas perdre de  $\mu$ traces sur les bords (cf. figure 4.8). Compte tenu que l'épaisseur des couches d'émulsions est d'environ 45  $\mu m$ , un chevauchement de 30  $\mu m$  permet de ne pas perdre, pour la reconstruction, des  $\mu$ traces d'angle  $\tan\theta < 0.7$  ( $\theta$  est l'angle entre la microtrace et la direction perpendiculaire à l'émulsion) se trouvant sur le bord de la vue.

Nous allons maintenant décrire les différents composants d'un système de scan et leur fonctionnement. Pour cela nous expliquerons tout d'abord quel est le **dispositif optique** utilisé, puis nous verrons en quoi consiste le **traitement des images**, enfin nous montrerons comment les **tables mécaniques** choisies répondent aux exigences de scan.

<sup>5</sup>Dans la procédure semi-automatique actuelle, la focalisation est automatiquement demandée toutes les 64 vues (où 1 vue = une position  $(X_0, Y_0)$  dans le plan horizontal). Dans la procédure automatique que nous développons, la focalisation sera effectuée seulement si le système reconnaît des fluctuations de la surface, ce qui représentera un gain de temps pour le scan.

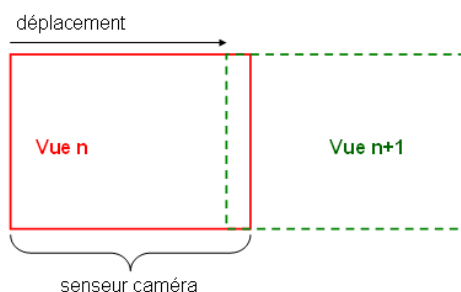


FIG. 4.8 – Pour ne pas perdre de traces sur les bords d’une vue, on scanne à chaque fois en débordant sur la vue précédente.

## 4.4 Optique

### 4.4.1 Problématique

L’optique du système de scan est un point essentiel. Pour pouvoir reconstruire les microtraces, il faut une très bonne résolution sur la position des grains<sup>6</sup>. Le contraste des images doit être suffisant pour que l’on puisse identifier les grains avec de grandes précisions, à la fois transversales et axiale. En effet, et c’est assez inhabituel par rapport à la microscopie classique, nous cherchons à obtenir une image à 3 dimensions. Le système optique doit être capable de visualiser de minces couches d’émulsion à toutes les profondeurs.

Chaque grain a, après développement, un diamètre moyen de  $0.8 \mu m$  et, pour un MIP, la densité de grains est de 30 grains /100 microns. La distance entre deux grains est donc de l’ordre de  $3 \mu m$ . Pour séparer deux grains, l’intervalle sur lequel doit être vue nettement une tranche de couche d’émulsion doit être inférieure à  $3 \mu m$ .

Nous travaillons dans le régime de diffraction, puisqu’à la taille des grains correspond une longueur d’onde visible. Ce régime est en général évité en microscopie classique. Nous cherchons donc à réduire au maximum les aberrations d’optique géométrique et les résolutions sont déterminées par les figures de diffraction.

### 4.4.2 Choix du montage optique

Le montage optique est représenté sur la figure 4.9. Nous allons présenter les différents composants de ce microscope, puis nous décrirons l’éclairage utilisé.

#### 4.4.2.1 Propriétés d’un microscope

Un microscope est défini par son grossissement et son pouvoir de résolution. Nous allons tout d’abord rappeler ici quelques définitions de microscopie [59].

<sup>6</sup>dans un premier temps, nous ne nous intéresserons pas à la forme des grains, en tout cas à haute énergie, cf. chapitre 6

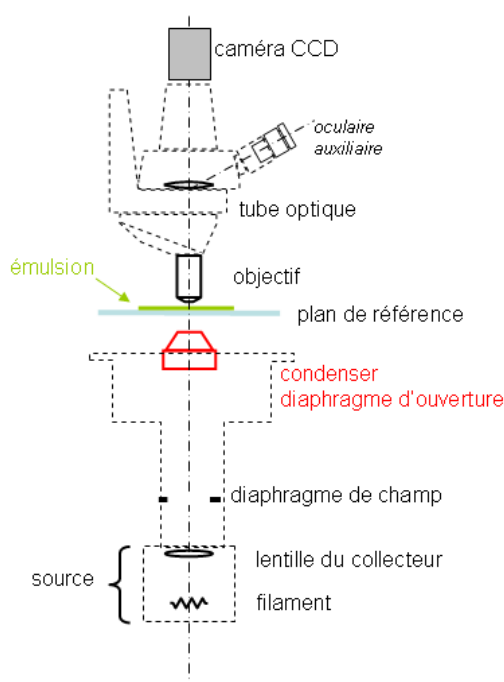


FIG. 4.9 – Composants du microscope utilisé pour le scan des émulsions [58]

**Distance de travail :** Appelée aussi communément "frontale", elle définit la distance fixe objet/lentille (de l'objectif) quand la mise au point est réalisée. Dans le cas de OPERA, la mise au point est successivement demandée pour toute l'épaisseur de la feuille d'émulsion. Pour éviter une collision objectif-support, on a donc choisi un objectif dont la distance de travail est supérieure à  $300 \mu m$ . Cependant, il est difficile de trouver un objectif commercial pour lequel on peut obtenir une bonne résolution avec une telle distance de travail. Cette résolution est calculée à partir de l'Ouverture Numérique.

**Ouverture Numérique :** Dans le cas idéal où l'objectif est "parfait", sans aberration, les grains sphériques d'argent forment des figures de diffraction dont le disque central est une tache d'Airy. Pour un éclairage incohérent, on calcule la taille du premier rayon noir<sup>7</sup> et la limite de résolution sur les grains est donnée par :  $0.61 \frac{\lambda_0}{n \sin \theta}$ , où  $\theta$  est l'angle d'ouverture des faisceaux issus de l'objet passant par l'objectif et  $n$  l'indice entre l'émulsion et l'objectif. On définit l'ouverture numérique par  $NA = n \sin \theta$ .

**Objectif à immersion :** Les objectifs choisis pour le système de scan sont à huile<sup>8</sup>, substance que l'on doit déposer entre l'émulsion et l'objectif pour obtenir une image nette. Dans le cas du scan des émulsions, ils permettent une meilleure résolution que

<sup>7</sup>en appliquant la condition des sinus d'Abbe [60]

<sup>8</sup>cependant la possibilité d'utiliser des objectifs à sec fait l'objet d'études très prometteuses

les objectifs à sec car l'indice des émulsions est très proche de l'indice des huiles généralement utilisées ( $n = 1,5$ ).

#### 4.4.2.2 Influence de la position du condenseur, éclairage de Köhler

Il existe différents types d'éclairement : champ clair, champ sombre, contraste interférentiel, contraste de phase... L'éclairement ordinaire, c'est à dire à **champ clair a été choisi pour le scan**. Deux possibilités s'offrent alors : l'éclairage de Köhler ou l'éclairage critique. Avec l'éclairage critique, la luminosité est plus élevée, l'image plus contrastée mais l'éclairement n'est uniforme que si la source l'est, ce qui est difficile à réaliser. De plus, l'ouverture numérique est limitée par la taille de la source.

**On utilise donc pour les microscopes de scan l'éclairage de Köhler**<sup>9</sup>. Cet éclairage est illustré sur les 2 schémas de la figure 4.10. Il est basé sur trois conjugaisons

1. celle du diaphragme de champ de l'éclairage et de la feuille d'émulsion observée
2. celle du diaphragme d'ouverture de l'éclairage et de la pupille d'entrée de l'objectif (toujours réalisée par construction mécanique)
3. et enfin celle de lampe et du diaphragme d'ouverture .

En résumé [60], cela implique que tous les points de l'émulsion sont éclairés par le même cône de lumière et que la réponse photométrique sera identique pour tous les points du champ du microscope. Ainsi, l'émulsion est éclairée uniformément, indépendamment de l'uniformité de la source de lumière.

De plus, on peut régler de façon indépendante le champ éclairé de l'émulsion (par le Diaphragme de Champ) et l'ouverture numérique (Diaphragme d'Ouverture).

Pour les microscopes de scan, le réglage de Köhler par construction était partiellement réglé mais il a fallu procéder à un alignement fin de la verticalité et du centrage du chemin optique (condenseur et source lumineuse). De plus, il convient de régler la position du condenseur en fonction du spécimen considéré. Pour les émulsions, la netteté doit être obtenue pour toutes les profondeurs et le compromis adopté fut de choisir la conjugaison : **Diaphragme de Champ ↔ Milieu de la base plastique**

#### 4.4.3 Pouvoir Séparateur et résolution des grains

Comme nous l'avons vu, la résolution transverse est déterminée par l'ouverture numérique. Dans le cas de l'éclairage de Köhler, il faut tenir compte de l'ouverture numérique du condenseur. Une formulation "grossière" de la limite de résolution peut s'écrire :

$$\Delta x, y = \frac{\lambda_0}{NA_{obj} + NA_{cond}} \quad (4.1)$$

L'approche de HOPKINS et BARHAM [62][63][60] permet de tenir compte du facteur de cohérence mutuelle entre 2 points. La limite de résolution qu'ils introduisent prend une valeur minimale pour  $\Delta x, y = 0.57 \frac{\lambda_0}{NA_{obj}}$  avec  $NA_{cond} = 1.4 NA_{obj}$ . Cependant, cette limite théorique n'a pas de signification pratique pour les objectifs de grande

---

<sup>9</sup>introduit en 1893 [61]

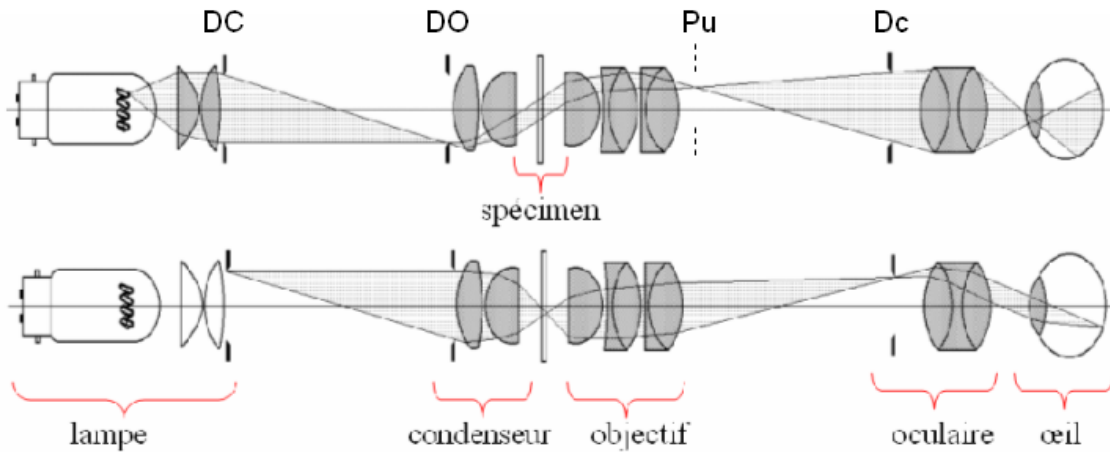


FIG. 4.10 – **Eclairage de Köhler.** *En haut*, on montre comment le filament de la lampe est conjugué avec le diaphragme d'ouverture (DO). *En bas*, on montre la conjugaison entre le diaphragme de champ de l'éclairage (DC) et le spécimen observé ainsi que la conjugaison entre le diaphragme d'ouverture (DO) de l'éclairage et la pupille d'entrée de l'objectif (Pu). (pour l'image : ©www.micrographia.com)

ouverture numérique. Dans le cas du scan des émulsions nucléaires où le condenseur est à sec et l'objectif à immersion, on doit chercher à maximiser l'ouverture numérique du condenseur. Compte-tenu de l'épaisseur du support de verre sur lequel sont déposées les émulsions, on a choisi la valeur maximale accessible  $NA_{cond} = 0.8$ .

#### 4.4.3.1 Résolution axiale

**Approche théorique** Dans le scan des émulsions, la résolution latérale est un point crucial pour distinguer les grains en profondeur. La distance est appelée **profondeur de champ** (*field depth*). Elle s'exprime sous la forme de deux termes, le premier étant déterminé par la diffraction et l'autre par le *cercle de confusion* de l'optique géométrique :

$$\Delta z = \frac{\lambda_0 n}{NA_{obj}} + \frac{n}{M \cdot NA_{obj}} e \quad (4.2)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde,  $n$  est l'indice de réfraction du milieu entre le spécimen étudié et l'objectif,  $NA_{obj}$  est l'ouverture numérique de l'objectif,  $e$  est la plus petite distance résolue par un détecteur placé dans le foyer image de l'objectif et  $M$  son grossissement.

On peut effectuer un bref calcul théorique avec les caractéristiques de notre système (pour  $\lambda_0 = 0.550 \mu m$ ) :

$$\begin{cases} n = 1.511 \\ NA_{obj} = 0.9 \\ M = 50 \text{ et } e = 12\mu m \text{ (taille d'un pixel de la caméra CCD ou CMOS)} \end{cases} \quad (4.3)$$

En réalité, dans notre cas, le grossissement n'est pas exactement de 50. En effet, l'objectif est réglé à l'infini et le grossissement indiqué sur sa monture correspond à une *longueur de tube*<sup>10</sup> prédéterminée. La monture des tables de scan avait été calculée pour un objectif Olympus et nous avons finalement opté pour un objectif Nikon. Ainsi le grandissement est légèrement supérieur à 50, sans incidence sur la qualité de l'image et  $\frac{e}{M} = 0.26\mu m/pixel$ .

Finalement, la profondeur de champ théorique de notre système vaut  $1.1\mu m$ .

**Mesures de la profondeur de champ** On procède à un scan tous les  $1\mu m$ <sup>11</sup>. Par définition, chaque vue scannée représente une "épaisseur" égale à la profondeur de champ  $fd$ . On peut donc la calculer en comptant les grains communs entre deux vues successives. La figure 4.11 résume les différentes mesures effectuées.

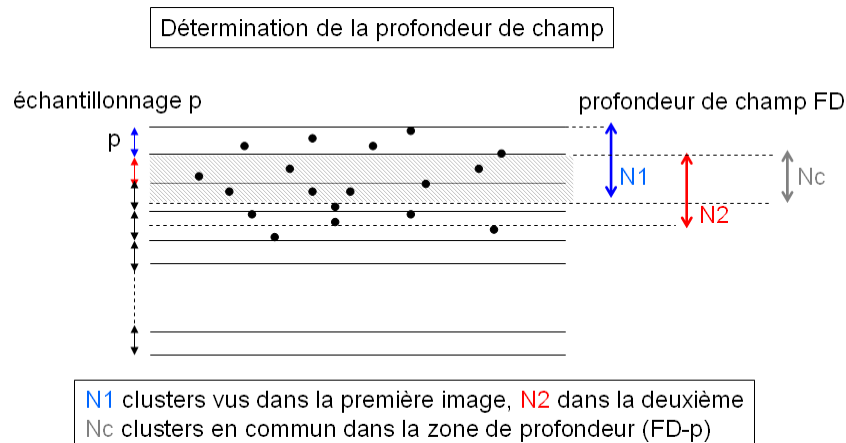


FIG. 4.11 – Principe du calcul de la profondeur de champ.

$N1$  et  $N2$  sont les nombres de grains contenus dans la première et la deuxième vue, et  $Nc$  le nombre de grains en commun. En considérant que les grains sont répartis de façon homogène dans l'émulsion, on a :

$$\frac{N1 + N2}{2} \frac{1}{fd} = \frac{Nc}{fd - 1\mu m} \quad (4.4)$$

Pour plus de précision, on effectue la moyenne sur plusieurs vues, en évitant de prendre celles qui sont plus proches de la surface (effet de bord). En prenant une dizaine

<sup>10</sup>distance entre l'appui de l'objectif et celui de l'oculaire

<sup>11</sup>distance supposée inférieure à la profondeur de champ

de vues on a trouvé :

$$fd (focal\ depth) = 2.4 \pm 0.2(stat) \pm 0.1(syst) \mu m \quad (4.5)$$

ce qui est bien supérieur aux  $1 \mu m$  de l'échantillonnage, mais reste inférieur aux  $3 \mu m$  nécessaires pour que deux grains d'un MIP soit distinguables. La profondeur de champ est supérieure à celle prévue théoriquement car elle dépend de la résolution mécanique verticale, de l'échantillonnage de mesure et de la longueur d'onde utilisée.

#### 4.4.4 A propos de l'objectif à sec

L'utilisation d'un objectif à sec ne permettra pas d'obtenir de meilleures résolutions axiales. En effet, si la profondeur de champ est plus petite ( $\sim 2 \mu m$ ), la réfraction des rayons lumineux entre l'air et l'émulsion rétrécit l'épaisseur visible par le microscope ( $30 \mu m$  au lieu de  $45 \mu m$ ). La précision sur les microtraces est donc supérieure pour les objectifs à immersion que pour ceux à sec. Cependant, compte tenu des nombreux avantages pratiques liés à leur utilisation (automatisme du changeur d'émulsions, rangement des émulsions, système de vide etc...) des études sont actuellement en cours.

## 4.5 Acquisition des images

### 4.5.1 Problématique

L'image des grains par le microscope est formée sur une caméra digitale CCD ou CMOS. Les images à traiter contiennent les grains, la plupart appartenant au brouillard, auxquels il faut ajouter les défauts de surface et diverses taches<sup>12</sup>. Ce traitement ayant lieu en ligne, il doit être efficace et très rapide. Pour cela, on interface les caméras avec des cartes d'acquisition commerciales MATROX.

### 4.5.2 Description des 2 générations de systèmes

#### 4.5.2.1 1<sup>re</sup> génération

La première génération de système que nous avons installée au laboratoire était composée d'une caméra CDD (DALSA avec sortie LVDS)  $1024 \times 1024$  pixels permettant de scanner jusqu'à  $40 \text{ images} \cdot s^{-1}$ , interfacée avec une carte MATROX Meteor permettant d'analyser  $133 \text{ Mo} \cdot s^{-1}$ . Les vues obtenues avec le grossissement du microscope étaient de  $270 \times 270 \mu m^2$ . Deux processeurs supplémentaires ont été ajoutés pour le traitement des images. Celui s'effectue à l'aide de bibliothèques pré-définies (Matrox Imaging Bibliothèques [57]), à partir desquelles l'utilisateur peut écrire ses propres filtres.

Avec ce système d'acquisition, on a pu obtenir des vitesses d'acquisition de l'ordre de<sup>13</sup>  $1$  à  $2 \text{ cm}^2 \cdot h^{-1}$ . A ces vitesses d'acquisition, ce sont les algorithmes de reconstruction

<sup>12</sup>formées lors du développement [49]

<sup>13</sup>la vitesse maximale atteinte par le système UTS japonais à la fin de l'expérience CHORUS était de  $1 \text{ cm}^2 \cdot h^{-1}$  [55]



des microtraces qui déterminent la vitesse de scan, en fonction des coupures que l'on choisit (nombre de couches testées, seuils appliqués etc.. cf section 5.1.2)

#### 4.5.2.2 2<sup>e</sup> génération

La technologie CMOS permet d'obtenir des fréquences d'acquisition plus élevées. C'est pourquoi, dès que des cartes d'acquisition suffisamment puissantes apparurent sur le marché, nous avons renouvelé notre système en utilisant une caméra CMOS (Mikrotron MC 1310, Camera Link output)  $1280 \times 1024$  pixels. Elle permet d'acquérir  $500 \text{ images.s}^{-1}$  maximum et est interfacée avec une carte MATROX Odyssey traitant  $1 \text{ Go.s}^{-1}$ . Les vues obtenues avec le grossissement du microscope étaient de  $337 \times 270 \mu\text{m}^2$ .

Avec ce système d'acquisition, on pourra obtenir des vitesses d'acquisition de l'ordre de  $20 \text{ cm}^2.\text{h}^{-1}$ .

#### 4.5.2.3 Sensibilité

Pour les deux caméras, les pixels mesurent chacun  $12 \times 12 \mu\text{m}^2/\text{pixel}$ . Compte-tenu du grossissement, la résolution intrinsèque sur la position d'un grain est de  $0.26 \mu\text{m}$ .

### 4.5.3 Traitement des images

Le traitement des images nécessite l'utilisation successive des processeurs MATROX et de ceux du PC d'acquisition. Tout d'abord chaque image est traitée par un filtre digital puis on applique à cette image une binarisation à seuil fixe. Les clusters restants sont alors agrégés en grains que l'on soumet ensuite à l'algorithme de reconstruction des microtraces.

#### 4.5.3.1 Filtrage Digital

Pour mettre en évidence les grains dans le signal brut, on applique au niveau de gris  $f(i, j)$  de chaque image un filtre à Réponse Impulsionnelle Finie (RIF) :

$$g(i, j) = \sum_{m=-M}^M \sum_{n=-N}^N h(m, n) f(i - m, j - n) \quad (4.6)$$

où  $h(m, n)$  est le noyau de convolution. Une illustration de l'utilisation de ces filtres est donnée sur la figure 4.12. Les RIF sont des filtres toujours stables. Le choix de la dimension du noyau  $h(m, n)$  utilisé résulte d'un compromis entre le temps de calcul et la qualité de sa sélection. La somme des coefficients est nulle, ce qui permet d'obtenir une image filtrée indépendante du niveau de gris moyen de l'image d'origine. Nous avons

retenu le noyau de dimension 6 suivant :

$$h = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 2 & 3 & 3 & 2 & 1 \\ 1 & 3 & -13 & -13 & 3 & 1 \\ 1 & 3 & -13 & -13 & 3 & 1 \\ 1 & 2 & 3 & 3 & 2 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

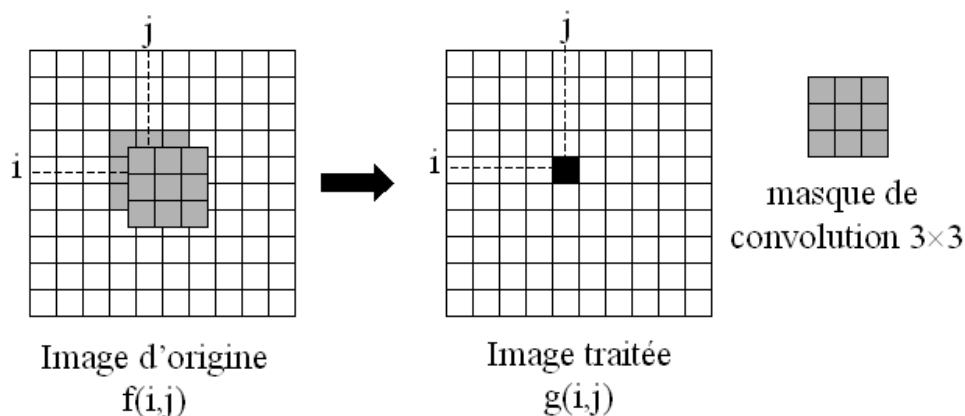


FIG. 4.12 – La convolution numérique permet de traiter chaque pixel en fonction de son voisinage. Le principe consiste à appliquer un masque  $h(m,n)$ , ici en grisé, et à le déplacer sur toute la surface de l'image ( $g(i,j) = \sum_{m=-M}^M \sum_{n=-N}^N h(m,n)f(i-m,j-n)$ )

L'effet de ce filtre sur les images typiques d'émulsion est donnée sur la figure 4.14.

L'étape suivante consiste à binariser l'image en appliquant un seuil fixe à l'image filtrée que nous venons d'obtenir. C'est donc à ce stade que l'on perd l'information sur le niveau de gris des grains (et donc sur l'énergie déposée par les particules dans l'émulsion). L'effet sur l'image de cette binarisation est montré sur la figure 4.15. Pour le scan des marques fiducielles, la taille et le contraste des spots utilisés ne nécessite pas de traitement sophistiqué. L'application d'un simple seuillage suffit, comme le montre la figure 4.16.

Sur la figure 4.14, on a montré une coupe du niveau de gris avant et après le RIF. Sur la ligne que nous avons sélectionnée, il y a quelques grains. Le signal brut, montré sur la figure du dessus est très bruité et on distingue mal les grains. Après filtrage (en bas), le contraste des grains est réhaussé et on distingue nettement 5 pics correspondant aux grains. Après application du seuil fixe, seuls ces grains subsisteront.

Toutes ces opérations sont effectuées par les processeurs de la carte MATROX.

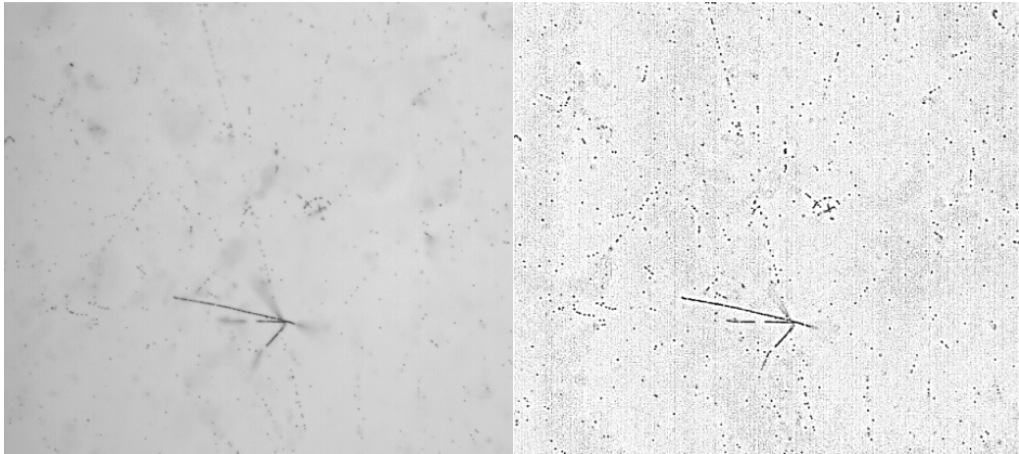


FIG. 4.13 – Images capturées avant et après application du filtre de convolution  $6 \times 6$  (Filtre à Réponse Impulsionnelle Finie). Toute la surface vue par le senseur CMOS n'est pas représentée. La deuxième image est montrée en couleurs inversées par souci de lisibilité.

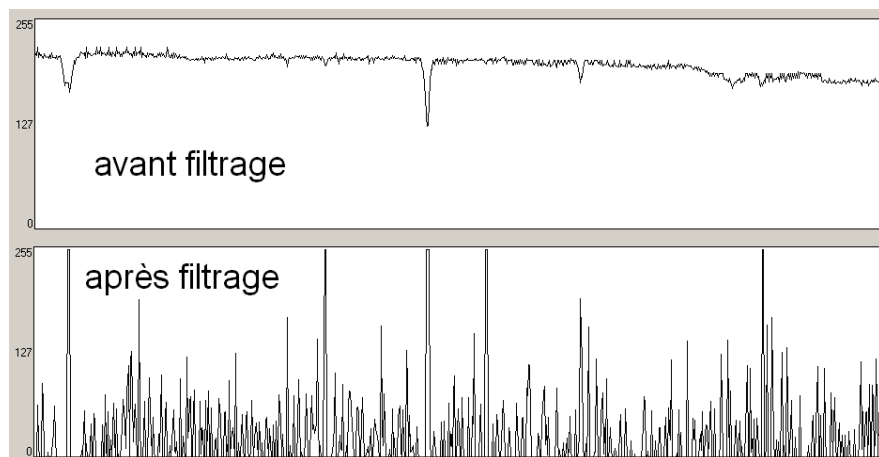


FIG. 4.14 – Niveau de gris d'une tranche des images 4.13 avant et après filtrage.

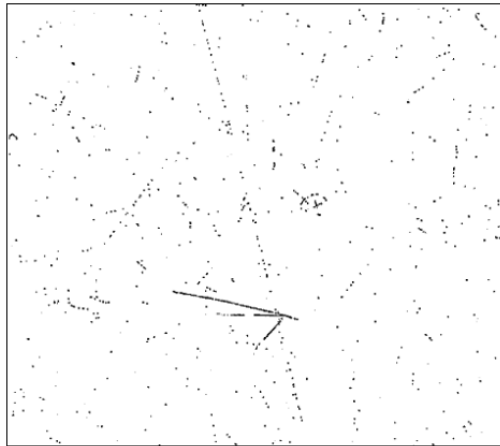


FIG. 4.15 – L'application d'un seuil fixe à l'image de droite de la figure 4.13 permet sa binarisation. L'image est en couleurs inversées par souci de lisibilité.

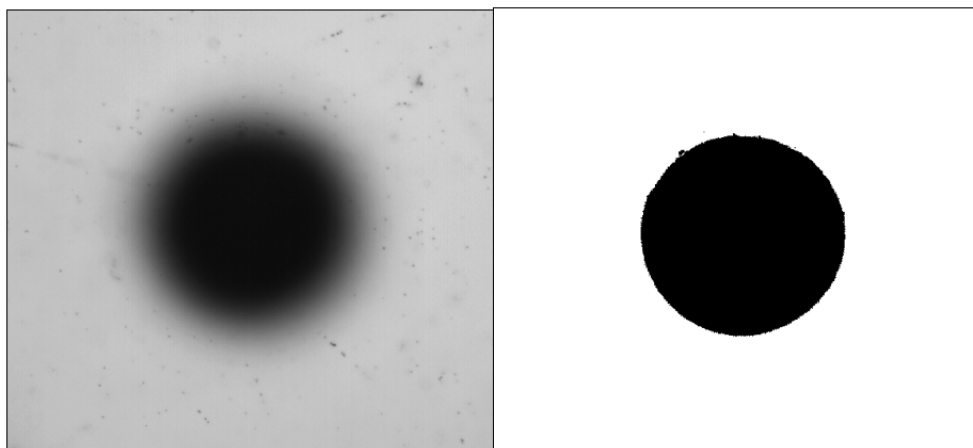


FIG. 4.16 – Pour reconnaître les marques fiducielles actuelles, seule une fonction seuillage suffit à la reconnaissance de leur forme. A gauche : l'image brute acquise par la caméra, à droite : l'image traitée. Toute la surface vue par le senseur CMOS n'est pas représentée.

### 4.5.3.2 Agrégation

Les pixels résultants de ces différents traitement sont envoyé aux PC d'acquisition. Les pixels conjoints sont alors agrégés en "grains" dont on enregistre la taille et le centre de gravité.

### 4.5.4 Bruit électronique

Les senseurs CMOS sont plus rapides que les senseurs CCD car les photo-électrons sont collectés pixel par pixel. L'inconvénient est que lors de la conversion analogique-numérique, chaque pixel possédant son propre piédestal, la réponse n'est donc a priori par uniforme sur toute la surface<sup>14</sup>. Cependant, les nouveaux substrats utilisés pour les caméras CMOS actuelles permettent de réduire ce bruit électronique, et la qualité des images est très similaire à celle donnée par les caméras CCD dans le cadre de notre étude.

## 4.6 Mécanique

La grande quantité de feuilles à scanner nécessite une acquisition automatisée. Cela est rendu également possible par l'utilisation d'une mécanique aussi précise que rapide.

### 4.6.1 Description

La table mécanique a été développée en collaboration avec MICOS [64]. Elle est équipée de micro-moteurs pas à pas<sup>15</sup> : contrôlant les direction horizontales (XY) et la direction verticale (Z). La position des 3 axes est continuellement contrôlée par des encodeurs optiques d'une précision de  $0.1 \mu m$ . les moteurs sont dirigés par un contrôleur de type National Instruments<sup>16</sup> interfacé par un bus PCI. Le déplacement maximal de la table (XY) est de  $20,5 \text{ cm} \times 20.5 \text{ cm}$ , et de  $10,2 \text{ cm}$  pour l'axe (Z). Ce dernier est soutenu par un bras en granite et l'ensemble est isolé des vibrations du sol.

Les vitesses maximales du constructeur pour les axes (XY) et (Z) sont respectivement  $3.5 \text{ cms}^{-1}$  et  $9 \text{ cms}^{-1}$ . Cependant, nous ne les utiliserons pas dans ces régimes extrêmes, à cause des vibrations induites par le déplacement. Nous montrons les résultats des tests effectués sur les tables du laboratoire, pour les déplacements qui ont lieu pendant le scan. Durant le scan<sup>17</sup>, les vues sont regroupées en fragments de  $8 \times 8$  vues comme indiqué sur la figure 4.17. Ainsi, les déplacements à tester en XY sont :

- Les déplacements de vue à vue en X ( $310 \mu m$ ) et en Y  $310 \mu m$
- Les déplacements de fragment à fragment (environ  $2 \text{ mm}$ )

---

<sup>14</sup>Une technique d'égalisation de la réponse du senseur CMOS a été mise en place, mais au moment des mesures présentées dans cette thèse, cette procédure n'était pas assez stable pour nous puissions l'utiliser.

<sup>15</sup>moteur VEXTA 5 phases, <http://www.orientalmotor.fr>

<sup>16</sup><http://www.ni.com>

<sup>17</sup>dans le cas où la focalisation est effectuée toutes les 64 vues

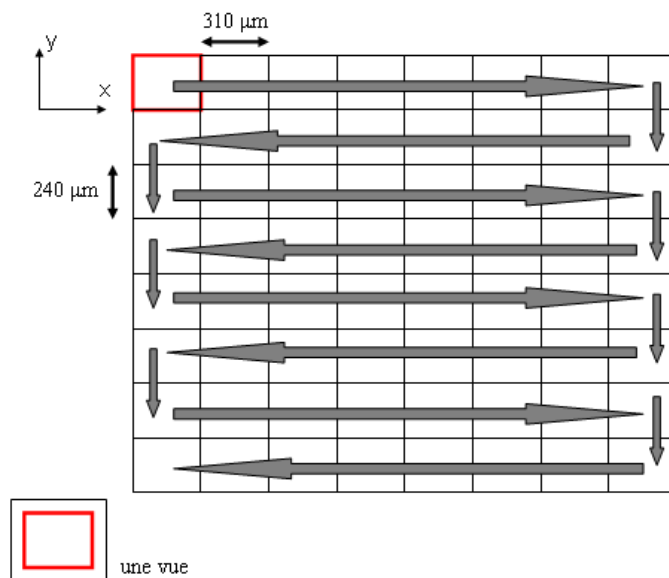


FIG. 4.17 – Un fragment ( $8 \times 8$  vues) est parcouru dans le sens indiqué par le schéma par l'objectif.

Pour l'axe vertical, les déplacements typiques concernent la focalisation (cf. section 5.1.2.1 pour plus de détails) et le déplacement de la couche inférieure à la couche supérieure. Dans les 2 cas, il s'agit de déplacement de l'ordre de  $200 \mu m$ .

Enfin, nous avons voulu tester la reproductibilité des déplacements et aborder le cas particulier du déplacement de l'axe Z pendant le scan.

#### 4.6.2 Résolution intrinsèque et stabilité (XY et Z)

Pour l'axe X, le déplacement vue/vue a donné une résolution inférieure à  $0.2 \mu m$  avec une très grande stabilité (cf. figure 4.18). Dans le cas de l'axe Y (cf. figure 4.19), le positionnement est obtenu avec une résolution de  $0.3 \mu m$ . En fait, les deux axes ne sont pas équivalents et l'axe X repose mécaniquement sur l'axe Y, ce qui explique une légère asymétrie dans leurs stabilités respectives. Pour les fragment/fragment, la même différence de stabilité est observée et, dans les 2 cas, la résolution intrinsèque reste inférieure à  $0.3 \mu m$  (cf. figure 4.20).

Pour l'axe Z, les mesures effectuées sur un déplacement équivalent à celui du passage entre les 2 couches d'émulsion a donné une résolution intrinsèque de  $0.2 \mu m$ .

#### 4.6.3 Reproductibilité

Des aller-retours répétés sur les 3 axes pour tous les types de déplacements ( $\Delta X = \Delta Y = 300 \mu m$  ou  $2 mm$  et  $\Delta Z = 200 \mu m$ ) ont montré une résolution de repositionnement inférieure à  $1 \mu m$ .

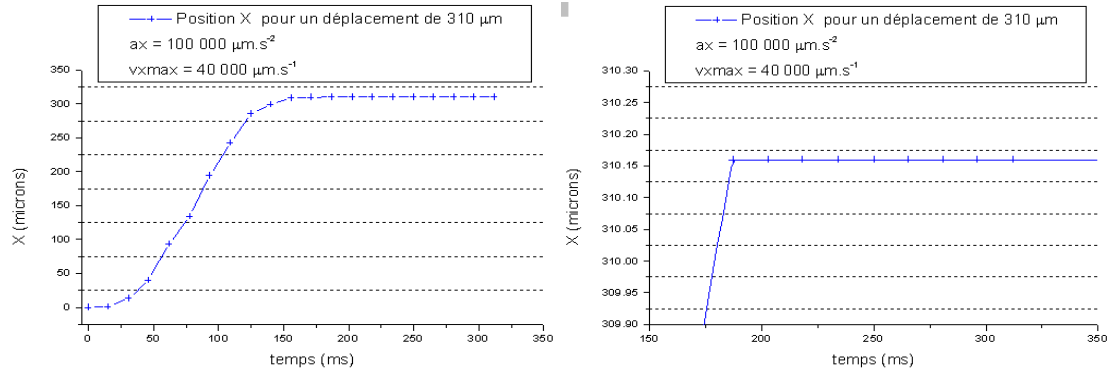


FIG. 4.18 – Le déplacement selon X d'une vue à l'autre se fait avec une résolution inférieure à 0.2  $\mu\text{m}$ .

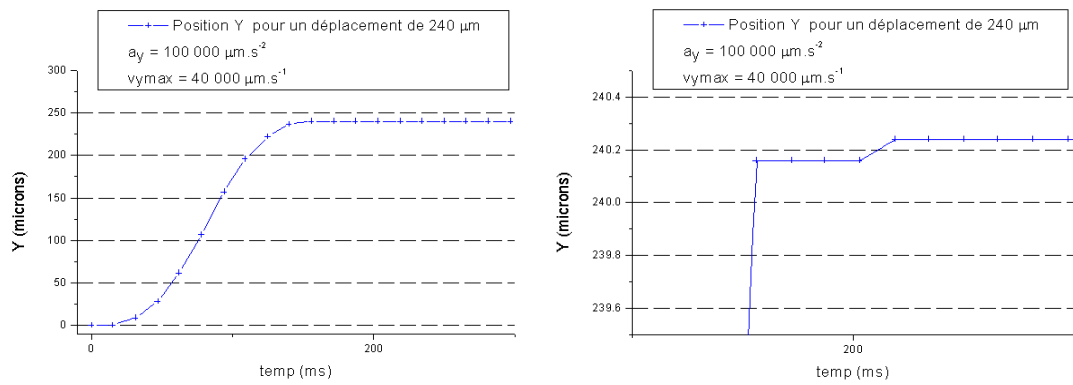


FIG. 4.19 – Le déplacement selon Y d'une vue à l'autre se fait avec une résolution inférieure à 0.3  $\mu\text{m}$ .

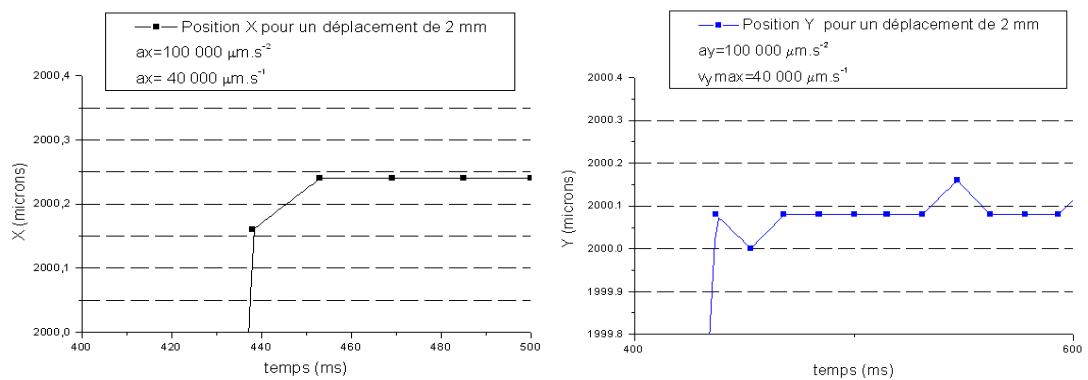


FIG. 4.20 – Déplacement selon X (à gauche) et Y (à droite) d'un fragment à l'autre

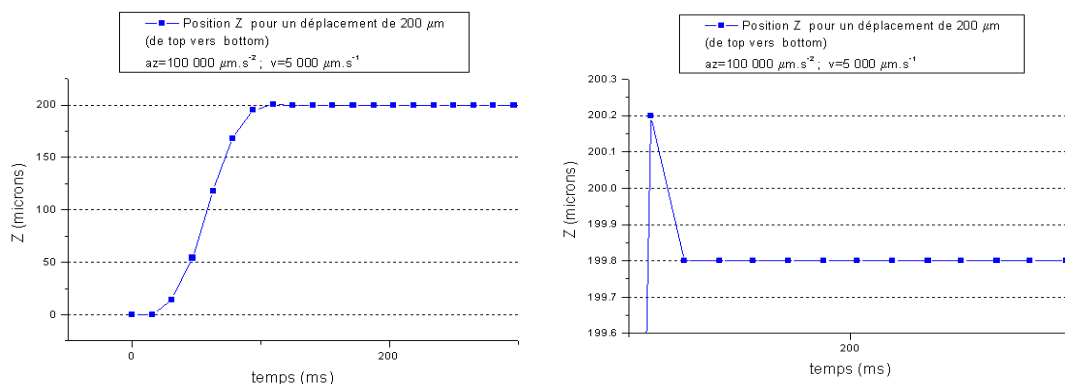


FIG. 4.21 – Déplacement selon  $Z$  lors du passage de la couche top à la couche bottom

#### 4.6.4 Linéarité axe $Z$ (scan d'une couche)

Pour scanner les grains des couches d'émulsion, l'axe  $Z$  descend la caméra à vitesse constante et, à intervalles réguliers, elle acquiert les images. Nous devons donc vérifier tout d'abord que l'établissement du régime à vitesse constante est rapide et qu'il ne fausse pas la mesure. Nous avons choisi de tester les tables mécaniques dans les mêmes conditions que celles utilisées pour le calcul de l'efficacité (chapitre 5) et la séparation pion/muon (chapitre 6). La vitesse d'acquisition de la caméra est donc de 161 images par secondes et nous avons supposé que l'épaisseur des émulsions était de  $45 \mu m$ . Le choix de l'accélération de l'axe  $Z$  est un compromis entre la vitesse d'établissement du régime linéaire et la minimisation des vibrations. Nous avons finalement choisi  $a_Z = 100\,000 \mu m.s^{-2}$ . Les trois premières images acquises par la caméra, durant la phase de l'accélération, ne seront pas retenues et l'on scanne 3+16 vues par couche. La figure 4.22 montre les 3 phases du mouvement.

#### 4.6.5 Choix des paramètres de scan

Nous avons décrit la configuration matérielle des systèmes de scan européens. Nous n'avons en revanche pas encore expliqué sur quels critères sont choisis les paramètres de scan à utiliser. Ceci va faire l'objet du chapitre suivant. Notamment, nous verrons comment choisir les seuils des filtres à appliquer au niveau du traitement de l'image ou quelles sont les procédures possibles de focalisation, sans dégrader ni la pureté ni l'efficacité de scan.



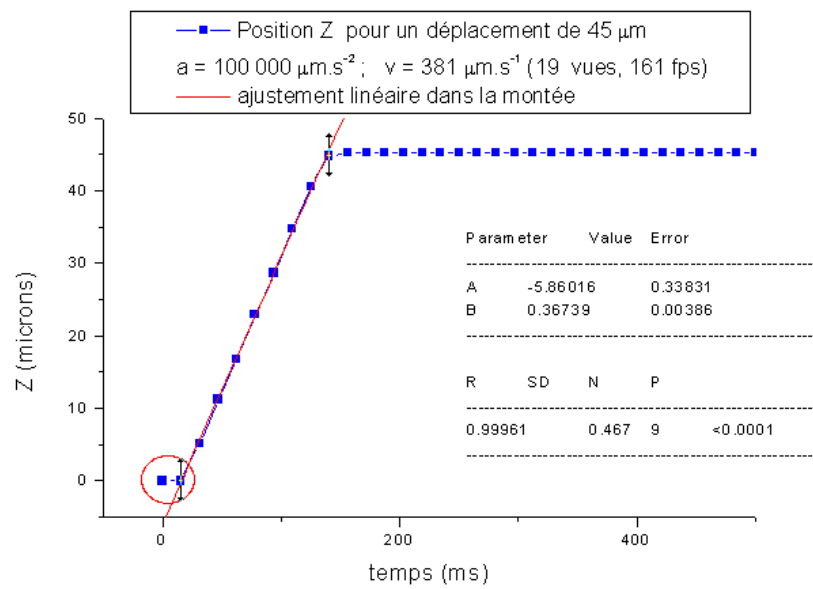


FIG. 4.22 – Lors du scan, le système acquiert à temps régulier les images. On demande que les 3 premières images ne soient pas enregistrées pour scanner dans la partie linéaire de la montée (cf. texte)



# Chapitre 5

## Performances du scan

Dans le chapitre précédent nous avons présenté le fonctionnement du système de scan européen dans OPERA. Notre objectif est maintenant de décrire tout d'abord comment s'effectue la reconnaissance des traces dans les émulsions et ensuite de justifier les choix qui ont été faits lors de cette reconstruction. Ensuite, nous présenterons les performances obtenues lors des différentes étapes de cette reconstruction en terme d'efficacité ainsi que les résolutions des traces obtenues.

### 5.1 Reconstruction des traces

#### 5.1.1 Introduction

Les grains dans les émulsions sont scannés par le système composé d'une table mécanique (cf. section 4.6) motorisée et d'une caméra CMOS ou CCD (cf. section 4.5) en sortie d'un microscope (cf. section 4.4). C'est à partir de ces grains que les traces et donc les événements neutrinos vont être reconnus. Nous nous proposons de décrire ici les différents algorithmes de reconstruction et d'alignement que nous avons utilisés. Sur la figure 5.1, sont schématisées les différentes étapes de scan.

On distingue ainsi deux étapes : une "**en ligne**" où on reconstruit ce que l'on appelle des **microtraces** ( $\mu$ traces) qui sont constituées à partir de l'alignement des grains d'une même couche de gélatine et une, **hors-ligne** où on purifie les données et où les **basetraces** (réunion de deux microtraces qui se correspondent dans les deux couches) sont reconstruites. Enfin on aligne les feuilles d'une même brique et on procède à la reconstruction des **traces** tout au long de la trajectoire des particules chargées.

#### 5.1.2 Reconstruction en-ligne : Algorithme de reconstruction des $\mu$ traces

Dans le chapitre précédent, nous avons donné un bref aperçu de la procédure de scan. A cette occasion, nous avons cité le logiciel SySal [65] utilisé. Ce logiciel ne se contente pas de commander les divers éléments du système de scan telles que les cartes d'acquisition ou la table motorisée. Il contient également l'algorithme de reconstruction des  $\mu$ traces.

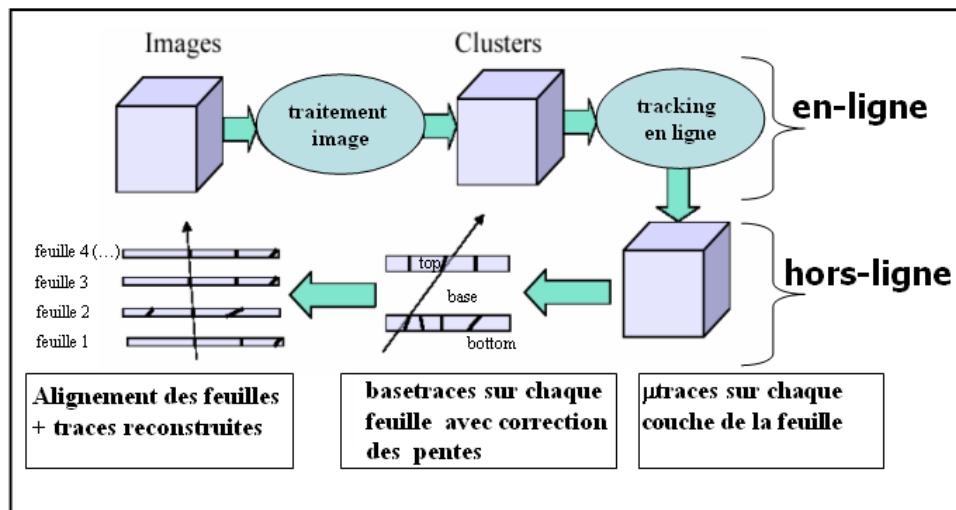


FIG. 5.1 – Les différentes étapes de la reconstruction des traces

L'algorithme de reconstruction le plus utilisé est "Smart-Tracker" mais a priori, il pourra être amélioré d'ici au démarrage d'OPERA. D'autres algorithmes sont également à l'étude, notamment à Lyon, permettant d'augmenter la pureté avec la même efficacité, avec, on l'espère, la même rapidité. En effet, le facteur-clé dans cette étape est la vitesse. Le nombre de *clusters* acquis par image tomographique est compris entre 1000 et 2000<sup>1</sup>. Les  $\mu$ traces ne peuvent être construites qu'à la fin de l'acquisition de la couche concernée. Une fois l'intégralité des images tomographiques d'une vue (CDD ou CMOS) acquise, le système commande le déplacement horizontal vers une autre vue où l'acquisition recommence. Il faut donc réduire le temps de calcul au minimum pour que le système n'attende pas trop avant de scanner la prochaine vue. L'idéal serait que ce calcul se fasse pendant le temps du déplacement.

**L'algorithme Smart-Tracker** a pour philosophie de réduire le nombre de combinaisons possibles entre ces milliers de grains. On rappelle ici que les grains vus par la caméra sont en réalité pour la plupart des grains de brouillard (ou *fog*, cf. section 3.1.2), créés aléatoirement lors du développement, dont ni la forme ni le niveau de gris ne permettent de les distinguer des grains physiques, c'est-à-dire ceux révélant le passage d'une particule chargée. On considère qu'une trace est une séquence rectiligne de grains, puisque dans OPERA, les effets de distorsion sont négligeables (cf. section 3.1.3). Ces grains sont distribués avec la densité moyenne de 30 grains/100 microns dans le cas d'un MIP, répartis selon la distribution de Poisson.

Pour initialiser la reconnaissance des  $\mu$ traces, on examine deux vues cibles non consécutives et l'on choisit quelques autres vues, intermédiaires ou non. Les grains formés

<sup>1</sup>pour des vues de  $\sim 270 \times 270 \mu\text{m}^2$

par l'association des 2 vues cibles permettent de former des traces virtuelles. Si, à l'intersection de cette trace virtuelle et des vues se trouve un grain, l'**initialisation** est amorcée (cf. figure 5.2). On examine alors l'ensemble des autres vues et on récupère, s'il y a lieu, l'information sur la position et la taille des grains des autres vues à proximité de cette trace. Enfin, une régression linéaire permet d'**ajuster** la paramétrisation de la trace rectiligne ainsi obtenue.

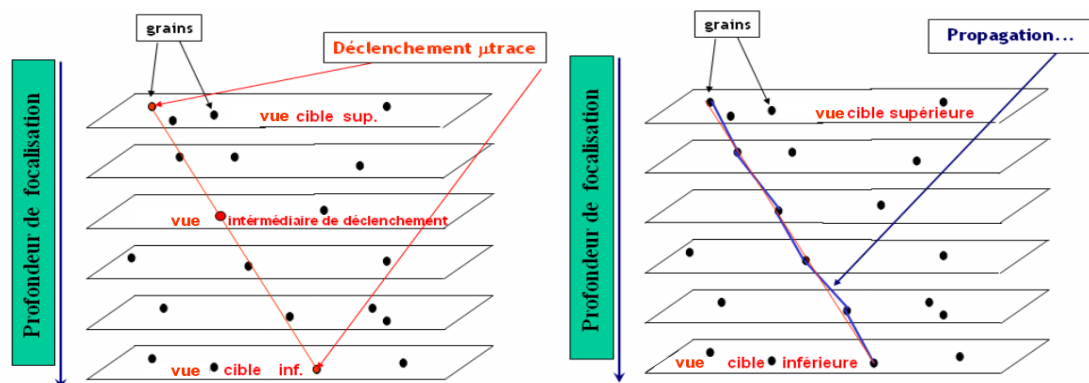


FIG. 5.2 – **Reconnaissance des microtraces** : Si sur la trajectoire formée par deux grains des couches cibles se trouve un grain sur la(les) couche(s) intermédiaire(s) (déclenchement, à gauche) toutes les couches sont alors inspectées pour la propagation (à droite). N.B. : La figure représente une partie seulement des 16 couches tomographiques.

Pour réduire les combinaisons possibles lors de cette reconnaissance, on réalise :

- un pré-traitement des clusters : seuls ceux qui ont une aire supérieure à 4 pixels sont considérés car le bruit inhérent à chaque pixel<sup>2</sup> de la caméra CMOS peut générer de grains de faible taille. Nous montrerons plus loin (lors du calcul de l'efficacité) que cette coupure est justifiée. Ensuite les grains de trop gros diamètre sont également exclus, ces derniers étant générés par des impuretés, notamment à la surface des émulsions, liées aux processus de développement. Le grossissement de l'objectif du microscope est tel que  $1 \text{ pixel} \simeq 0.26 \mu\text{m}$ . En faisant l'approximation que les grains sont des sphères, 64 pixels correspondent à des clusters d'un diamètre de  $2.4 \mu\text{m}$ , ce qui est bien supérieur à la valeur mesurée des grains appartenant aux traces physiques, comprise entre 0.6 et 0.8 microns. Nous pouvons donc faire une coupure sur la taille des grains plus stricte que 64 pixels sans diminuer l'efficacité de scan. En revanche, certaines particules comme les alphas, issues de la radioactivité, peuvent simuler des grains dont la surface est comprise entre 49 et 64 pixels. Ce sera éventuellement à l'utilisateur de décider a posteriori d'écarter ces traces. **En tous les cas, on ne garde que les grains dont l'aire est comprise entre 4 et 64 pixels.**
- Ensuite, l'algorithme limite les angles des traces à  $\tan \theta < 1$ , où  $\theta$  est l'angle entre la trace et la verticale. Une feuille pourra être rescannée dans des cas particuliers

<sup>2</sup>bruit électronique ou impureté

avec un angle limite plus grand, cependant la profondeur de champ limite la résolution des  $\mu$ traces à grand angle. Pour la reconnaissance des événements neutrinos "usuels", et compte-tenu de l'énergie du CNGS, les traces physiques recherchées sont telles que  $\tan \theta < 400 \text{ mrad}$ .

- Compte-tenu de la distribution Poissonienne des 30 grains/100 microns des MIP, une  $\mu$ trace doit comporter environ 13 grains sur 45 microns d'épaisseur et **les  $\mu$ traces possédant moins de 6 grains sont écartées**. Ce point est discuté plus loin.

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

**Comment estimer l'alignement des grains sur une trace ?** Cette question est cruciale car c'est la qualité de cet alignement qui déterminera si une  $\mu$ trace est retenue ou non. Les vues tomographiques sont saisies tous les  $\Delta z = 2$  à  $3 \mu\text{m}$  environ, la profondeur de champ (définie section 4.4.3) étant de  $2 \mu\text{m}$  environ. L'incertitude sur la position "en profondeur" est donc très supérieure à l'incertitude transverse. (cf.figure 5.3).

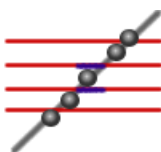


FIG. 5.3 – en bleu on montre les positions transverses possibles pour un grain compte-tenu de sa résolution

Par convention l'axe Z est la direction perpendiculaire aux émulsions et les angles  $\theta_x$  et  $\theta_y$  correspondent aux projections des traces physiques dans les 2 directions transversales. Pour tenir compte du fait que l'alignement se détériore quand la pente ( $\tan\theta_x, \tan\theta_y$ ) des microtraces augmente, la tolérance d'alignement des grains pour un échantillon vaut  $\sqrt{a^2 + \Delta z^2(\tan^2\theta_x + \tan^2\theta_y)}$  et on choisit  $a$  entre  $0.4$  et  $0.7 \mu\text{m}$ , ce qui est large mais permet de ne pas perdre de traces physiques<sup>3</sup>. Nous avons mesuré la distance moyenne grain-microtrace sur des traces physiques (cf. section 5.2.5.1 pour la sélection de ces traces) et obtenu des valeurs comprises entre  $0.07 \pm 0.02 \mu\text{m}$  pour  $\tan(\theta) = 0$  (cf. figure 5.4) et  $0.09 \pm 0.03 \mu\text{m}$  pour  $\tan(\theta) = 0.54$ .

**Quelles coupures sur le nombre de grains adopter ?** Pour ne pas perdre de traces physiques, il faut accepter au minimum 6 grains par  $\mu$ trace. La distribution des grains pour un MIP est donnée sur la figure 5.5. Le nombre de grains réellement créés par  $\mu$ trace augmente avec l'angle puisque la distance parcourue augmente. Cependant le nombre de grains "vus" par  $\mu$ trace reconstruite diminue, et ceci pour deux raisons, illustrées sur la figure 5.6. La première (A.) est que la profondeur de champ étant de  $\sim 2 \mu\text{m}$ , sur deux grains vus dans cette "tranche" seul un contribuera à la formation

<sup>3</sup>nous y reviendrons à la fin de ce chapitre

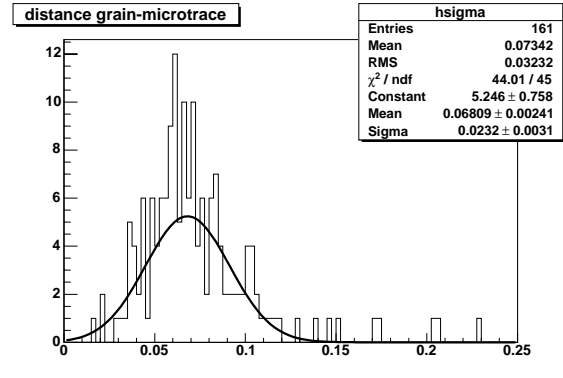


FIG. 5.4 – distance grain- $\mu$ trace pour des pions de 10 GeV (cf. section 5.2.5.1) et un angle nul par rapport à la verticale.

de la microtrace (compte-tenu du diamètre des grains  $d \simeq 0.8 \mu\text{m}$ , ils ne se recouvrent pas). La seconde (B.) est que la résolution transverse des microtraces se détériore avec l'angle, les grains seront moins facilement associés à une microtrace. L'algorithme *Smart-Tracker* permet de tenir compte partiellement de cette dépendance. Un exemple de choix possible est montré sur la figure 5.7. Sur cette figure nous voyons également un exemple de configuration possible pour les couches cibles et les couches de déclenchement de l'algorithme. Les premières et dernières couches ne sont pas utilisées à dessein, pour éviter les couches insensibles de la feuille d'émulsion (cf. section 3.2.1) et également pour éviter d'initialiser la construction des microtraces sur des impuretés de surface sur des couches incomplètes si toutefois la mise au point était mal faite. C'est justement sur cette mise au point (ou *focusing*) que nous allons revenir dans ce dernier paragraphe.

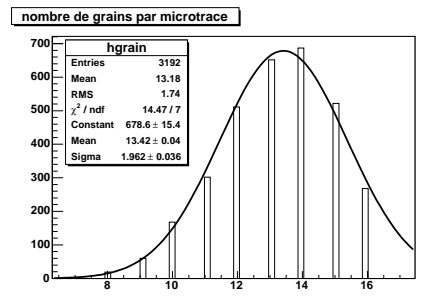


FIG. 5.5 – Une  $\mu$ trace correspondant à un MIP contient environ 13 grains. Cet histogramme a été obtenu à partir d'un échantillon de pions d'impulsion 10 GeV/c, pour des angles  $\tan(\theta) < 0.63$  (cf. section 5.2.5.1 pour la sélection de ces traces)

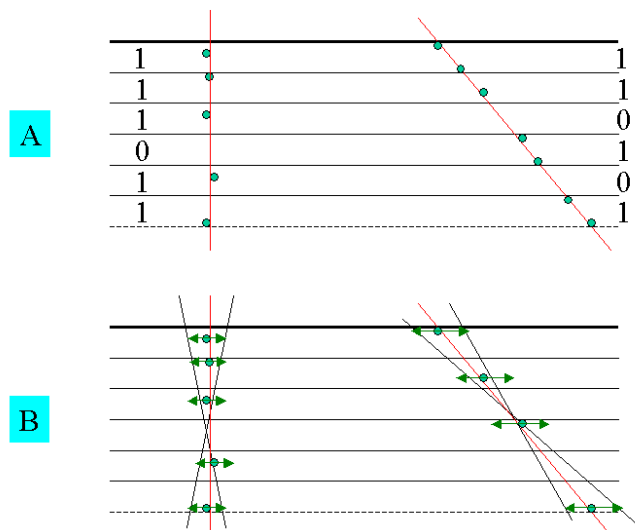


FIG. 5.6 – Le nombre de grains enregistrés par le système de scan diminue avec l'angle car la profondeur de champ est fixée et seul un grain par couche est retenu (cas. A) et car la résolution transverse des microtraces augmente (cas. B où on n'a représenté, pour la  $\mu$ trace inclinée, que les 4 grains qui étaient effectivement retenus par le scan).

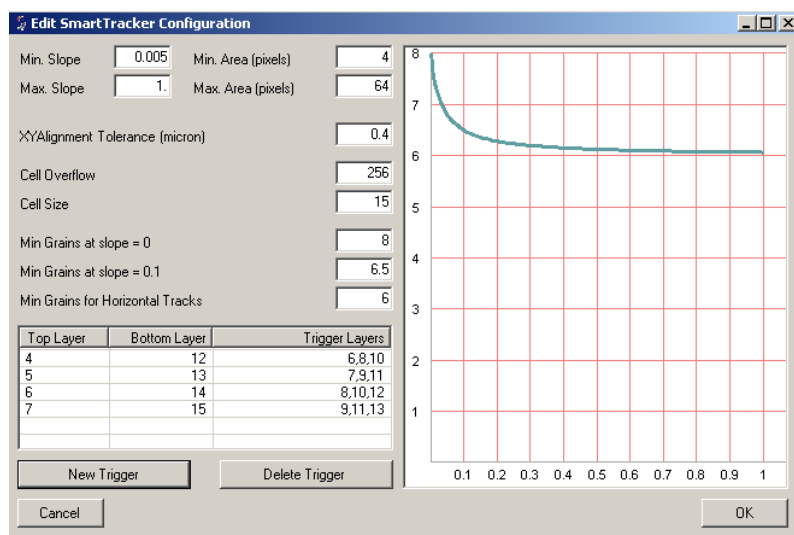


FIG. 5.7 – Configuration possible pour l'algorithme de reconstruction des microtraces. On distingue : la coupure sur le nombre de pixels par grains (4-64), les pentes considérées (0.005 - 1.), les choix des couches cibles et couches de déclenchement et la tolérance transverse à  $0^\circ$  sur l'alignement des grains (0.4  $\mu$ m). La courbe de droite montre l'évolution de la coupure sur le nombre minimum de grains en fonction de l'angle.



### 5.1.2.1 La focalisation

Nous allons exposer ici les différents paramètres de focalisation, encore réglés manuellement, mais qui ont vocation à être automatisés lors du scan des événements OPERA. Ce sont les paramètres à ajuster avant de commencer un scan. Pour l'instant, l'algorithme de mise au point n'est pas définitivement choisi. Nous allons décrire deux options possibles et nous exposerons dans quels cas nous les avons utilisées. Elles sont illustrées sur la figure 5.8.

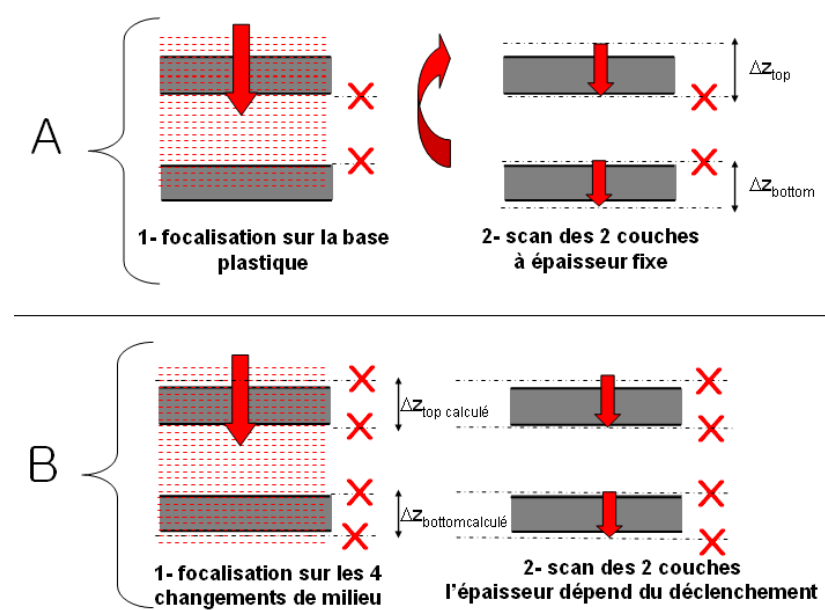


FIG. 5.8 – Deux procédures de focalisation qui ont été utilisées dans ce travail : A : focalisation à épaisseur fixe; B : focalisation à épaisseur variable. (La flèche rouge représente le mouvement de la caméra.)

1. Une des ces options consiste à effectuer la focalisation avec une épaisseur fixe. L'utilisateur définit préalablement les épaisseurs  $\Delta z_{top}$  et  $\Delta z_{bottom}$  attendues des couches top et bottom à scanner. Après positionnement de l'objectif à l'interface top/base plastique, le système commande un déplacement vers le haut, supérieur à l'épaisseur de la couche. Ensuite, la caméra acquiert une série d'images (tous les  $3 \mu\text{m}$ , cf figure 5.8). Le système reconnaît la gélatine si le nombre de clusters reconstruits dépasse un certain seuil. On le fixe en général à 800 clusters/vue. Les coordonnées des interfaces top/base  $Z_t$  et base/bottom  $Z_b$  sont ainsi enregistrées. Le scan peut alors s'effectuer entre les altitudes :
  - $Z_t + \Delta z_{top}$  et  $Z_t$  pour la couche supérieure
  - $Z_b$  et  $Z_b - \Delta z_{bottom}$  pour la couche inférieure

Compte tenu de la phase d'accélération de l'axe  $Z$ , qui pourrait entraîner une non-linéarité au début de l'acquisition (cf. section 4.6), on donne pour les épaisseurs une

valeur supérieure à la taille réelle de l'émulsion. Ainsi, les couches "non valides", qui sont écartées pour la reconstruction des  $\mu$ traces, se trouvent en dehors de l'émulsion.

Cette méthode présente l'avantage de laisser l'utilisateur libre d'ajuster l'épaisseur à scanner. Nous l'avons notamment utilisée pour le scan d'émulsions présentant des défauts en surface<sup>4</sup>. Ces défauts sont pour l'instant assez fréquents et sont dépendants de la qualité du développement [49] (temps de trempage, réutilisation des produits etc.) Nous espérons que ces effets seront réduits au minimum pour OPERA et des études sont en cours pour améliorer les techniques de développement. Les défauts ne sont présents que sur les interfaces air/gélatine et ainsi, en effectuant la focalisation sur la base plastique, cette méthode est peu sensible aux impuretés. En revanche, si l'épaisseur nominale d'une couche d'émulsion est de<sup>5</sup> 45  $\mu m$ , nous avons observé que celle-ci peut varier avec le développement, ainsi qu'avec le vieillissement des émulsions et, dans ce cas, cette méthode n'est pas la mieux adaptée.

2. **Une autre option consiste à calculer automatiquement l'épaisseur des émulsions.** Le déroulement est similaire : Par le même principe de déclenchement sur un nombre de clusters minimal, les altitudes des 4 changements de milieu (cf figure 5.8) sont enregistrées. Le scan s'effectue alors de haut en bas entre ces positions. Comme dans la première méthode, on peut augmenter l'épaisseur à scanner pour pallier les problèmes de mécanique.

Le principal avantage est que cette méthode **tient compte des éventuelles variations d'épaisseur** d'une feuille d'émulsion à l'autre, ainsi qu'au sein d'une même feuille, si le développement n'est pas tout à fait homogène. Elle a été introduite à Lyon pour répondre aux besoins du scan à sec (où l'épaisseur des 2 couches est vue différemment à cause de la réfraction des rayons lumineux) et a été utilisée avec profit pour le scan à huile. Si les émulsions ne présentent pas de défauts en surface<sup>6</sup>, cette procédure permet d'optimiser la zone à scanner et donc de perdre le moins de grains possible dans la reconstruction. **Nous l'avons utilisée dans le calcul de l'efficacité de scan** (cf. section 5.2.2).

### 5.1.3 Reconstruction hors-ligne

Les microtraces étant reconstruites, on utilise hors-ligne une application nommée FEDRA<sup>7</sup> [66], qui est le fruit de l'étroite collaboration des groupes de scan européens, pour reconstruire les traces dans la brique. Il existe d'autres applications de reconstruction, nous ne décrivons que celle-ci, que nous avons principalement utilisée dans cette

---

<sup>4</sup>cf. chapitre 6

<sup>5</sup>après développement

<sup>6</sup>qui pourraient induire le système en erreur en les confondant avec des grains et donc en surestimant l'épaisseur de la couche concernée

<sup>7</sup>Framework for Emulsion Data Reconstruction and Analysis

étude. FEDRA est encore en évolution et des améliorations sont sans cesse apportées par leurs utilisateurs.

Elle intègre un ajustement de la trajectoire tenant compte de la diffusion multiple dans le plomb, grâce à un *Filtre de Kalman*, et permet ainsi de reconstruire des traces de particules ayant une impulsion supérieure à 1 GeV/c. En revanche, pour les particules proches de l'arrêt et subissant une grande diffusion multiple, il n'existe pas pour l'instant d'algorithme standard. Leur étude et leur reconstruction feront l'objet du chapitre 6. .

Pour comprendre quels sont les termes qui interviennent dans le calcul de l'efficacité de scan, il nous faut comprendre chacune des étapes de la reconstruction que nous allons décrire ci-après. Les objectifs de la reconstruction sont :

- accéder aux paramètres des émulsions et de la brique lors de l'exposition : épaisseurs des couches de gélatine avant développement et alignement des feuilles.
- éliminer la grande densité de traces reconstruites fortuitement à cause des grains de brouillard et des impuretés.
- et bien sûr reconstruire les traces physiques avec la meilleure résolution et la meilleure efficacité possible.

### 5.1.3.1 Construction des basetraces et correction du rétrécissement

**La première étape du traitement des données "brutes"** du scan consiste à éliminer les traces de bruit générées à  $0^\circ$ . Elles sont dues à des **impuretés présentes sur le senseur des caméras CMOS** (ou CCD) qu'il est difficile d'éliminer manuellement. Ces traces sont parfaitement verticales et possèdent un nombre de grains maximum. On repère les pixels touchés et les  $\mu$ traces contenues dans une surface de  $1 \times 1 \mu m^2$  autour de ces pixels sont éliminées. Une illustration de l'effet de cette correction est donnée sur la figure 5.9.

**La construction des basetraces** est obtenue après **correction du rétrécissement** de la gélatine des couches d'émulsion. Ce processus, mentionné dans la section 3.1.3, implique que les pentes des  $\mu$ traces sont augmentées par rapport à l'inclinaison "réelle" des traces lors de l'exposition de la brique.

Le processus de correction est itératif et se déroule de la façon suivante : **Tout d'abord, les microtraces des couches top et bottom sont associées deux à deux** sous les condition suivantes :

- $\Delta x = \Delta y = 2 \mu m$ ,
- $\Delta(\tan\theta_x) = \Delta(\tan\theta_y) = 0.013 \cdot [1 + 6 \cdot \tan\theta_{x,y}]$

Puis, pour chaque couple on définit (cf. figure 5.10) :

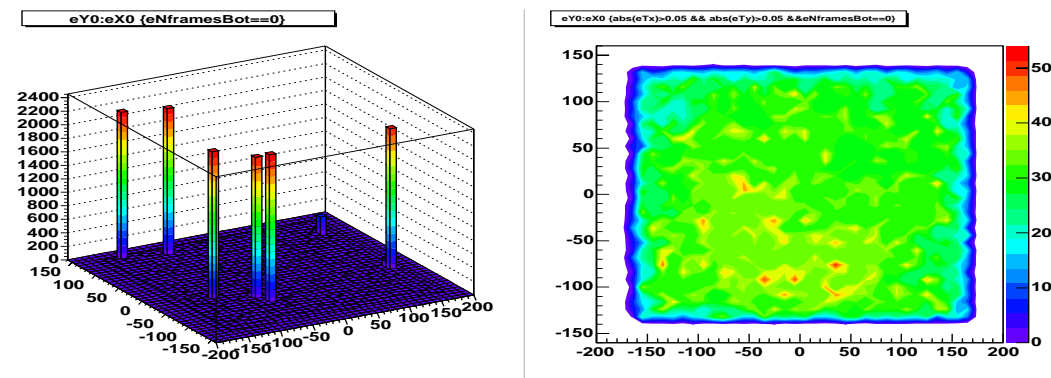


FIG. 5.9 – Répartition des microtraces dans les coordonnées du senseur CMOS (en pixels), avant et après traitement. Les pics sur la figure de gauche correspondent à des impuretés présentes sur le senseur.

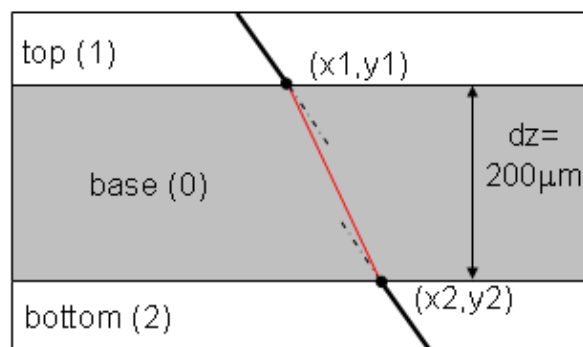


FIG. 5.10 –

$$\left\{ \begin{array}{l}
\text{les coordonnées du point d'intersection des microtraces sur la base plastique :} \\
\bullet \text{ microtrace top : } (x_1, y_1, \theta_{x1}, \theta_{y1}) \\
\bullet \text{ microtrace bottom : } (x_2, y_2, \theta_{x2}, \theta_{y2}) \\
dz = 200\mu m (\text{épaisseur base plastique}) \\
\\
\text{angles prédits : } tx = \frac{x_2 - x_1}{dz} \quad \text{et} \quad ty = \frac{y_2 - y_1}{dz} \\
\\
\Delta S_{x1} = tx - \tan(\theta_{x1}) \\
\Delta S_{y1} = ty - \tan(\theta_{y1}) \\
\Delta S_{x2} = tx - \tan(\theta_{x2}) \\
\Delta S_{y2} = ty - \tan(\theta_{y2})
\end{array} \right. \quad (5.1)$$

et

$$\chi^2 = \frac{1}{4} \left( \left( \frac{\Delta S_{x1}}{\sigma_{S_x}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta S_{y1}}{\sigma_{S_y}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta S_{x2}}{\sigma_{S_x}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta S_{y2}}{\sigma_{S_y}} \right)^2 \right) \quad (5.2)$$

(où  $\sigma_{S_x} = \Delta(\tan\theta_x)$  et  $\sigma_{S_y} = \Delta(\tan\theta_y)$ ). Seuls les couples (top-bottom) pour lesquels  $\chi^2 < 12$  sont gardées. On forme alors des basetraces par continuité et on calcule le facteur moyen de rétrécissement  $\frac{\text{pente microtrace}}{\text{pente basetrace associée}}$  pour les deux couches séparément.

**Aux itérations suivantes, les pentes des microtraces sont corrigées par le facteur précédemment calculé** et la même association est opérée entre les deux couches. Les épaisseurs sont corrigées quand deux itérations successives aboutissent au même facteur de rétrécissement qui correspond au rapport :  $\frac{\text{épaisseur scannée}}{\text{épaisseur lors de l'exposition}}$ .

### 5.1.3.2 Alignement

**Principe des marques fiducielles** Pour aligner les feuilles entre elles on procède à l'impression de marques fiducielles aux rayons X juste avant le développement des briques. Leur utilisation est résumée sur la figure 5.11 Ces marques forment un repère lié aux feuilles d'émulsion par rapport auquel les coordonnées des  $\mu$ traces/basetraces sont calculées lors du scan. Ensuite, on doit procéder à l'association des traces de deux feuilles successives pour retrouver leur position relative dans la brique.

Les marques qui seront définitivement utilisées lors du scan des événements OPERA sont encore à l'étude (une solution proposée est illustrée sur la figure 5.12).

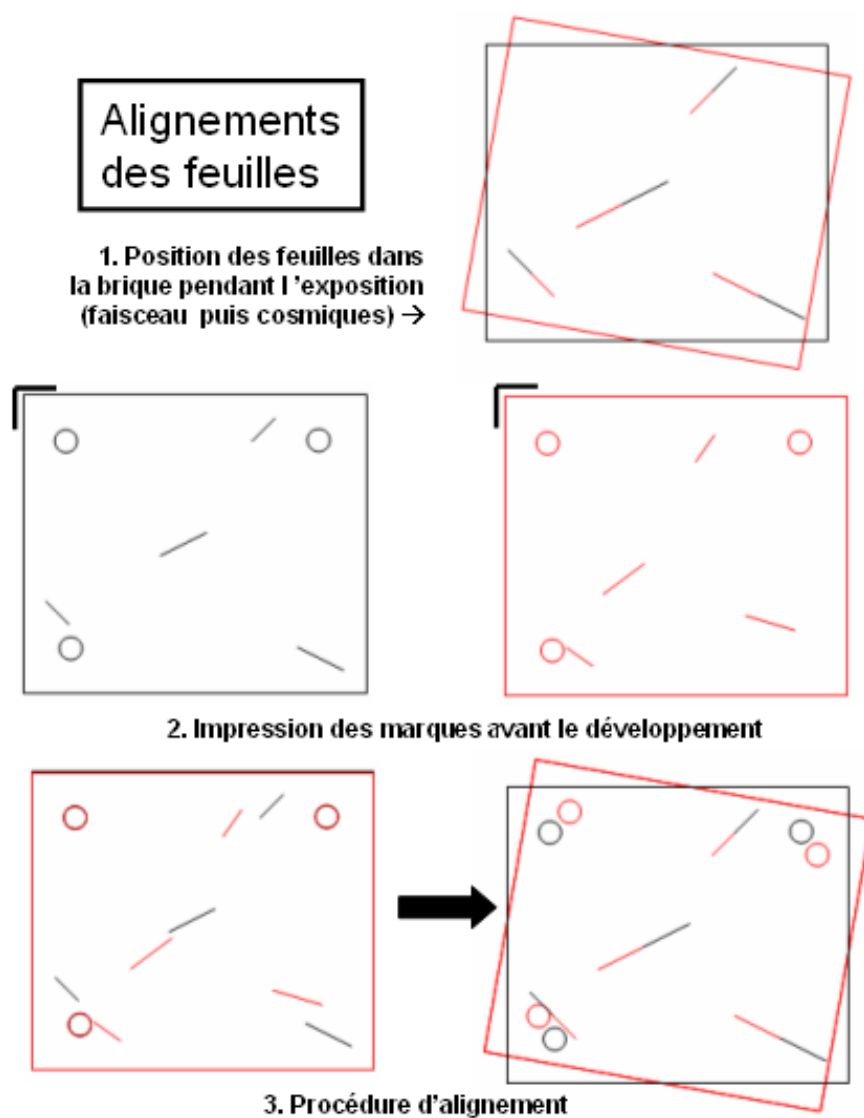


FIG. 5.11 – L'alignement des feuilles consiste à imprimer des marques fiducielles sur chaque émulsion, scanner une ou des zone(s) dans ce repère propre puis faire coïncider les basetraces de deux feuilles successives pour rétablir leurs positions relatives lors de l'exposition

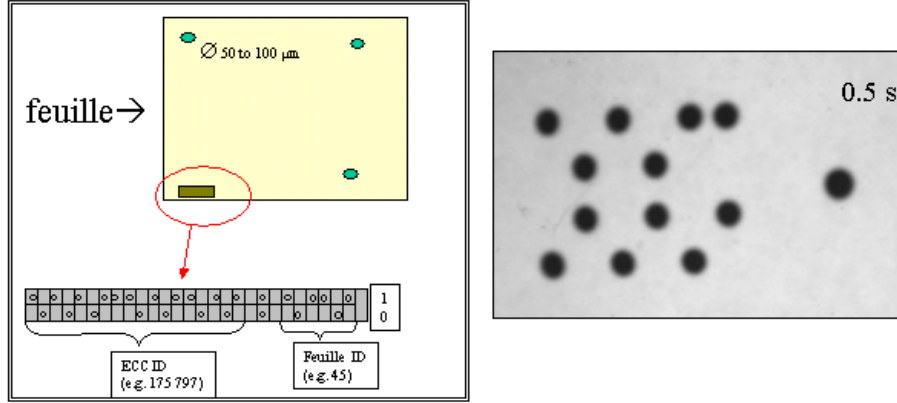


FIG. 5.12 – Une des propositions [67] pour les marques fiducielles des émulsions OPERA. Le code imprimé aura la double fonction de marques fiducielles et de carte d'identité de la feuille (rang de la brique et brique d'appartenance). Les disques noirs ont été obtenus par exposition d'un film d'émulsion à des LEDs pendant 0.5 s.

**Procédures d'alignement** La transformation d'alignement est cherchée sous la forme d'une transformation affine la plus générale :

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}_{R'} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}_{R_0} + \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

$$\begin{pmatrix} \tan\theta_x \\ \tan\theta_y \end{pmatrix}_{R'} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tan\theta_x \\ \tan\theta_y \end{pmatrix}_{R_0}$$

Pour aligner les feuilles on utilise le même  $\chi^2$  que dans l'équation 5.2, où les indices 1 et 2 représentent désormais les basetraces de deux feuilles consécutives. L'algorithme teste une série de configurations pour le déplacement  $(\Delta X, \Delta Y, \Delta(\tan\theta_x), \Delta(\tan\theta_y))$ . Comme pour la correction du rétrécissement des couches, la procédure est appliquée itérativement et transforme, à chaque étape, les coordonnées avec l'ensemble de paramètres  $(a_{ij}, b_i)$  donnant un nombre de coïncidences maximum. Pour que la convergence soit rapide, il faut sélectionner des traces physiques rectilignes et donc utiliser un échantillon de basetraces de bonnes qualité (nombre de grain  $> 20$ ,  $\chi^2 < 6$ ). Dans OPERA, on compte aligner les feuilles en exposant les briques une fois retirées, à des particules cosmiques grâce à un puits dans le laboratoire du Gran-Sasso. La faisabilité de cette opération est étudiée par des tests sur faisceaux et un résultat est présenté dans le chapitre 6.

Dans FEDRA, une seule zone de 1  $cm^2$  est nécessaire pour l'alignement. D'autres méthodes sont utilisées et étudiées. En effet, il faudra pour la chaîne de lecture des émulsions dans OPERA que l'alignement soit rapide. Tout d'abord pour ne pas perdre de temps sur le scan et ensuite parce qu'il est nécessaire d'effectuer l'alignement entre deux

feuilles successives avant de scanner les zones prédites par l'analyse dans la procédure de scan de suivi.

### 5.1.3.3 Reconstruction des traces dans une brique

Le but de cette étape est d'associer les basetraces de chaque feuille conformément aux paramètres d'alignement et d'obtenir le meilleur ajustement des traces ainsi obtenues. Pour les traces dont l'énergie est supérieure à 1 *GeV*, on utilise un filtre de Kalman pour l'ajustement qui tient compte de la diffusion coulombienne multiple.

**Le filtre de Kalman** Le filtre de Kalman [68] est un processus itératif qui permet de recalculer les paramètres d'ajustement au fur et à mesure de la propagation en confrontant les valeurs prédites et les valeurs mesurées. Il convient très bien aux problèmes où l'erreur à chaque étape est aléatoire (comme c'est le cas pour la diffusion multiple). Son application suppose que le système est linéaire et que les erreurs sont gaussiennes. Dans ce cas, c'est le meilleur estimateur que l'on puisse construire. Son utilisation se divise en deux phases. Tout d'abord, on l'applique dans le sens de la trace pour l'étape du **filtrage**. Puis, on reprend la trace et on transporte l'information des dernières basetraces sur les premières en l'appliquant dans le sens inverse de la trace, c'est l'étape du **lissage**.

**Algorithme de reconstruction des traces** Le filtre de Kalman est appliqué après avoir fait une reconstruction grossière des traces. Tout d'abord, les basetraces sont assemblées en couples pour 2 feuilles consécutives, ceci afin d'éliminer les traces qui ne traversent qu'une seule feuille et réduire le nombre de combinaisons possibles lors de la reconstruction. Ce processus est similaire à celui permettant de relier les microtraces entre elles avec les tolérances suivantes :

- $\Delta x = \Delta y = 5 \mu m$ ,
- $\Delta(\tan\theta_x) = \Delta(\tan\theta_y) = 0.010 \cdot [1 + 3 \cdot \tan\theta_x]$

On calcule ensuite le  $\chi^2$  correspondant à cette association tel que décrit dans l'équation 5.2. Si  $\chi^2 > 12$ , le couple de basetraces est éliminé. Ensuite, on assemble les couples entre eux pour former des traces par le même processus. (cf. figure 5.13). Pour un même couple de basetraces, si plusieurs traces sont associées on ne garde que les traces les plus longues. Enfin, on peut autoriser des trous dans la chaîne des basetraces (car l'efficacité de scan n'est pas maximale, cf. plus loin), deux trous successifs maximum étant autorisés.

Ensuite, on applique le filtre de Kalman pour ajuster les traces restantes. Dans ce qui suit, on désigne une basetrace de la feuille  $k$  par le vecteur  $\vec{b}_k$  (de dimension 4). Les mesures (indice "*mes*") représentent les paramètres des basetraces tels qu'ils apparaissent après association des  $\mu$ traces. Elles sont connues aux incertitudes de scan près, réunies dans la matrice  $\mathbf{R}_k$ . Lors de la reconstruction, la matrice de covariance associée à cette basetrace est désignée par  $\mathbf{C}_k$ , dans laquelle on introduit les erreurs aléatoires dues à la diffusion multiple par la matrice de covariance "projetée"  $\mathbf{Q}_k$ .



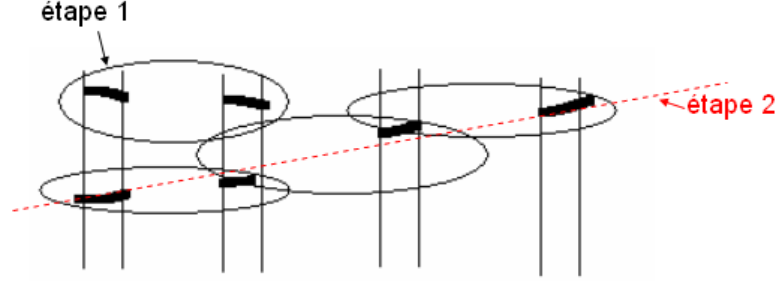


FIG. 5.13 – Pour la reconstruction des traces, on commence par associer les basetraces 2 à 2 (étape1) puis des traces sont construites par regroupement de ces couples (étape 2).

### 1. Etape du filtrage $k \rightarrow k + 1$

On calcule la basetrace prédite sur la feuille  $k + 1$  par simple projection  $\mathbf{P}_k$  (connaissant les paramètres d'alignement et la distance entre ces deux feuilles  $dz_k$ ) :

$$\vec{b}_{k+1,pred} = \mathbf{P}_k \vec{b}_k = (x_k + Sx_k \times dz_k, y_k + Sy_k \times dz_k, Sx_k, Sy_k) \quad (5.4)$$

et la matrice de covariance prédite en  $k + 1$

$$\mathbf{C}_{k+1,pred} = \mathbf{P}_k \mathbf{C}_k \mathbf{P}_k^T + \mathbf{Q}_k \quad (5.5)$$

avec  $\mathbf{Q}_k$  la matrice de covariance de la diffusion multiple d'angle projeté  $\theta_{MS}$  :

$$\mathbf{Q}_k = \begin{pmatrix} \theta_{MS}^2 dz_k^2/3 & 0 & \theta_{MS}^2 dz_k/2 & 0 \\ 0 & \theta_{MS}^2 dz_k^2/3 & 0 & \theta_{MS}^2 dz_k/2 \\ \theta_{MS}^2 dz_k/2 & 0 & \theta_{MS}^2 & 0 \\ 0 & \theta_{MS}^2 dz_k/2 & 0 & \theta_{MS}^2 \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

On mesure alors la valeur des paramètres de la basetrace en  $k+1$  :

$$\vec{b}_{k+1,mes} = (x_{k+1}, y_{k+1}, Sx_{k+1}, Sy_{k+1})$$

et on calcule la matrice de covariance des erreurs expérimentales :  $\mathbf{R}_{k+1}$

On confronte alors valeur mesurée et valeur prédite, et le filtre permet de minimiser les erreurs en prenant pour nouveaux paramètres pour la basetrace ( $k+1$ ) :

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_{k+1} &= [\mathbf{C}_{k+1,pred}^{-1} + \mathbf{R}_{k+1}]^{-1} \\ \text{et} & \\ \vec{b}_{k+1} &= \mathbf{C}_{k+1} [\mathbf{C}_{k+1,pred}^{-1} \vec{b}_{k+1,pred} + \mathbf{R}_{k+1} \vec{b}_{k+1,mes}] \end{aligned} \quad (5.7)$$

## 2. Etape du lissage $k + 1 \rightarrow k$

La matrice arrière  $\mathbf{A}_k$  propage l'information de l'ajustement sur les basetraces précédentes :

$$\mathbf{A}_k = \mathbf{C}_k \mathbf{P}_k^T \mathbf{C}_{k+1, pred}^{-1} \quad (5.8)$$

On applique le lissage dans le sens contraire de celui du filtre (en projetant les basetraces  $(k+1)$  sur la feuille  $(k)$ ), et on obtient les basetraces (finales) lissées par :

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_{k, lissé} &= \mathbf{C}_k + \mathbf{A}_k (\mathbf{C}_{k+1, lissé} - \mathbf{C}_{k+1, pred}) \mathbf{A}_k^T \\ \text{et} \\ \vec{b}_{k, lissé} &= \vec{b}_k + \mathbf{A}_k [\vec{b}_{k+1, lissé} - \vec{b}_{k+1, pred}] \end{aligned} \quad (5.9)$$

Le  $\chi^2$  qu'on utilise est calculé à la dernière itération :

$$\frac{\chi^2_{traces}}{\text{nb degrés de liberté}} = \frac{(\vec{b}_{k, lissé} - \vec{b}_{k, mes}) (\mathbf{R}_k - \mathbf{C}_k)^{-1} (\vec{b}_{k, lissé} - \vec{b}_{k, mes})}{4 (nb_{segments} - 1)} \quad (5.10)$$

## 5.2 Calculs des efficacités

### 5.2.1 Tests de référence

Pour vérifier les performances du scan, il faut travailler avec un faisceau test de référence. Les résultats que nous allons exposer ci-après ont été obtenus après analyse de 8 feuilles consécutives, issues d'un test au CERN.

Les feuilles étaient emballées en une brique OPERA, **mais sans plomb**, sous vide (ancienne technique d'emballage). Celle-ci a été exposée à des pions d'impulsion de 10 GeV. Le faisceau contenait une faible contamination d'électrons ( $\sim 1\%$ ) et de muons ( $\sim 10\%$  au plus). La brique a été initialement positionnée de telle sorte que les feuilles soient perpendiculaires au faisceau. Puis on l'a inclinée sous différents angles (cf. figures 5.14).

En tout, on distingue 14 angles d'exposition

$$[\tan(\theta_x) = 0., 0.2 \text{ rad}] \times [\tan(\theta_y) = 0, -0.1, 0.2, -0.3, 0.4, -0.5, 0.6 \text{ rad}]$$

Ces différents angles vont nous permettre d'estimer la dépendance angulaire de l'efficacité de scan. L'intensité attendue était d'environ 200 *traces/cm<sup>2</sup>/angle*. Celle-ci fut contrôlée par deux scintillateurs d'efficacité 78% et 98%. De ces mesures, on a déduit les nombres relatifs de traces pour chaque angle, en prenant comme référence  $\tan(\theta_x) = 0.$  et  $\tan(\theta_y) = 0.$  Ils sont reportés dans le tableau 5.1. L'alignement de ces feuilles peut se faire avec l'aide de ces pions de haute énergie, sans avoir besoin de particules cosmiques.

Nous allons tout d'abord exposer quelques études préliminaires sur la qualité des scans effectués.

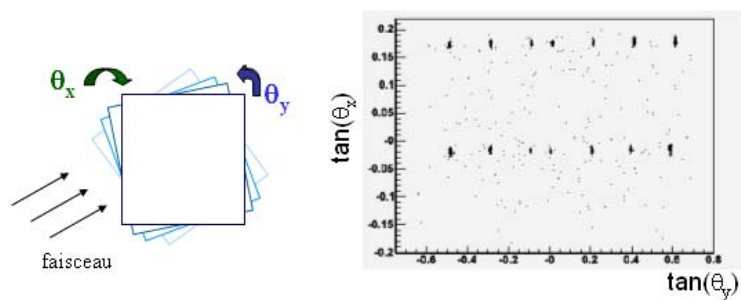


FIG. 5.14 – *Angles d'exposition* du test de référence. Le graphe de droite est obtenu après reconstruction des traces dans la brique.

angles ( $\tan\theta_x, \tan\theta_y$ )	densité de traces
0. 0.	1.
0. -0.1	0.92
0. -0.3	0.92
0. -0.5	1.01
0. 0.2	0.91
0. 0.4	0.84
0. 0.6	0.92
0.2 0.	0.96
0.2 -0.1	0.91
0.2 -0.3	0.94
0.2 -0.5	0.91
0.2 0.2	0.92
0.2 0.4	0.92
0.2 0.6	0.92

TAB. 5.1 – *Densité de trace relative à l'angle d'exposition (0,0) donnée par les scintillateurs.*

### 5.2.2 Etudes préliminaires

Les 8 feuilles ont été scannées à l'aide d'un objectif à huile, sur un support en verre relié à une pompe à vide (cf. section 4.6). La planéité était donc optimisée.

#### 5.2.2.1 Qualité du scan effectué

**Prise en compte de la mécanique :** L'acquisition des images est effectuée par la caméra CMOS à une vitesse de 161 images/seconde. Compte-tenu de la phase d'accélération de l'axe Z (cf section 4.6), on a choisi de scanner 3 + 16 images par couche, les trois premières (où la vitesse n'est pas constante et donc les altitudes non équidistantes) étant ignorées.

**Profondeur de champ** Pour calculer la profondeur de champ, on a appliqué la méthode décrite dans la section 4.4. Un scan a été effectué sur une dizaine de vues avec un échantillonnage de 1 image tous les  $0.8 \mu m$ . On a trouvé :

$$fd \text{ (focal depth)} = 2.4 \pm 0.2(stat) \pm 0.1(syst) \mu m$$

Chaque couche d'émulsion mesure environ  $42 \mu m$ , le choix de scanner 16 images par couche est donc justifié car  $\frac{42}{16} \gtrsim fd$ . Dans ces conditions chaque grain est censé être vu distinctement.

**Epaisseurs, déclenchement** On a choisi de scanner les émulsions avec un déclenchement automatique. Dans cette procédure, l'épaisseur des émulsions est automatiquement calculée par le système. Elle est appréciée par une série d'acquisitions successives au-dessus de la couche supérieure (*top*) jusqu'à ce que le nombre de grains enregistrés dépasse un certain seuil. Cette méthode a l'avantage d'assurer un scan d'une grande stabilité car, ainsi, les variations d'épaisseur locales sont prises en compte : cela minimise les cas où le système se trompe et donc perd des grains et l'efficacité devrait être meilleure.

**Qualité des images et luminosité** Une grande attention a été portée sur l'alignement du chemin optique "source lumineuse-objectif" (cf. section 4.4). Les 2 couches à scanner étant distantes de  $200 \mu m$ , on a choisi de focaliser la lumière au niveau du centre de la base plastique, entre les deux couches. Ce réglage n'implique pas tout à fait que les deux couches soient identiquement éclairées à cause de la réfraction des rayons lumineux dans les couches inférieures de l'émulsion, mais elle permet le meilleur réglage possible tant au niveau du contraste des images qu'au niveau de l'uniformité de l'éclairage.

Le filtre utilisé pour le traitement des images est décrit dans la section 4.5.3. Le choix de la fonction seuillage à appliquer à la suite de ce filtre, pour chacune des couches, dépend de plusieurs critères basés sur la nature des émulsions et de l'exposition :

- Le nombre de clusters par vue scannée doit être de l'ordre du *brouillard* attendu. Pour ces émulsions, il vaut environ  $5 \text{ grains}/(10 \mu\text{m})^3$ . Chaque vue représente un "volume"

$$\Delta X \times \Delta Y \times fd = 337 \times 270 \times 2.4 \mu\text{m}^3 \sim 200\,000 \mu\text{m}^3$$

on s'attend à un millier de clusters par vue. Cela nous donne un point de référence sur la valeur attendue.

- En ce qui concerne les seuils respectifs appliqués aux couches supérieures et inférieures, on utilise le fait que les traces "physiques" doivent contribuer de la même manière dans les deux couches d'émulsion. Les scans ont donc été effectués avec des coupures strictes, permettant de n'analyser qu'un échantillon enrichi en particules de haute énergie (la densité de grains moyenne pour un *MIP* :  $\sim 30$  grains/ $100 \mu\text{m}$ ) et on a choisi les seuils qui permettaient d'égaliser le nombre de microtraces top et bottom. Ainsi, les clusters aléatoirement formés sur les couches (notamment "simulés" par des impuretés) n'influencent pas le choix des seuils à appliquer.

Le résultat obtenu est illustré sur la figure 5.15.

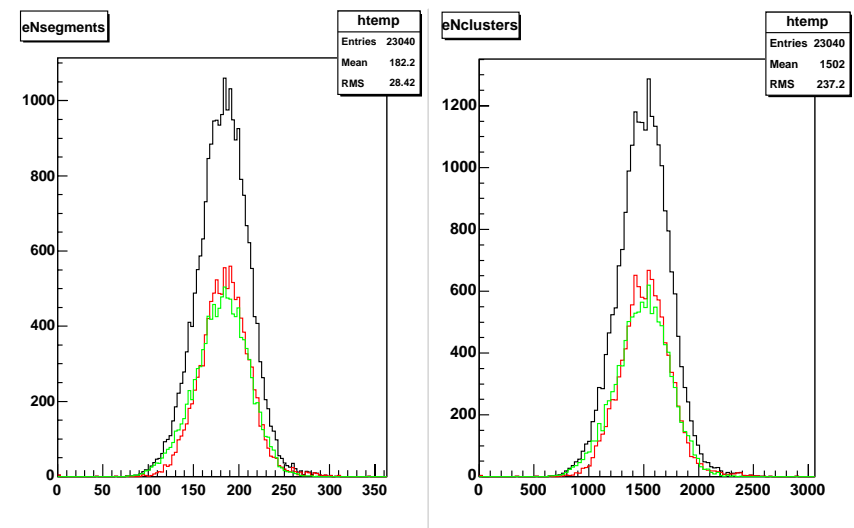


FIG. 5.15 – Les seuils des filtres ont été optimisés pour qu'il y ait le même nombre de microtraces dans les 2 couches d'émulsion. **A gauche**, on a tracé la distribution du nombre de microtraces par vue, **à droite** la distribution du nombre de clusters par vue. **Les courbes vertes** sont pour la couche supérieure, les **rouges** pour la couche inférieure et les **noires** pour la somme des deux.

Le profil des grains dans les 2 couches d'émulsion est donné sur la figure 5.16.

En ce qui concerne l'uniformité de l'éclairage, l'utilisation de la caméra CMOS pose quelques problèmes. Pour l'instant, on observe une perte de sensibilité des pixels aux bords de la vue. Un filtre d'égalisation du niveau de gris est en cours de développement

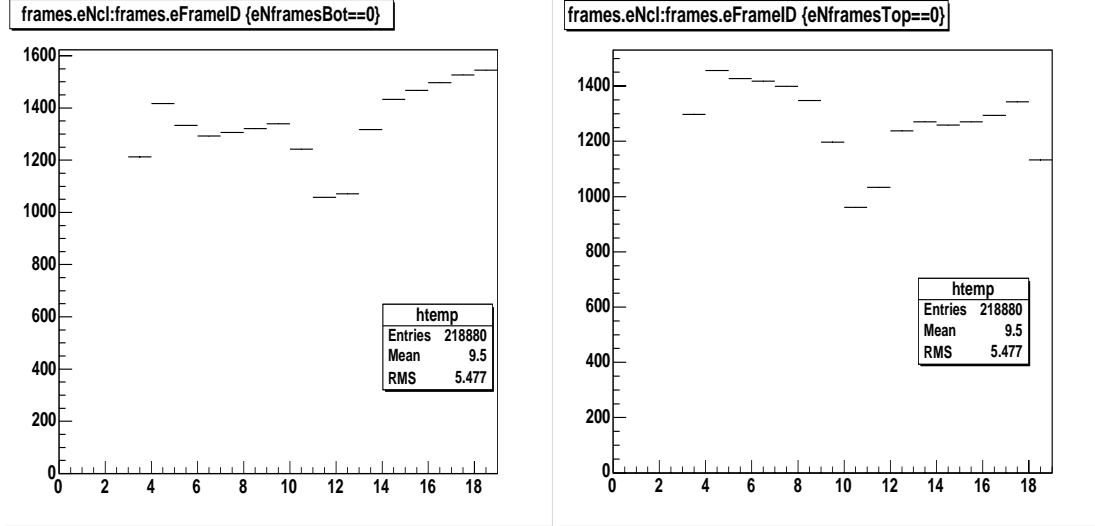


FIG. 5.16 – **A gauche**, profil des grains en fonction de la vue tomographique scannée, pour la couche supérieure; **A droite**, même profil pour la couche inférieure. La petite diminution centrale est due à la présence d'une mince épaisseur ( $1 \mu\text{m}$ ) de gélatine insensible au milieu de chaque couche (cf section 3.2)

dans les laboratoires européens, mais il n'est pas assez stabilisé pour être utilisé pour l'instant. On a donc choisi de scanner une vue plus petite, sur laquelle la densité des microtraces est plus uniforme :

$$\Delta X \times \Delta Y = 240 \times 200 \mu\text{m}^2$$

Cela a pour effet de diminuer la vitesse de scan par rapport à la procédure qui sera utilisée dans OPERA.

### 5.2.2.2 Basetraces reconstruites

Dans ce manuscrit, on note  $S = \tan\theta$ ,  $S_x = \tan\theta_x$ ,  $S_y = \tan\theta_y$  respectivement les pentes et leurs projections sur les plans (xz) et (yz) des microtraces, basetraces et traces.

Après le scan, les basetraces ont été reconstruites par la procédure habituelle : calcul du rétrécissement des couches et formation de couples de microtraces avec les tolérances :

- $\Delta x = \Delta y = 2 \mu\text{m}$ ,
- $\Delta(\tan\theta_x) = \Delta(\tan\theta_y) = 0.013 \cdot [1 + 6 \cdot \tan\theta_{x,y}]$

Pour estimer la qualité de l'ajustement des microtraces, on calcule la différence angulaire entre les basetraces et les microtraces. A faible angle ( $S \leq 0.10$ ), on obtient une résolution de  $0.07 \text{ mrad}$ . Ensuite, la résolution se dégrade linéairement avec la pente<sup>8</sup> ( $S_y = \tan\theta_y$ ) jusqu'à  $22 \text{ mrad}$  pour  $\theta = 600 \text{ mrad}$ . On résume sur la figure 5.17 les résolutions obtenues pour tous les angles d'expositions  $S_y$  (avec  $S_x=0$ ).

<sup>8</sup>conformément à notre tolérance pour construire les basetraces.

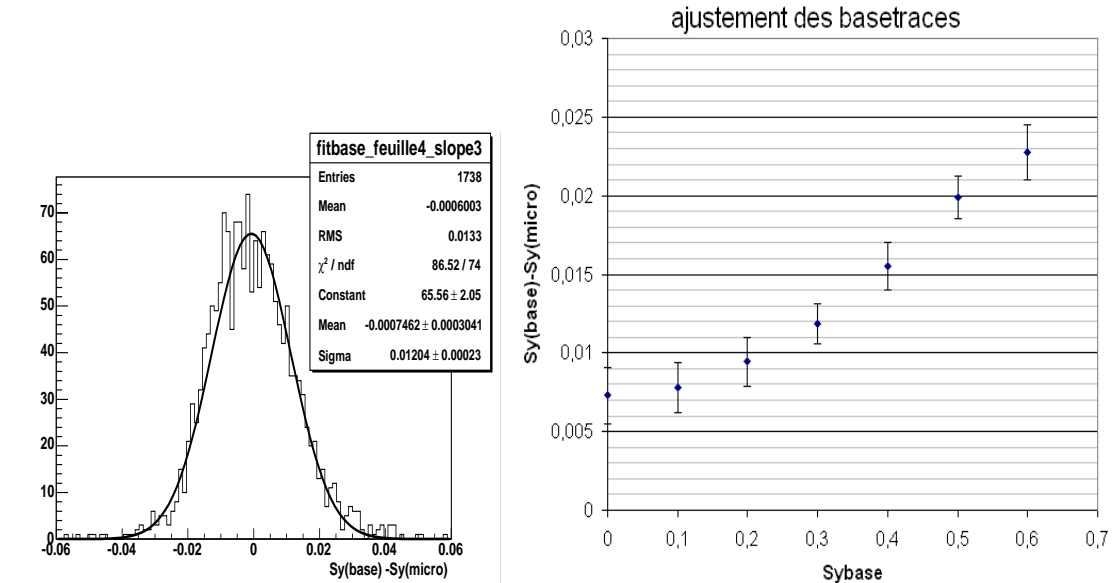


FIG. 5.17 – *Qualité de l'ajustement des basetraces.* On a tracé la différence des pentes ( $\tan\theta_y$ ) entre les basetraces et les microtraces **A gauche**, pour  $Sy = 0.3$  et  $Sx = 0$  mrad, pour la feuille 4 **A droite**, on a montré les différentes résolutions en fonction de l'angle d'exposition  $Sy$  (pour  $Sx = 0$ ). Les valeurs ont été moyennées sur les 8 feuilles.

### 5.2.3 Définitions des efficacités

L'efficacité de scan est définie comme étant la capacité du système à trouver une basetrace présente dans l'émulsion. Compte tenu du grand nombre de "fausses" basetraces générées par les grains de brouillard, on valide une trace si elle est formée par 7 basetraces. Ainsi, l'efficacité sera calculée en cherchant dans la 8<sup>ième</sup> feuille, la basetrace correspondante dans le prolongement de ces traces, cf. figure 5.18.

Ces traces à 7 segments vont nous servir de référence par la suite pour toutes les études que nous effectuerons sur les basetraces et les microtraces.

### 5.2.4 Alignement des feuilles

Nous avons utilisé FEDRA pour aligner les 8 feuilles. Dans ce test, nous les alignerons à la fois avec les **particules cosmiques** et avec les **pions du faisceau**. Pour optimiser cette procédure, on purifie l'échantillon de basetraces utilisées, et on utilise toute la surface scannée pour cette étude, c'est à dire  $4 \text{ cm}^2$ .

**Basetraces sélectionnées** : Compte tenu de la densité de grains d'un MIP<sup>9</sup>, nous avons choisi des basetraces pour lesquelles le nombre grains est supérieur à 24. Sur la figure 5.19, on observe qu'avec cette coupure, les traces restantes sont en majorité des

<sup>9</sup>30 grains/100 $\mu\text{m}$  en moyenne

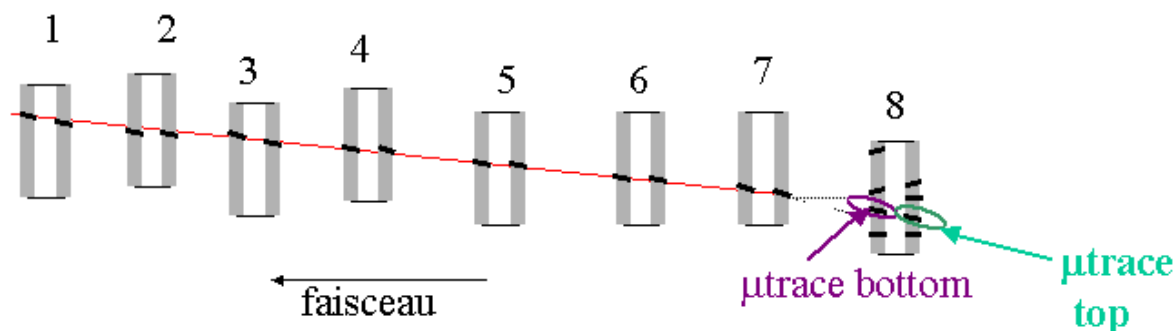


FIG. 5.18 – *Les efficacités sont testées en cherchant dans la 8<sup>ième</sup> feuille les basetraces et microtraces top ou bottom prédites par le prolongement de traces à 7 segments (en rouge sur le dessin)*

traces du signal. Pour réduire encore le bruit de fond, on sélectionne 4 pics d'angles d'exposition par :

- $|\tan\theta_x| \leq 0.07$
- $|\tan\theta_y| \leq 0.45$

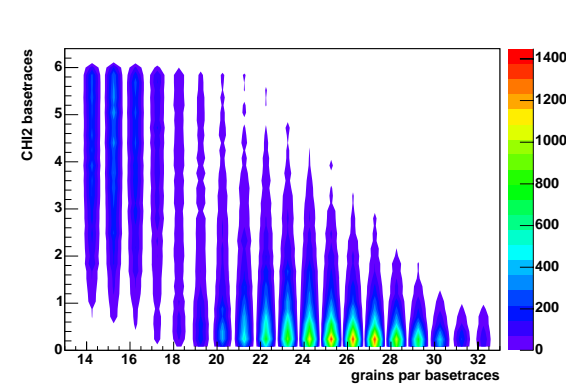


FIG. 5.19 – *Qualité des basetraces. On a représenté les basetraces pour lesquelles  $\chi^2 < 7$  pour plus de clarté.*

Les basetraces restantes après ces coupures sont montrées sur la figure 5.20, ainsi que le  $\chi^2$  de ces basetraces tel que nous l'avons défini à l'équation 5.2. Celles qui restent entre les pics d'exposition correspondent à des particules cosmiques.

**Procédure d'alignement** : L'alignement a été réalisé avec FEDRA avec comme tolérance finale<sup>10</sup> pour la recherche des coïncidences :

<sup>10</sup>à la dernière itération



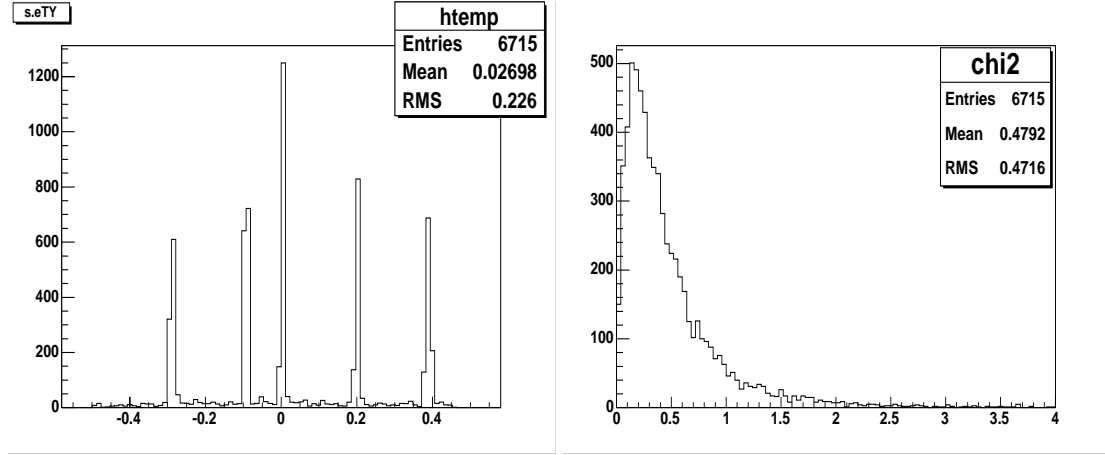


FIG. 5.20 – *Basetraces sélectionnées pour l’alignement. A gauche, angles d’exposition projetés ( $S_y$ ) pour la feuille 8. A droite, le  $\chi^2$  de ces basetraces.*

- $\Delta x = \Delta y = 0.1 \mu m$ ,
- $\Delta(\tan\theta_x) = \Delta(\tan\theta_y) = 0.01 [1 + 2.5 \tan\theta_{x/y}]$

Nous avons ajouté une étape supplémentaire à l’alignement, consistant à l’optimiser en ajustant précisément la distance entre 2 feuilles successives. Dans la version la plus simple, nous supposons que cette distance était de  $300\mu m$ . Les coïncidences entre les basetraces des 2 feuilles sont testées pour des valeurs comprises entre :

$$290 \mu m \leq \Delta z \leq 310\mu m$$

Le maximum fut ainsi déterminé à  $1 \mu m$  près. Nous avons trouvé une distance moyenne de  $\Delta z' = 305\mu m$ . Puis nous avons procédé à un alignement classique pour actualiser les paramètres d’alignement avec cette nouvelle valeur de  $\Delta z$ .

**Qualité de l’alignement à 8 feuilles** Nous pouvons définir la résolution sur l’alignement en calculant la différence entre les angles des basetraces et ceux des traces reconstruites sur 8 feuilles. Pour cela on utilise la procédure de méthode habituelle de reconstruction des traces de FEDRA. Les résultats sont résumés sur la figure 5.21. Le graphique de droite est obtenu en moyennant la valeur obtenue pour chaque feuille prise séparément. On remarque une petite asymétrie en y (lors de l’exposition, les angles "impairs" 0.1,0.3,0.5 étaient négatifs, les angles "pairs" positifs) et une dégradation de l’alignement à partir de  $\tan\theta = 0.4$ .

**Différence de basetraces entre 2 feuilles** Afin de prévoir les tolérances expérimentales que nous devons utiliser lors de la recherche des basetraces dans la 8<sup>ième</sup> feuille, nous avons estimé les différences angulaires et spatiales maximales entre une basetrace et la trace construite correspondante.

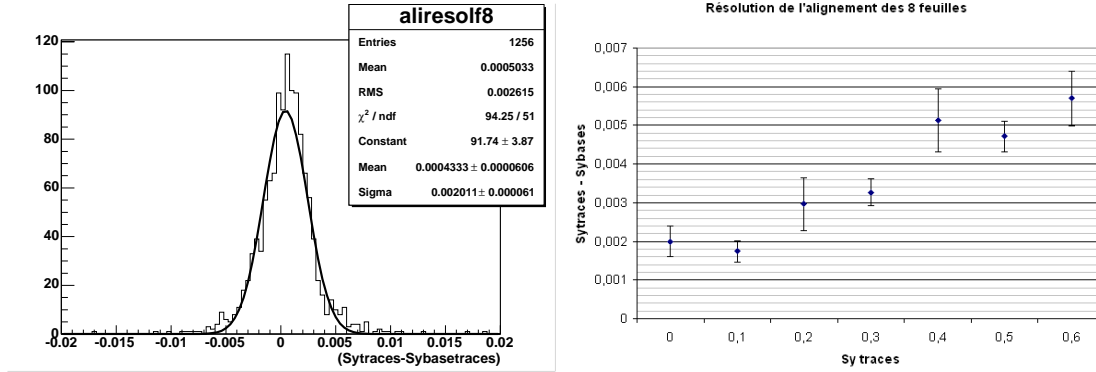


FIG. 5.21 – *Résolution angulaire de l'alignement. A gauche, distribution de cette résolution pour  $\tan(\theta_y) = 0$  A droite différentes résolutions en fonction de l'angle d'exposition ( $Sy = \tan\theta_y$ )*

Nous avons pour cela sélectionné des traces formées de 8 segments, pour lesquelles le nombre de grains par basetraces est supérieur à 20 et dont l'ajustement est tel que  $\chi^2 < 2.25$ . Ainsi, on devrait avoir une estimation de cette tolérance pour des traces physiques et de haute énergie uniquement. On donne sur la figure 5.22 les distributions correspondantes pour la projection ( $Sy=0.4$ ). Pour cet angle, on voit que si la plupart des basetraces seront trouvées avec les tolérances  $\Delta\theta_{x,y} = 10 \text{ mrad}$  et  $\Delta x, y = 5 \mu\text{m}$ , il faudra augmenter ces tolérances si l'on veut récupérer toutes les basetraces. En fonction de la pureté obtenue, nous choisirons les meilleures coupures.

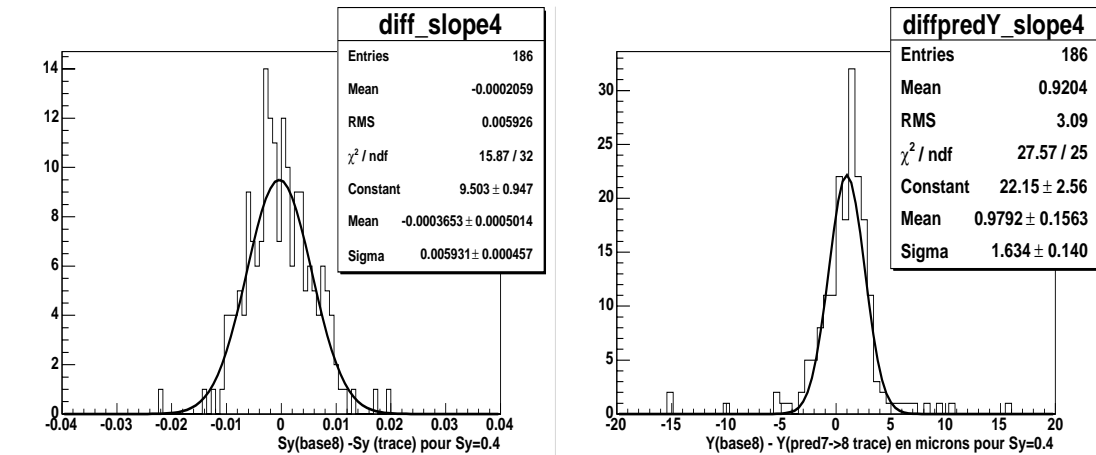


FIG. 5.22 – *Différence entre les basetraces des feuilles 8 et 7 (prédiction). A gauche, différence angulaire ( $Sy = \tan(\theta_y)$ ) entre la trace à 8 segments et la basetrace n°8 pour le pic  $Sy=0.4$ ; A droite, différence spatiale sur l'axe Y en microns.*

La précision sur la position et l'angle des basetraces diminue mais présente un minimum pour  $Sy \sim 0.4$ . Pour expliquer cela, nous devons nous rappeler que l'augmentation du nombre de grains par microtraces (et donc par basetraces) avec l'angle est compensée

par la dégradation de la résolution des microtraces. Ainsi, comme nous le voyons sur la figure 5.23 (à droite), ce nombre de grains présente un minimum pour  $Sy \lesssim 0.4$ . Ainsi, on explique le comportement des différences entre les positions (et les pentes) prédites et observées des basetraces. Ceci devrait se retrouver dans le calcul de l'efficacité.

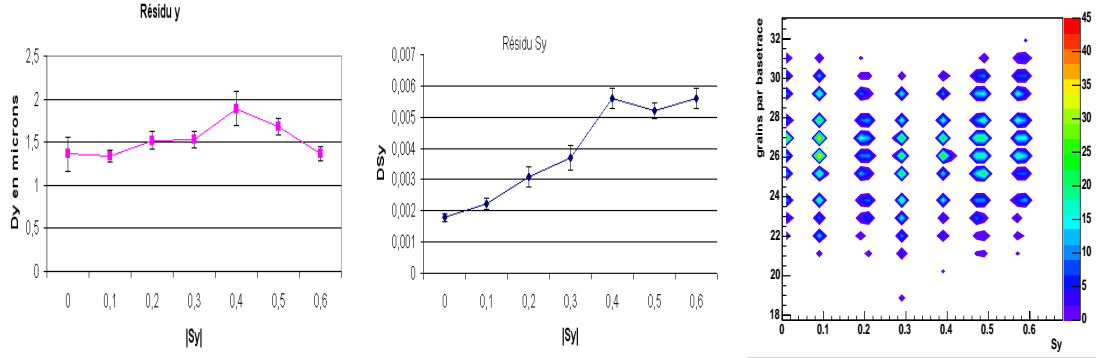


FIG. 5.23 – *Résolution des basetraces en fonction de l'angle d'exposition* : on donne le sigma de l'ajustement gaussien des différences (traces/basetraces) : **A gauche**, pour la projection Y ; **Au milieu**, pour  $Sy$  ; **A droite**, distribution du nombre de grains par basetraces en fonction de l'angle  $Sy$

## 5.2.5 Efficacités

### 5.2.5.1 Traces sélectionnées

Pour reconstruire les traces, on doit indiquer au Filtre de Kalman la longueur de radiation du milieu et l'impulsion initiale des traces pour la reconstruction. Dans notre cas, pour lequel il n'y avait pas de plomb entre les feuilles d'émulsion, nous avons utilisé  $X_0 = 28,6 \text{ cm}$  et  $P = 10 \text{ GeV}$ . Les traces sélectionnées sont représentées sur la figure 5.24. Nous n'avons gardé que celles dont les basetraces ont plus de 20 grains et pour lesquelles le  $\frac{\chi^2_{traces}}{\text{nb de degré de liberté}}$ , défini dans l'équation 5.10, est inférieur à 1.5.

L'alignement pour les traces construites avec 7 segments a donné des résolutions compatibles avec celles à 8 segments. On a donné leur distribution sur les figures 5.25 pour les pentes  $Sy = 0$  et  $Sy = 0.4$ .

### 5.2.5.2 Efficacité des basetraces

Les basetraces dans la 8<sup>ième</sup> feuille ont été cherchées avec une tolérance de 10 microns et 20 mrad dans les 2 projections  $x$  et  $y$ . Nous avons obtenu, pour  $Sy=0$ , une efficacité  $\epsilon_{scan} = 87.9 \pm 2.4\%$ . Pour les autres angles, on peut se référer au graphe 5.26. Les efficacités sont quasiment constantes et restent compatibles avec 85 %. On observe une diminution de l'efficacité pour  $Sy = 0.4$ , comme nous l'avions prévu avec l'étude des basetraces. Les puretés correspondantes sont évaluées en cherchant des basetraces après

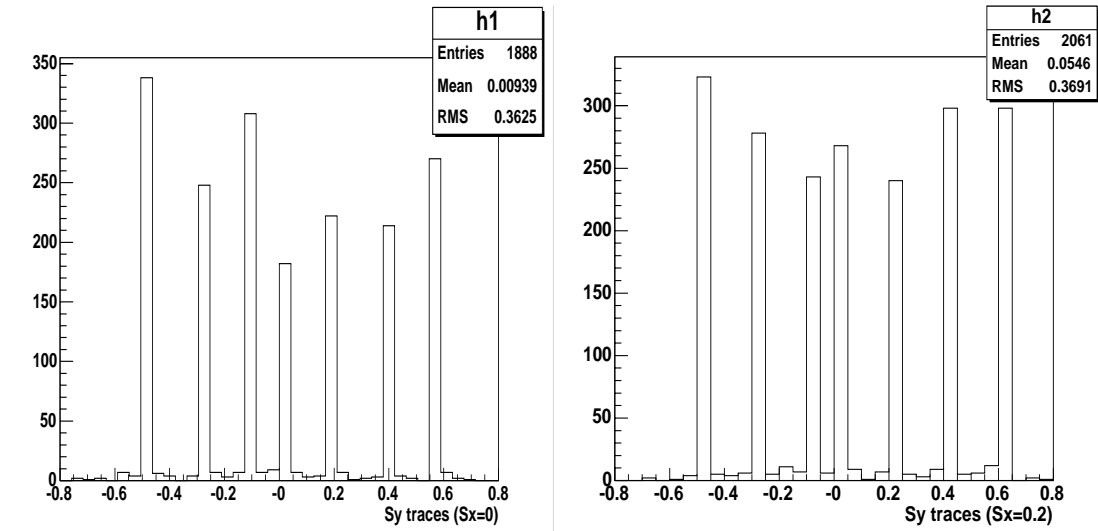


FIG. 5.24 – *traces sélectionnées pour le calcul des efficacités. A gauche, distribution angulaire  $S_y$  pour  $S_x = 0$ ; A droite, distribution angulaire  $S_y$  pour  $S_x = 0.2$ .*

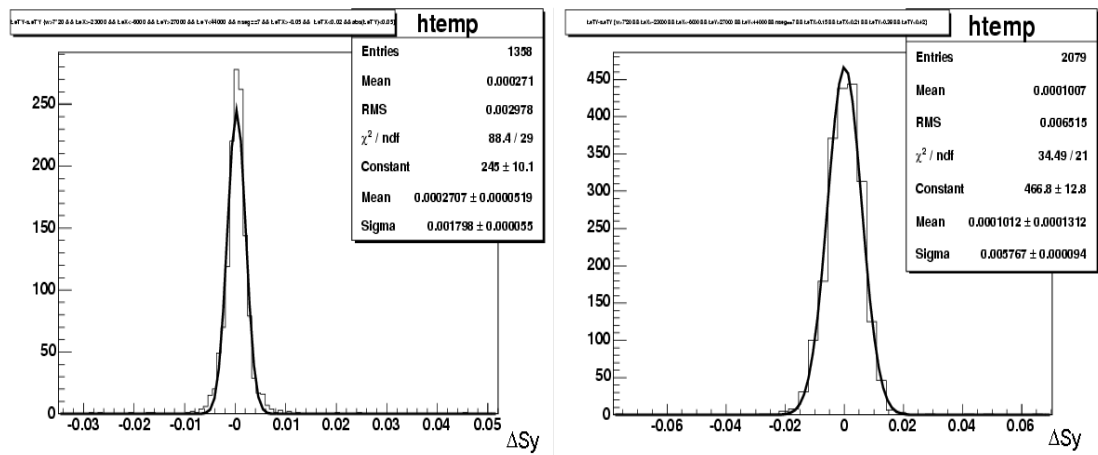


FIG. 5.25 – *résolution angulaire de l'alignement pour les traces à 7 segments sélectionnées : A gauche, pour  $S_y = 0$ ; A droite, pour  $S_y = 0.4$*

désalignement de la feuille (8) de 1 mm en  $x$  et en  $y$ . Celle-ci reste très grande, même à grand angle, où nous avons obtenu une pureté supérieure à 99%

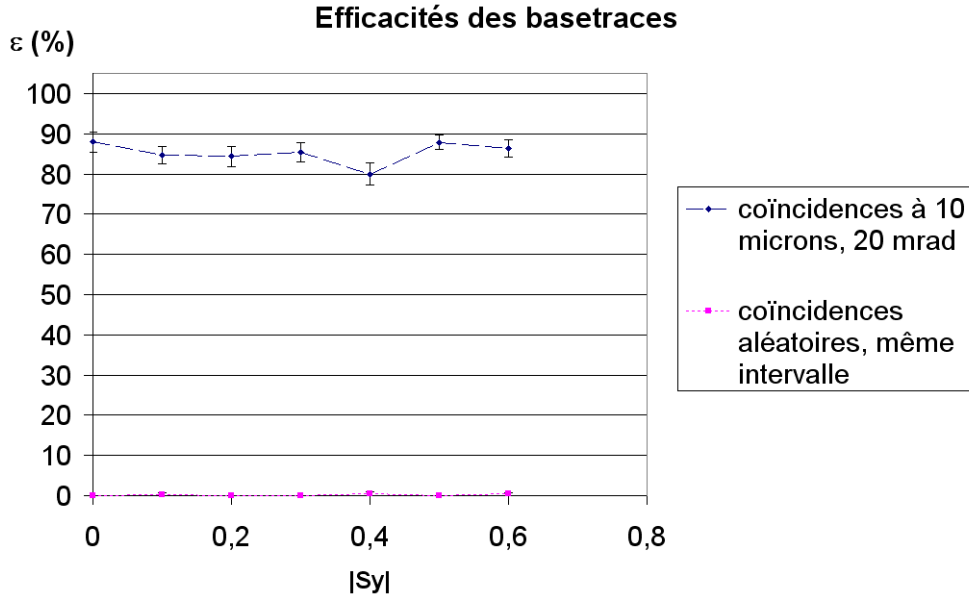


FIG. 5.26 – *Efficacité sur les basetraces cf texte*

### 5.2.5.3 Efficacité des $\mu$ traces

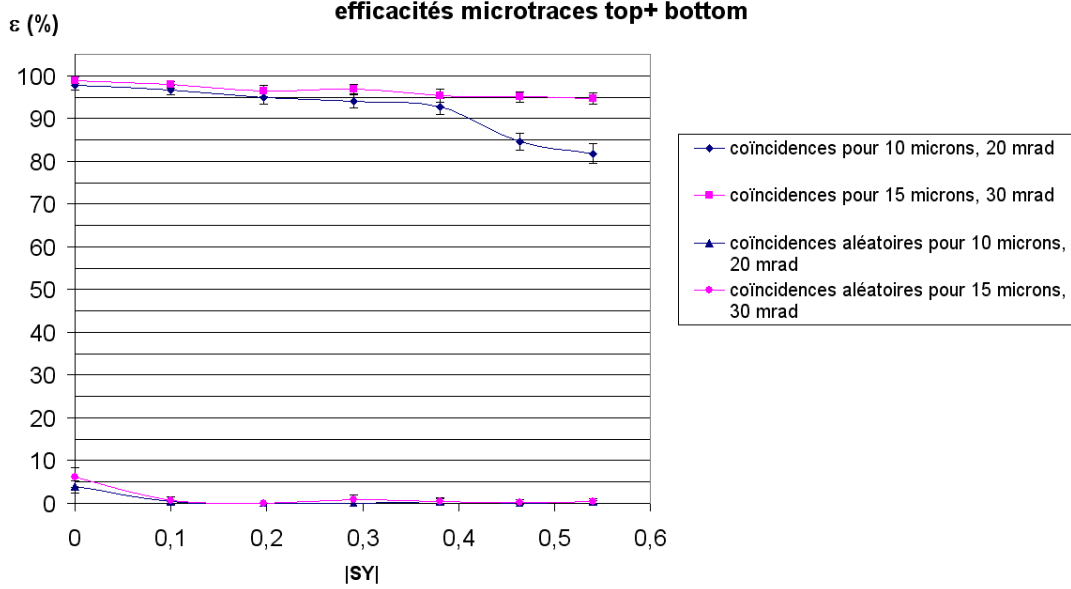
Dans OPERA, nous garderons après le scan les informations sur les microtraces. En effet, celles-ci peuvent nous permettre de récupérer des traces que nous aurions perdues avec les basetraces seules. Nous avons recalculé l'efficacité de scan dans le cas où l'on accepte dans la feuille (8) d'avoir au moins une microtrace (top et/ou bottom) dans le prolongement des microtraces. Les résultats sont présentés, avec les puretés correspondantes sur la figure 5.27 pour les 2 tolérances suivantes :

- $\Delta x, y = 10 \mu m$  ;  $\Delta S_{x,y} = 0.02$
- et
- $\Delta x, y = 15 \mu m$  ;  $\Delta S_{x,y} = 0.03$

Ainsi, si on garde la tolérance la plus large (sauf pour l'angle 0 où la pureté est plus mauvaise) on obtient une efficacité de scan  $98 \pm 1\%$  pour une pureté de  $> 96\%$  et pour les autres angles, l'efficacité de trouver une microtrace est supérieure à 95% avec une pureté  $> 99\%$ .

Ces efficacités des microtraces permettent de répondre aux exigences de l'expérience OPERA.

Nous avons réuni dans le tableau 5.2 la comparaison des différentes efficacités pour une même tolérance de  $\Delta x, y = 10 \mu m$  ;  $\Delta S_{x,y} = 0.02$  . Les basetraces étant mieux résolues que les microtraces, l'efficacité sur les basetraces est plus élevée que celle des

FIG. 5.27 – *Efficacité sur les microtraces cf. texte*

microtraces top ou bottom calculées séparément, et cet effet est plus important à grand angle, puisque la tolérance n'est alors pas suffisante pour récupérer les microtraces. En revanche, le fait que l'efficacité des basetraces et microtraces soit identique à faible angle montre que la construction des basetraces se fait avec une très bonne efficacité. Cette efficacité d'association ( $\epsilon_{link}$ ) peut-être estimée<sup>11</sup> par

$$\epsilon_{basetraces} = \epsilon_{link} \times \epsilon_{\mu traces}^2 \quad (5.11)$$

On obtient alors une efficacité  $\epsilon_{link}$  supérieure à 90% jusqu'à  $Sy \leq 0.4$ . Au-delà, nous ne pouvons plus la calculer à partir de ces valeurs, car nous devrions augmenter les tolérances sur les microtraces pour les comptabiliser correctement, puisqu'elles sont moins bien résolues.

## 5.2.6 Amélioration de la pureté

### 5.2.6.1 Pureté des microtraces

Les microtraces résultant du scan sont en grande majorité de "fausses traces", générées par les grains de brouillard et les impuretés présentes dans les émulsions. Pour quantifier la pureté de ces microtraces, nous avons principalement :

- le nombre de grains par microtraces  $ng_{micro}$
- et la répartition des grains autour de la microtrace ajustée linéairement  $d_{grain}$ .

<sup>11</sup>il faudrait rigoureusement ajouter l'efficacité d'alignement des feuilles

Efficacités comparées pour  $\Delta x, y = 10 \mu m$  et  $\Delta \theta_{x,y} = 20 mrad$ 

$S_y$	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
Top uniquement	$88.5 \pm 2.4 \%$	$83.0 \pm 2.2 \%$	$81.3 \pm 2.8 \%$	$78.6 \pm 2.9 \%$	$69.2 \pm 3.1 \%$	$60.1 \pm 2.7 \%$
Bot uniquement	$89.0 \pm 2.3 \%$	$84.0 \pm 2.1 \%$	$80.3 \pm 2.8 \%$	$79.1 \pm 2.7 \%$	$79.5 \pm 2.9 \%$	$68.6 \pm 2.6 \%$
Basetraces	$87.9 \pm 2.4 \%$	$84.7 \pm 2.1 \%$	$85.2 \pm 2.5 \%$	$85.5 \pm 2.4 \%$	$80.0 \pm 2.9 \%$	$87.8 \pm 1.8 \%$
microtraces Top OU Bot.	$97.8 \pm 1.1 \%$	$96.6 \pm 1.1 \%$	$95.0 \pm 1.6 \%$	$94.1 \pm 1.6 \%$	$92.8 \pm 1.9 \%$	$84.5 \pm 2.0 \%$

TAB. 5.2 – Efficacités comparées pour  $S_y \leq 0.5$  (avec  $S_x = 0$ ).

Si l'on trace ces deux variables en fonction l'une de l'autre, comme sur la figure 5.28, on observe nettement deux régions, et on peut tenter de les séparer par une coupure linéaire, comme celle dessinée sur le graphique.

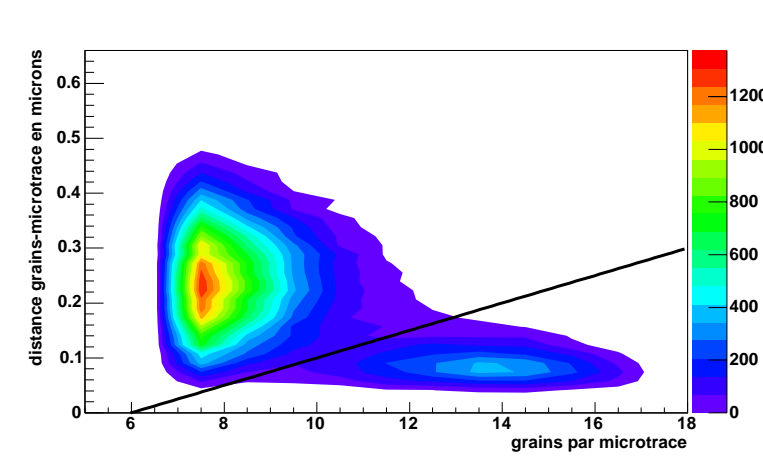


FIG. 5.28 – Distance ( $d_{grain}$ ) en microns des grains aux microtraces en fonction du nombre de grains par microtraces. En noir on a représenté la coupure  $d_{grain} < 0.025 ng_{micro} - 0.15$

On garde les microtraces telles que  $d_{grain} < 0.025 ng_{micro} - 0.15$ . L'effet de ces coupures est représenté sur la figure 5.29. On peut ainsi se rendre compte du nombre de microtraces résultant du scan si aucune coupure n'est effectuée.

Pour rendre compte de l'effet de cette coupure sur l'efficacité, nous scannons la feuille (8) avec de larges tolérances ( $d_{grain} < 0.7 \mu m$ ,  $ng_{micro} > 6$ ) pour la reconstruction. Ensuite, on compare l'efficacité obtenue sur les microtraces top et bottom avant et après la coupure sur les microtraces. La perte d'efficacité est en moyenne de 3% (jusqu'à 6% à grand angle). Il est difficile de reconnaître des microtraces de signal avant association et ces critères ne sont donc pas suffisants. On choisit donc de scanner avec de larges coupures. Ceci explique pourquoi on prend lors du scan une tolérance d'alignement

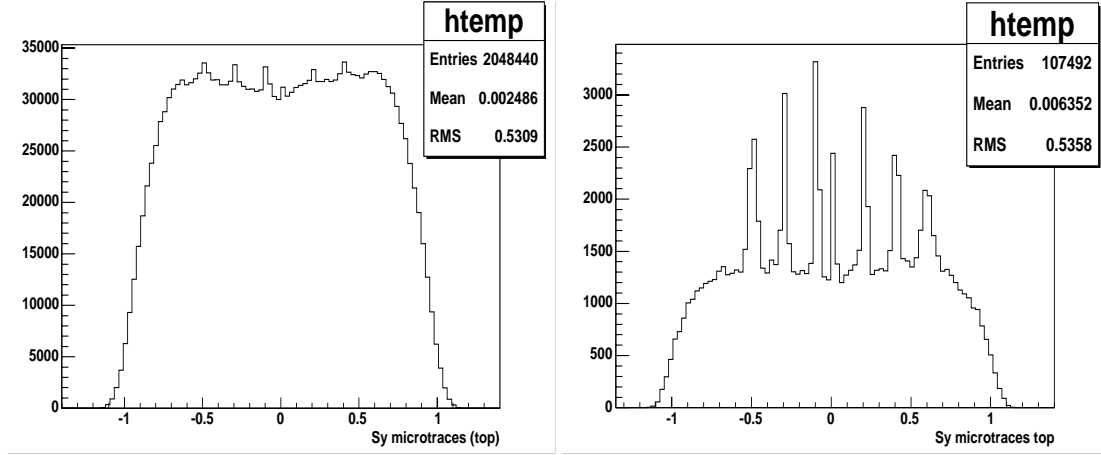


FIG. 5.29 – . **A gauche** distribution angulaire des microtraces (top) brutes , **A droite** distribution angulaire des microtraces après coupure  $d_{grain} < 0.025 n_{g_{micro}} - 0.15$

comprise entre 0.4 et 0.7  $\mu m$  (cf. section 5.1.2), bien que la majorité des microtraces aient une résolution bien inférieure (la valeur moyenne est 0.07  $\mu m$  à petit angle, cf. figure 5.4), et c'est la procédure de reconstruction des basetraces qui nous permet donc de purifier les données.

### 5.2.6.2 Pureté des basetraces

Pour estimer la pureté des basetraces on a tracé leur  $\chi^2$  en fonction du nombre de grains sur la figure 5.30. Les deux coupures utilisées sont :

- coupure  $n^{\circ}1$  :  $\chi^2 < 0.525 \times ng_{base} - 8.4$  (en rouge)
- coupure  $n^{\circ}2$  :  $\chi^2 < 0.64 \times ngr_{base} - 8.3$  (en noir)

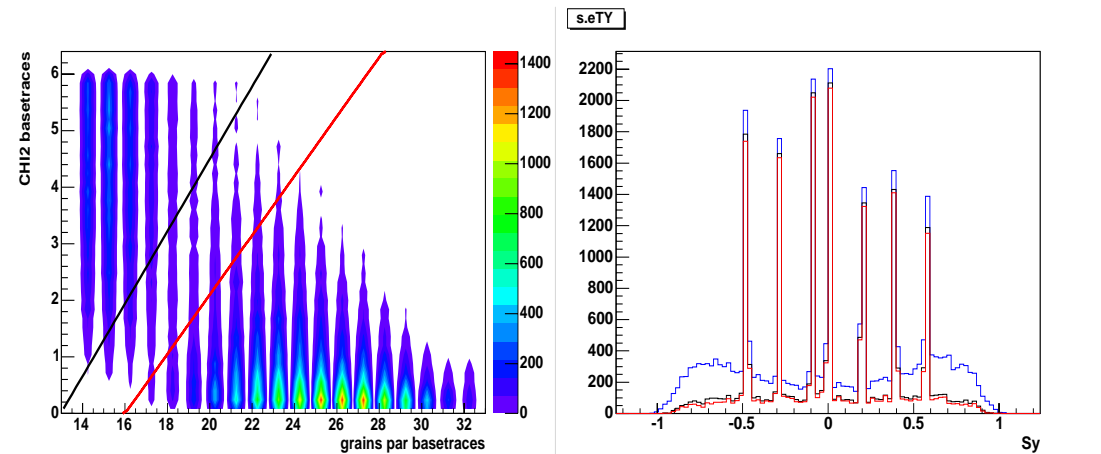


FIG. 5.30 – . **A gauche**  $\chi^2$  des basetraces en fonction du nombre de grains. **A droite** Effet des coupures sur la distribution angulaire des basetraces.



Dans la cas de la coupure  $n^{\circ}1$  (en rouge), la plus stricte, la perte d'efficacité est inférieure à 2% pour  $\tan\theta < 0.4$ , et dans le cas de la coupure  $n^{\circ}2$  (en noir), elle est inférieure à 1%.

Ces critères de sélection semblent donc bien appropriés pour distinguer les basetraces de signal parmi le fond qui subsiste après leur reconstruction.

### 5.2.7 Vérification des choix effectués

Nous voulons a posteriori vérifier que les paramètres de scan que nous avons choisis sont justifiés.

#### 5.2.7.1 Répétabilité du scan

Nous avons effectué trois scans avec les mêmes paramètres. Les basetraces cherchées sont celles qui sont dans le prolongement des traces sélectionnées à 7 segments. Ces basetraces ont été retrouvées dans les 3 scans avec une reproductibilité supérieure à 96%.

#### 5.2.7.2 Coupures sur la taille des clusters

Pour éviter de construire des  $\mu$ traces à partir d'impuretés (ou leurs ombres), nous avons choisi de ne sélectionner que les grains dont le nombre de pixels est supérieur ou égal à 4. Pour vérifier que cette coupure n'affecte pas les traces du signal, nous avons réalisé 4 scans consécutifs avec 1, 2, 3 et 4 pixels minimum par grains. Les résultats sont présentés sur les figures 5.31 : Les efficacités de scan trouvées sont compatibles avec la reproductibilité de scan calculée plus haut. Nous avons également tracé l'aire moyenne des grains appartenant aux basetraces associées aux traces à 7 segments. Elle montre que ces grains possèdent au minimum 5 pixels. Cette coupure était donc bien justifiée.

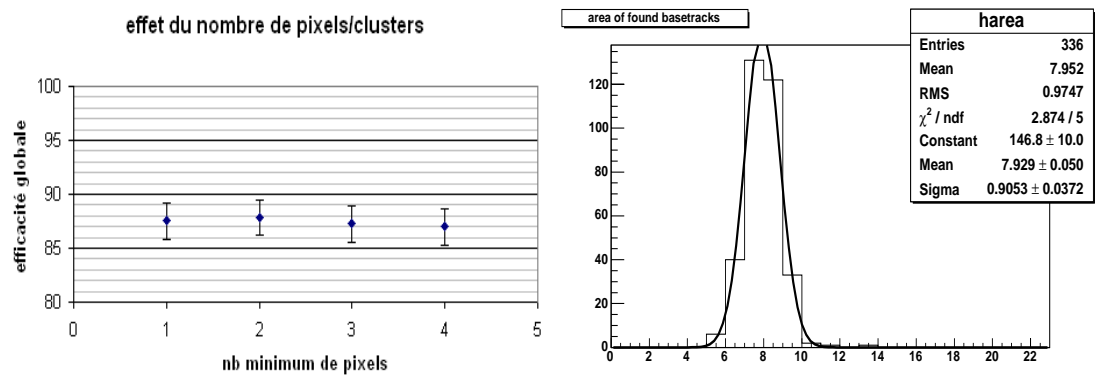


FIG. 5.31 – *Aire des grains à scanner. A gauche, Effet sur l'efficacité des basetraces (tous angles confondus) du nombre de pixels minimum scannés. A droite Aire moyenne des grains des basetraces sélectionnées en pixels, pour un scan effectué avec 1 pixel minimum.*

### 5.2.7.3 Densité de grains des basetraces récupérées

Nous avons voulu estimer la densité de grains dans les émulsions scannées. Elle a été trouvée un peu plus élevée mais compatible avec celle indiquée par FUJI :  $34 \pm 3$  grains/100 $\mu\text{m}$  pour des pions de 10 GeV. En réalité ceci n'est qu'une estimation, compte tenu de la profondeur de champ, nous ne mesurons pas tout à fait la densité de grains car certains grains peuvent par exemple être doublement comptés<sup>12</sup>. Les courbes sont présentées sur la figure 5.32. Cependant, nous devons garder à l'esprit que la densité de grain "scannée" est dépendante du degré de développement (temps d'utilisation des développeurs/fixateurs). Nous aborderons en détail ce point dans le chapitre suivant, où nous proposerons une méthode pour calibrer les émulsions, quelles que soient les conditions de développement, ceci étant d'autant plus important à basse énergie.

cf. figure 5.32

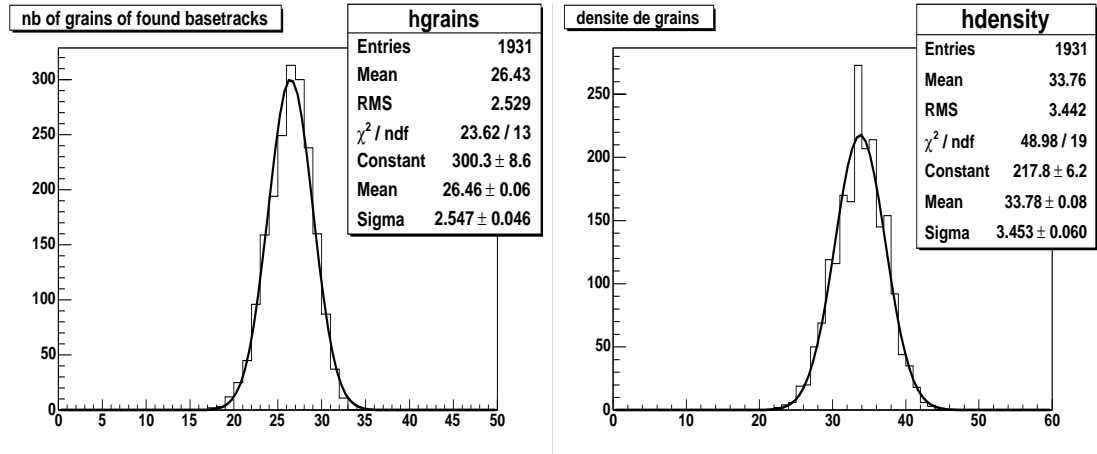


FIG. 5.32 – Pour  $S_y \leq 0.4$  : **A gauche**, distribution du nombre de grains des traces sélectionnées ; **A droite**, densité de grains (pour un parcours moyen de 100  $\mu\text{m}$ )

Les efficacités de scan calculées sont en accord avec les exigences d'OPERA pour les microtraces. Les émulsions utilisées pour ce test de référence ont été développées en juin 2004 et les techniques se sont améliorées depuis, ce qui devrait diminuer le brouillard observé et ainsi améliorer la pureté.

Nous nous sommes pour l'instant limité à l'étude de traces de haute énergie, dont la densité de grains était constante. Nous allons maintenant aborder le cas des basses énergies. Lors du passage des particules, le dépôt d'énergie dans les émulsions devrait nous permettre d'identifier leur nature quand elles sont en fin de parcours.

<sup>12</sup>s'ils se situent à l'interface entre deux vues

## Chapitre 6

# Séparation Pions/Muons

La séparation des muons et des hadrons à basse énergie est un point important de l'analyse des événements car elle permettrait de diminuer de façon conséquente le bruit de fond charmé, tout en augmentant le nombre de  $\nu_\tau$  identifiés. Dans ce chapitre, une étude expérimentale de la séparation pions/muons à basse énergie est proposée. En effet, la seule approche qui a été utilisée jusqu'ici est la simulation, or celle-ci ne permet pas reproduire toutes les variables accessibles par le scan des émulsions. Nous avons donc étudié la possibilité d'une telle séparation à l'aide du système de scan européen.

### 6.1 Problématique

#### 6.1.1 Identification des muons OPERA

L'identification des muons dans OPERA est essentielle pour ne pas perdre du signal dans le canal de désintégration muonique du tau (noté  $\tau \rightarrow \mu$ ) et réduire le bruit de fond charmé. Les muons servent à catégoriser l'événement neutrino étudié, comme le montre le schéma 6.1.

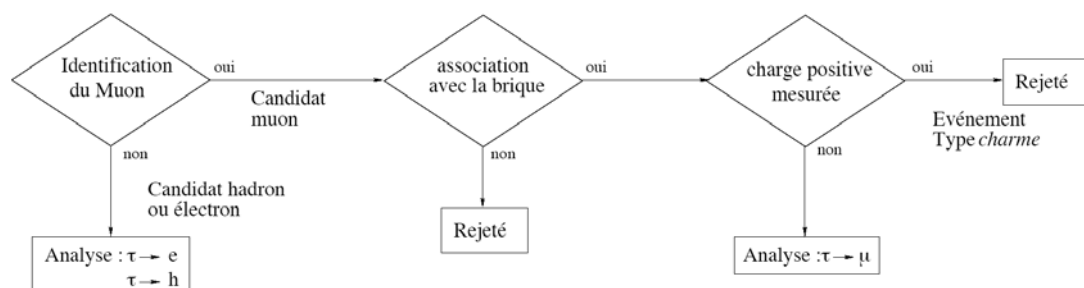


FIG. 6.1 – Analyse de l'événement  $\nu$  : en fonction de l'identification d'un muon ou non, les analyses sont dirigées vers les différents canaux de désintégration. [40]

**Bruit de fond charmé** Pour les interactions  $\nu_\mu$  CC, dans 3.3% des cas, une particule charmée est produite, dont la topologie de désintégration est très similaire à celle du  $\tau$  (cf. figure 6.2). Si le muon n'est pas identifié, cela constitue un bruit de fond pour les trois canaux  $\tau \rightarrow \mu$ ,  $\tau \rightarrow e$  et  $\tau \rightarrow h$ , qui représente plus de la moitié du bruit de fond de l'expérience (0.382 événements charmés pour un bruit de fond total de 0.707, cf. section 2.4.1).

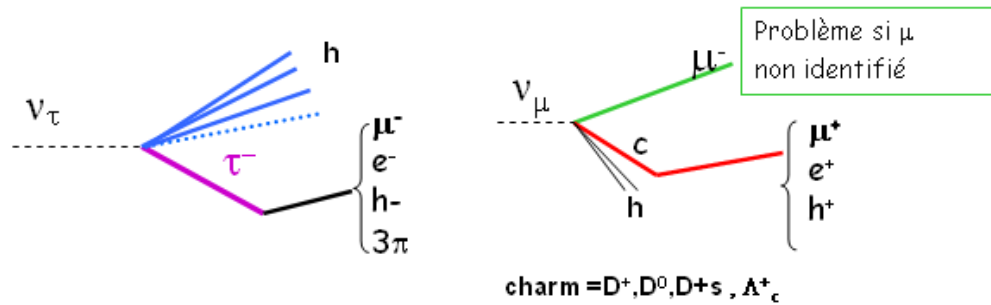


FIG. 6.2 – Les topologies de désintégration des particules charmées et du tau sont très similaires (canaux et temps de vie). À gauche on a représenté l'interaction CC d'un  $\nu_\tau$ , à droite l'interaction CC d'un  $\nu_\mu$ .

Ce bruit de fond est réduit en identifiant les muons produits par les interactions CC des neutrinos muoniques. **La mesure de la charge des muons primaires  $\mu^-$  et secondaires  $\mu^+$  permet d'éliminer 94% des événements charmés**, cette mesure nécessitant que les muons traversent au moins la moitié d'un spectromètre. La simulation d'événements charmés donne les topologies suivantes [69] (cf. figure 6.3) :

- a) 80.3% des muons traversent entièrement le spectromètre,
- b) 10.2% s'arrêtent dedans,
- c) 1.2% sortent de la cible tout en restant dans l'acceptance du spectromètre et
- d) 8.3% des muons s'arrêtent dans la cible.

Les muons d'impulsion supérieure à  $3 \text{ GeV}/c$ , traversent entièrement la cible et le spectromètre et peuvent être identifiés, ce qui réduit très fortement le bruit de fond charmé à haute énergie. Le problème d'identification des muons consiste à mesurer la fin de parcours des muons de basse énergie dans la cible et le spectromètre. Dans l'état actuel de l'analyse, les traces des muons sont reconstruites au niveau des détecteurs électroniques puis associées aux traces dans les briques pour des énergies  $\gtrsim 1.5 \text{ GeV}/c$ . Grâce aux émulsions, l'analyse du  $dE/dx$  dans la cible permet de contribuer à une réduction du bruit de fond pour les muons les moins énergiques.

**Association des détecteurs électroniques et des briques :** Si on utilise la combinaison des détecteurs électroniques, on identifie les muons d'énergie supérieure à environ  $2 \text{ GeV}/c$ . Pour valider une trace "électronique", on doit l'associer à une trace dans la brique. Pour cela, on impose que l'angle entre les 2 traces soit inférieur à  $200 \text{ mrad}$  et

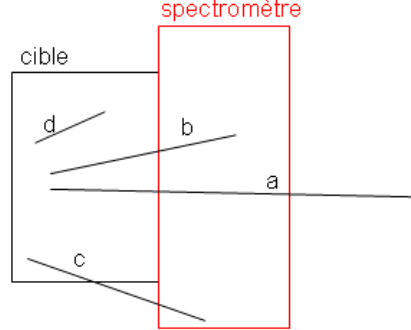


FIG. 6.3 – *Différentes topologies pour les muons primaires des événements  $\nu_\mu$  CC charmés sur un supermodule du détecteur OPERA.*

ensuite on compare l'impulsion mesurée dans les détecteurs électroniques à celle mesurée par diffusion multiple dans la brique [44]. Les résultats [40] sont présentés dans le tableau 6.1.

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

TAB. 6.1 – *Efficacités d'identification des muons grâce aux détecteurs électroniques combinées aux efficacités d'association des traces dans les briques, pour différents types d'événements.[40]*

**Identification pions-muons dans les briques :** Si les muons ont une énergie inférieure à  $1.5 \text{ GeV}/c$  il ne sera pas possible d'utiliser les détecteurs électroniques. Une solution consiste à utiliser la perte d'énergie dans les briques pour différencier les muons des hadrons.

### 6.1.2 Améliorations par l'étude du $dE/dX$ dans les briques :

Une première étude de l'identification  $\pi/\mu$ , utilisant la simulation, est donnée dans la référence [70]. La perte d'énergie a été moyennée sur 8 à 23 feuilles d'émulsion, depuis le point d'arrêt (entre 1 et 3 cm). Le résultat donne une efficacité pour l'identification des muons de  $\epsilon_{ECC\mu} = 53\%$  avec une mauvaise identification des pions (assimilés à des muons) de  $\epsilon_{fake\mu} = 2.8\%$ .

Nous allons maintenant décrire les conséquences de cette séparation, basées sur

l'étude précédente. Pour cela, nous allons classer les différentes réductions du bruit de fond charmé selon le canal analysé (cf. figure 6.1), puis nous évoquerons les effets d'une telle méthode sur le nombre total d'événements  $\nu_\tau$ .

### Bruit de fond charmé

- **Si aucun muon n'est identifié**, l'analyse est dirigée vers les canaux de désintégration  $\tau \rightarrow e$  et  $\tau \rightarrow h$ . Dans ce cas, le muon primaire issu de l'interaction  $\nu_\mu$  CC charmé n'est pas été reconnu car il est trop peu énergétique et il reste alors **0.372 événements de bruit de fond charmé**. La réduction de ce fond dans les deux canaux  $\tau \rightarrow h$  et  $\tau \rightarrow e$  sera très importante car il représente 97% du bruit de fond charmé total. L'étude du  $dE/dX$  des muons du vertex primaire dans les briques permet de réduire ce bruit de fond par un facteur  $1 - \epsilon_{ECC\mu}$ , (soit 0.47 selon la simulation).
- **Si un muon est identifié**, sa trace électronique est associée dans la brique. Si une charge positive est mesurée, l'événement est rejeté. Sinon, l'analyse est dirigée vers le canal de désintégration  $\tau \rightarrow \mu$ . Après association de la trace électronique dans les briques d'émulsions, il ne subsiste que 0.010 événements de bruit de fond charmé. L'étude du  $dE/dX$  permet de réduire ce fond dans les deux cas suivants :
  1. Si le muon issu du vertex primaire  $\nu_\mu$  CC charmé est trop peu énergétique et s'arrête dans la cible.
  2. Si un muon de charge négative (muon du vertex primaire  $\nu_\mu$  CC charmé) a été détecté mais ne pointe pas vers le vertex primaire après reconstruction, l'événement n'a pas pu être rejeté. Dans le cas où la particule charmée se désintègre dans un canal où apparaît un  $\mu$  qui s'arrête dans la cible, l'identification des deux muons permet alors de rejeter l'événement.

Dans les deux cas, le bruit est réduit d'un facteur  $1 - \epsilon_{ECC\mu}$  (soit 0.47 selon la simulation).

L'effet de cette méthode sera donc très important puisque le bruit de fond charmé pourra être réduit de moitié si l'efficacité donnée par la simulation est confirmée. Dans le cas où  $\epsilon_{ECC\mu} = 0.53$ , **cela représente une réduction du bruit de fond total d'OPERA d'environ 29%**.

**Impact sur le nombre d'événements :** L'utilisation de cette méthode requiert une très faible proportion de pions identifiés comme muons ( $\epsilon_{fake\mu}$ ). En effet, elle implique une réduction du nombre d'événements dans le canal  $\tau \rightarrow e$  ou  $\tau \rightarrow h$  par le facteur  $1 - \epsilon_{fake\mu}$  : la mauvaise identification d'un hadron issu du vertex primaire, pris pour un muon, entraîne la réjection de l'événement, confondu avec un courant chargé  $\nu_\mu$ .

Pour le canal  $\tau \rightarrow \mu$ , le même raisonnement s'applique et on observe une réduction d'un facteur  $1 - \epsilon_{fake\mu}$ . En revanche, l'amélioration de la reconnaissance des muons secondaires issus de la désintégration du tau va permettre d'augmenter globalement le nombre d'événements dans ce canal.

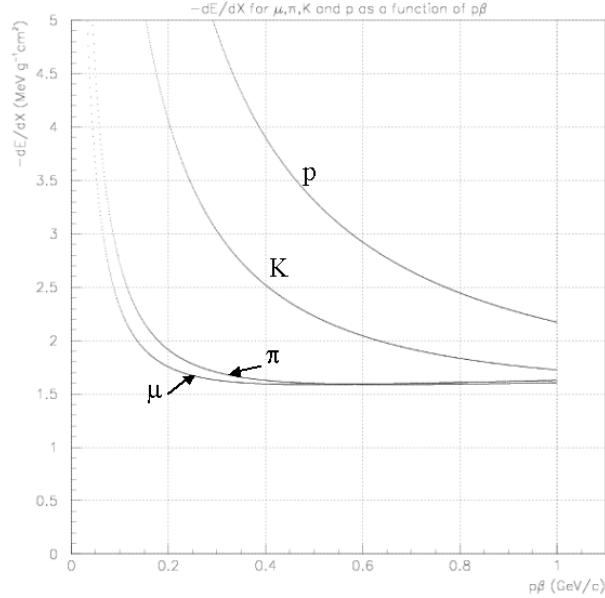


FIG. 6.4 –  $dE/dX$  en fonction de  $p\beta$  pour les  $\mu$ ,  $\pi$ , K et protons (de bas en haut) [70]

### 6.1.3 Stratégie de séparation

#### 6.1.3.1 Propriétés des traces dans les émulsions

L'équation théorique du pouvoir d'arrêt dans les émulsions [49] [71] est donnée (pour une particule de charge  $e$ , électrons exclus) :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll \ll T_0} = \frac{A}{\beta^2} \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_0}{I^2(Z)} - \beta^2 - 2C \right] \quad (6.1)$$

où  $A = 0.06705 \text{ MeV.cm}^2/g$  pour les cristaux d'argent,  $E$  est l'énergie d'ionisation,  $m_e$  la masse de l'électron,  $T_0$  l'énergie maximum déposée dans un grain (de l'ordre de 2 à 10 keV) et  $I(Z)$  le potentiel d'ionisation moyen du milieu ( $\sim 442 \text{ keV}$ ). Les  $C$  sont les corrections tabulées par Barkas [72]. **A basse énergie, la perte d'énergie par unité de longueur est proportionnelle à  $1/\beta^2$ .** En prenant l'expression  $M\beta^2/2$  pour l'énergie, on obtient la relation entre la masse de la particule et la perte d'énergie :

$$M = \frac{4}{k} \left(\frac{dE}{dx}\right)^2 R \quad \text{où } k \text{ est une constante dépendant du milieu} \quad (6.2)$$

et  $R$  le parcours des particules

La figure 6.4 montre la différence des pouvoirs d'arrêt pour des particules de différentes masses. Il apparaît déjà sur cette courbe que la séparation des pions/muons ( $\Delta m = 34 \text{ MeV}/c^2$ ) sera plus difficile que celles des pions/protons ( $\Delta m = 800 \text{ MeV}/c^2$ ).

**Pour accéder à ce dépôt d'énergie, on utilise le fait que la densité de grain des microtraces est proportionnelle au  $dE/dX$  [50], ce qui permet d'envisager une**

séparation dans les émulsions OPERA. Sur la figure 6.5, on a présenté des traces de pions (exposées longitudinalement, en 1954) dans des émulsions pour diverses énergies. On observe que quand la vitesse diminue, le nombre de grains augmente jusqu'à ce qu'ils soient quasiment indiscernables. De plus, et nous y reviendrons, les grains, même à basse énergie, restent plus ou moins alignés sur leur trajectoire dans les émulsions.

### 6.1.3.2 Séparation des protons et pions avec cette méthode

La séparation  $\pi$ /proton a déjà été obtenue par cette méthode [73]. L'analyse a été réalisée avec le système de scan japonais [55]. Ce système permet d'accéder à l'intensité des grains produits dans les émulsions et ainsi accéder au dépôt d'énergie. Les particules (produites à KEK au Japon) ont été exposées sur une brique de type OPERA, de telle sorte qu'elles finissent leur parcours à l'intérieur. L'étude a montré que la comparaison des traces dans la dernière feuille du parcours ne permet pas de séparer les particules. En revanche, une déviation de plus de  $3\sigma$  a été mesurée en moyennant la densité de grains sur 29 feuilles. La différence relative du  $dE/dX$  pour les deux particules observées était de 14%.

Ces premières études permettent d'envisager une séparation pions/muons dans les émulsions du détecteur OPERA. Nous allons détailler maintenant les tests que nous avons effectués pour cette analyse.

## 6.2 Analyses préliminaires et tests sur faisceaux

Pour notre analyse, nous avons donc exposé des briques à des pions et des muons pour étudier le comportement de ces particules en fin de parcours. Pour cela, un faisceau pur et de faible énergie a été utilisé.

### 6.2.1 Dispositif expérimental au PSI

Le choix s'est porté sur le Paul Scherrer Institute<sup>1</sup> (PSI) à Zurich parce qu'il nous permettait d'obtenir des faisceaux très purs de pions et de muons à basse énergie (c'est à dire avec un moment suffisamment faible pour pouvoir s'arrêter dans une brique de type OPERA soit 5.6 cm de plomb). De plus, nous devons trouver des faisceaux proches du CERN à Genève où était installé le laboratoire de développement et de fabrication des briques, ces dernières étant contaminées par les rayons cosmiques pendant le transport.

Le faisceau de pions utilisé, le piM1 [74], possède une haute résolution et permet d'obtenir des pions dans une gamme de 100 à 500  $MeV/c$ . Nous avons utilisé  $P_\pi = 202 MeV/c$ , avec une résolution sur l'impulsion de 0.1%. Un séparateur électromagnétique permet de réduire la contamination en protons à quelques pourcents et la contamination en muons est inférieure à 1%.

Le faisceau de muons utilisé, le  $\mu E1$  [75], est produit par la désintégration en vol de pions. Les  $\mu$  produits vers l'arrière dans le centre de masse du système sont utilisés,

---

<sup>1</sup><http://www.psi.ch/>



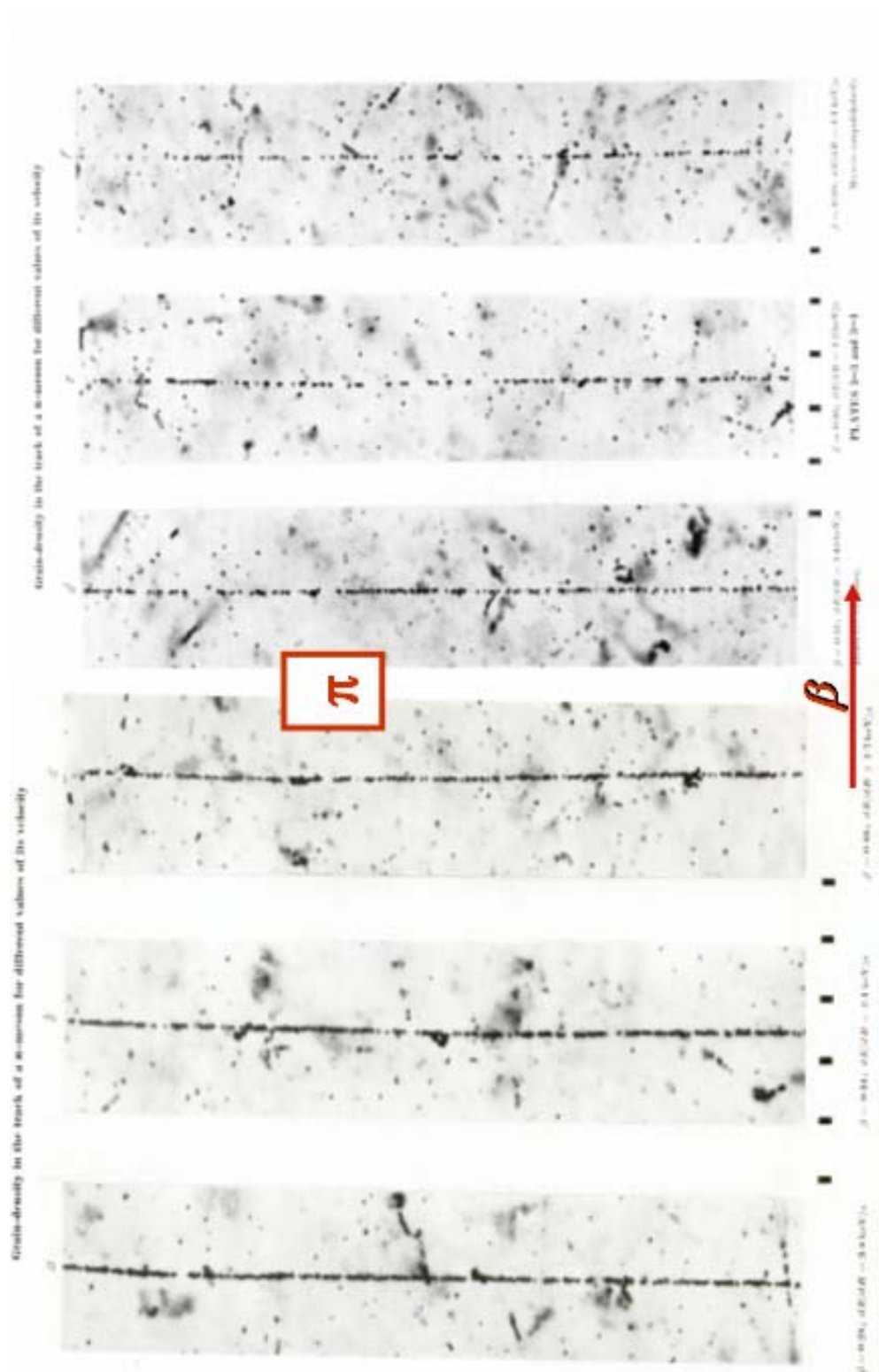


FIG. 6.5 – *Densité de grains de traces de pions, pour différentes valeurs de leur vitesse. Pour la figure la plus à gauche,  $\beta = 0.28$  et  $dE/dX = 3.8 \text{ keV}/\mu\text{m}$  et pour la figure la plus à droite  $\beta = 0.59$  et  $dE/dX = 1.1 \text{ keV}/\mu\text{m}$  [50].*

avec une impulsion  $P_\mu = 120 \text{ MeV}/c$ . Ainsi, la contamination des pions est négligeable et celle des électrons reste inférieure à 5%.

Sur la brique, la surface exposée attendue était d'environ  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  et l'impulsion a été contrôlée par un dispositif au PSI composé de 64 barreaux de scintillateurs.

Deux tests ont été effectués, un à haute densité de traces ( $10\,000 \text{ tr}/\text{cm}^2$ ) l'autre à faible densité ( $100 \text{ tr}/\text{cm}^2$ ). Les briques utilisées étaient du type d'OPERA. Dans le premier test, on a ajouté avant la première feuille de plomb 2 feuilles d'émulsion supplémentaires. Les trois premières feuilles d'émulsions ont ainsi permis de vérifier la forme et la densité du faisceau. Pour chaque test, les pions et les muons ont été exposés sur deux briques différentes pour éviter les confusions.

Les figures 6.6 montrent le résultat des simulations effectuées avec GEANT3 des tests du PSI dans des briques OPERA, ce qui a permis de vérifier le nombre de feuilles d'émulsions traversées par les faisceaux aux énergies choisies.

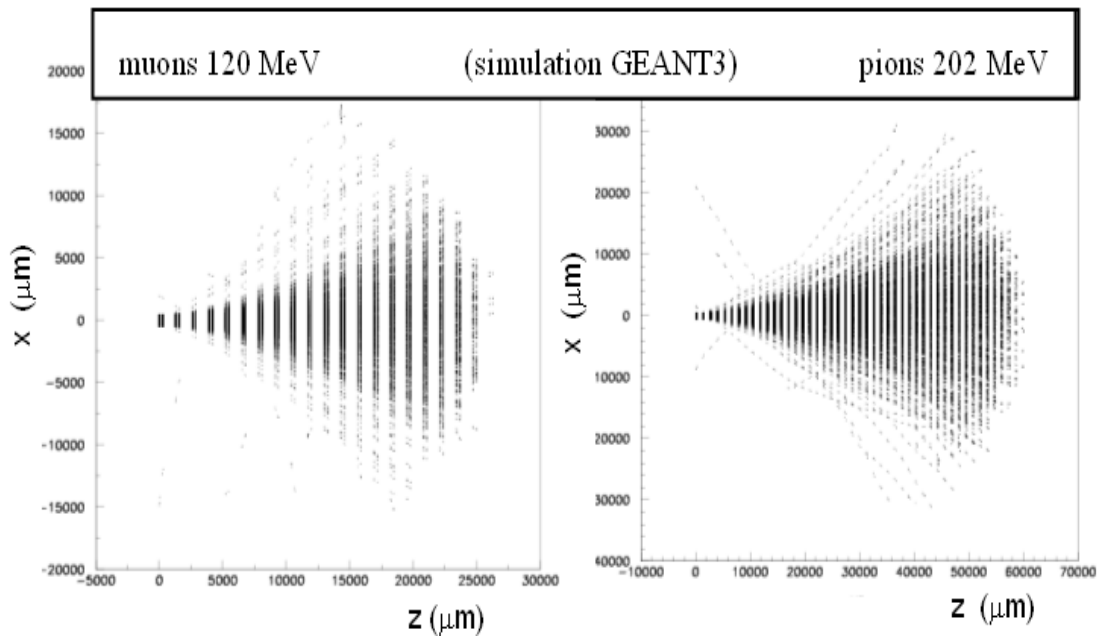


FIG. 6.6 – *Simulation des tests sur faisceau réalisés au PSI pour cette étude où n'apparaissent que les particules initialement présentes dans le faisceau.*

### 6.2.2 Premier test (septembre 2003)

Le but du premier test était de **valider la possibilité d'une séparation avec le système de scan européen**, en calculant la valeur moyenne de la densité de grains. Pour cela, une **grande statistique** était nécessaire. Les nombreuses traces ne pouvaient pas être distinguées les unes des autres et donc il a fallu réduire le bruit de fond au maximum, pour pouvoir analyser des échantillons aussi purs que possible. Ainsi, après

leur fabrication, les briques ont presque immédiatement<sup>2</sup> été exposées et développées. Pendant les trajets, les briques ont été maintenues en position verticale pour réduire la contamination des cosmiques. Chaque brique ( $\mu$  et  $\pi$ ) a été soumise à **deux faibles angles d'exposition** ( $\tan\theta < 200 \text{ mrad}$ ) avec une densité de  $10^4 \text{ traces.cm}^{-2}$  environ.

Une autre précaution a été prise pour réduire les erreurs systématiques : en l'**absence de cosmiques**, on ne peut pas calibrer la densité de grains des émulsions. Nous savons que cette densité peut varier avec le développement<sup>3</sup>. Or toutes les feuilles d'une brique ne pouvant pas être développées en même temps (30 feuilles à la fois par bain), les feuilles des 2 briques que nous comparons ont donc été développées en même temps et en parallèle en partant de la fin de la brique, où les particules sont à l'arrêt. Ainsi, **les  $\pi$  et  $\mu$  de même énergie** se trouvaient dans des feuilles avec **les mêmes conditions de développement**.

### 6.2.3 Deuxième test (juin 2004)

Compte tenu des résultats du premier test, nous en avons effectué un deuxième afin de distinguer les traces une à une, avec **le moins d'ambiguïtés possible**. Ainsi, nous pourrions les suivre jusqu'à leur arrêt dans la brique et les caractériser. Chaque brique ( $\mu$  et  $\pi$ ) a été soumise à **deux faibles angles d'exposition** ( $\tan\theta < 200 \text{ mrad}$ ) avec une densité attendue de  $100 \text{ traces.cm}^{-2}$ . Les briques ont été **exposées aux particules cosmiques pendant 24h** environ<sup>4</sup>. Elles permettraient d'**aligner les feuilles** (ce qui est essentiel à leur reconstruction) et seraient indispensables pour **la calibration de la densité de grains**.

## 6.3 Etude statistique de la séparation - 1<sup>er</sup> test

Dans cette étude, on cherche à montrer que le système européen de scan est utilisable pour la séparation pions/muons.

### 6.3.1 Peut-on séparer les traces de haute et basse énergie ?

Comme nous l'avons vu (cf. section 4.5), la binarisation des images, lors de leur traitement, empêche de garder les informations sur le niveau de gris de chaque grain. Pour étudier la séparation haute/basse énergie, on a comparé les pions issus du premier test du PSI, reconnues dans les 3 premières feuilles avant le plomb, et ceux d'un test sur faisceau<sup>5</sup> exposant des briques à des pions de  $8 \text{ GeV}/c$ . Ceci a été rendu possible par la grande statistique et pureté du test  $n^\circ 1$ .

Tout d'abord, l'**échantillonnage habituel de 1 vue scannée tous les 3  $\mu\text{m}$**  (16 vues par couche) a été utilisé. Ensuite les basetraces de haute et basse énergies

<sup>2</sup>compte tenu des limitations de vitesse entre le CERN et Zurich...

<sup>3</sup>nous y reviendrons en détail dans la section 6.4.3.

<sup>4</sup>Il y avait 3h d'écart entre le développement de la brique des pions et celle des muons

<sup>5</sup>Ce test, équivalent à celui présenté dans le chapitre 5, a été utilisé pour les premiers calculs d'efficacité de scan.

ont été sélectionnées ( $\chi^2$  et distribution angulaire, mais avec la même coupure sur le nombre de grains  $>12$ ). Aucune séparation n'a pu être obtenue entre les 2 catégories. De même, l'information sur la taille de grains (en pixels) n'a pas permis de les distinguer. Ceci signifie que les grains des particules de basse énergie sont plus nombreux mais alignés (comme le confirme les photos de la figure 6.5, **ce qui implique qu'à cet échantillonnage, et compte-tenu de la profondeur de champ, on ne peut pas les séparer des MIP.**

Notons ici que le système UTS [55] japonais permet de rendre compte de cette différence car une de ses variables de scan le "pulse height" tient compte de façon globale du nombre de grains et du niveau de gris. Quant aux expériences décrites par Powell [50], elles montrent que la densité de grains permet une séparation puisqu'elle est proportionnelle au  $dE/dX$ . Mais les traces étudiées étaient longitudinales, ce qui rendait le comptage des grains plus aisé (en s'affranchissant du problème de la profondeur de champ).

Pour pallier le manque d'information sur le niveau de gris de grain, qui représente la perte d'énergie dans les émulsions, on a choisi **d'augmenter la fréquence d'échantillonnage de scan**. Sur la figure 6.7, on présente les résultats de l'échantillonnage de 1 vue scannée tous les microns : on peut obtenir une majorité des particules de basse énergie si l'on ne garde que les basetraces pour lesquelles **le nombre de grain est supérieur à 85 – 90% du nombre de couches scannées**. **Ce nouvel échantillonnage, illustré sur la figure 6.8 est donc adapté à l'étude des particules de basse énergie.**

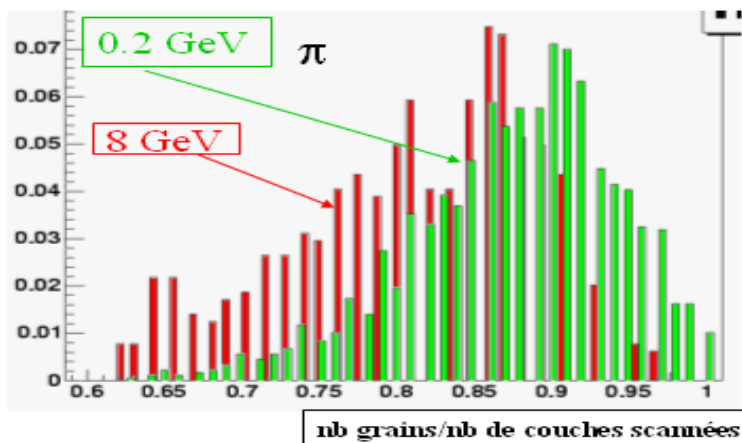


FIG. 6.7 – *Séparation hautes et basses énergies par le système de scan européen. Une coupure sur le nombre de grains des basetraces par couches scannées permet d'augmenter la pureté des traces de basses énergie.*

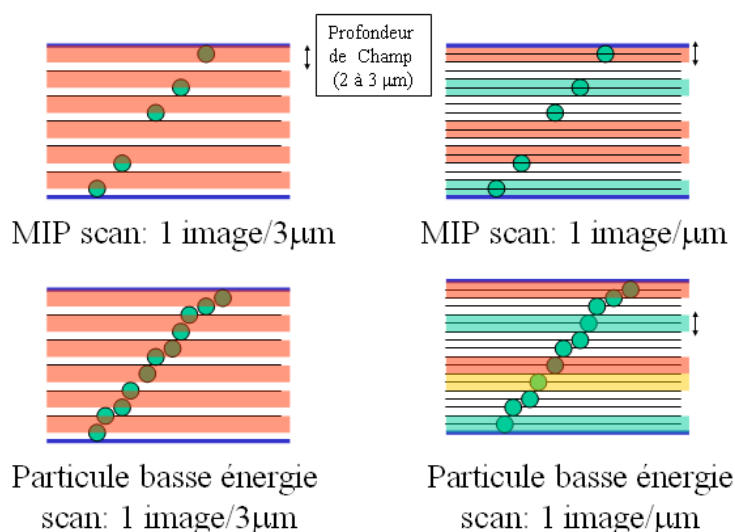


FIG. 6.8 – *Echantillonnages de scan* Un échantillonnage plus fréquent que celui d'un scan classique est mieux adapté aux particules de basse énergie.

### 6.3.2 Scans effectués - Reproductibilité

Les épaisseurs ont été estimées à  $45 \mu m$ . Pour cela, on calcule le nombre de grains<sup>6</sup> et les changements de milieu émulsion/base et émulsion/air sont repérés quand ce nombre dépasse 800 grains par vue<sup>7</sup>. On a donc choisi de **scanner 45 vues par couche d'émulsion**. Toutes les feuilles des briques de pions et de muons ont des **épaisseurs comparables**, conformément au développement qui avait été effectué. La densité de grain ne pouvant être calibrée (puisque les cosmiques ont été réduits au minimum), nous devons imposer les mêmes critères pour la focalisation et les filtres utilisés lors des scans des 2 briques. Nous avons choisi d'effectuer des scans avec le même nombre moyen de microtraces et de grains par vue. Ceci est illustré par les figures 6.9. De plus, la focalisation a été utilisée avec la méthode A (*focalisation à épaisseur fixe*) décrite dans la section 5.1.2.1. Ainsi, on a pu faire varier légèrement l'épaisseur de scan manuellement de façon à contrôler le profil des grains scannés dans l'émulsion. Un exemple de ces profils est donné sur les figures 6.10. Les aires scannées sont de  $2.6 cm^2$ .

### 6.3.3 Etudes préliminaires

Les variables de **scan** (à cet échantillonnage) pertinentes pour mesurer la perte d'énergie sont :

- le **nombre de grains** et la somme de leurs aires (ou "**volume**") pour chaque basetrace permettant d'accéder à la perte d'énergie dans les émulsions

<sup>6</sup> par la procédure de traitement de images du scan : RIF + binarisation + agrégation, cf. section 4.5

<sup>7</sup> compte-tenu de la profondeur de champ, on ne voit pas la totalité du nombre de grains attendu ( $\sim 2000$ ) dans les premières vues.

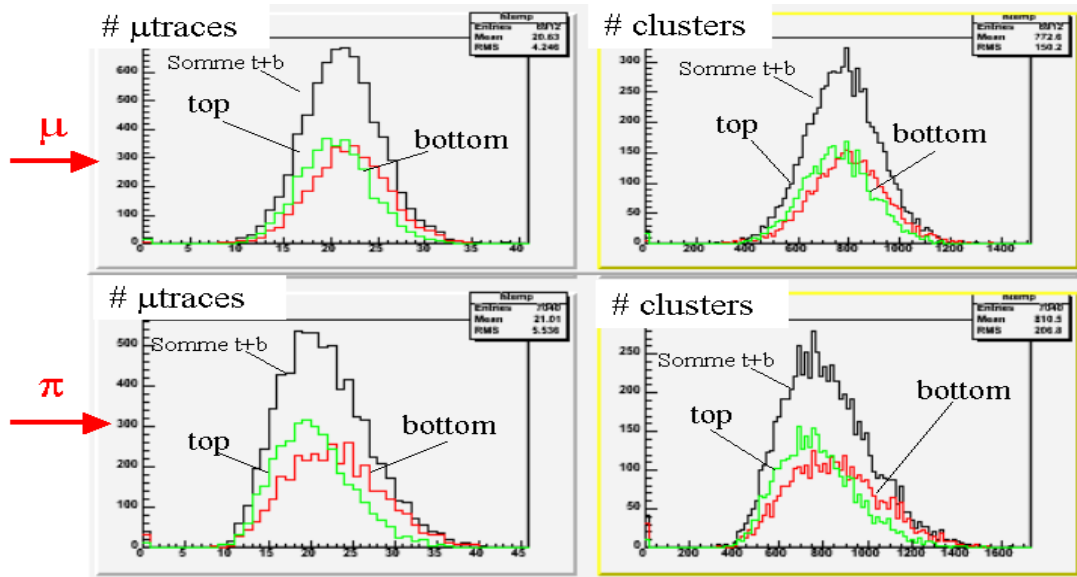


FIG. 6.9 – **Reproductibilité du scan** : Nombre moyen de microtraces (à gauche) et de clusters (à droite) par vue CMOS scannée pour les 2 couches top (en vert) et bottom (en rouge) : En haut pour la brique de muons, en bas pour la brique de pions. Les 2 exemples montrés correspondent à deux feuilles où les particules ont même énergie moyenne (cf. texte).

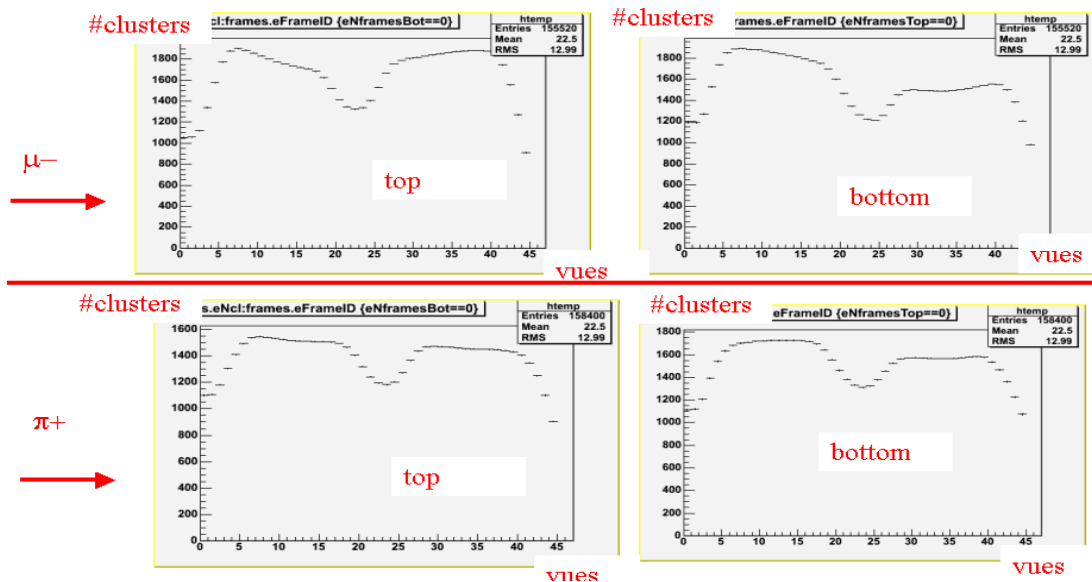


FIG. 6.10 – **Reproductibilité du scan** : Nombre moyen de clusters par vue tomographique scannée, en haut pour la brique de muons, en bas pour la brique de pions. Les 2 exemples montrés correspondent à deux feuilles où les particules ont même énergie moyenne. On a choisi le même échantillonnage de 45 vues par couche.

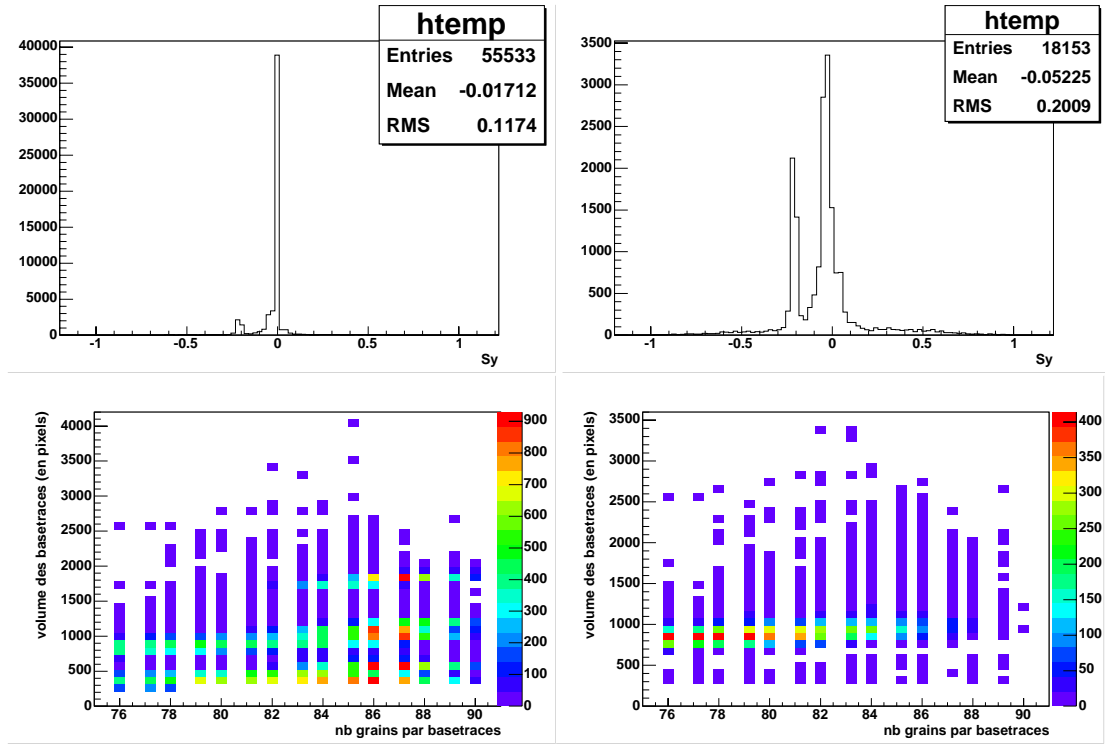


FIG. 6.11 – *Effet de la coupure en  $\tan\theta = 0$ . On a tracé dans les 2 cas, en haut la distribution angulaire des basetraces de la première feuille de muons et en bas l'histogramme de leur "volume", à gauche : avant coupure et à droite : après coupure  $\tan\theta > 0.008$ .*

et

- la **différence des angles des basetraces** consécutives (diffusion multiple) permettant d'accéder à la perte d'énergie dans le plomb.

Notons que l'aire totale de grains des basetraces (ou volume) ne correspond pas à la taille "réelle" des grains<sup>8</sup>. L'échantillonnage que nous effectuons nous réalise une "tomographie" fine du contenu des couches, permettant d'accéder indirectement au niveau de gris, ou "noirceur" des grains.

La dernière variable (angles) n'est malheureusement pas accessible dans le premier test car nous ne pouvons pas reconstruire les traces une par une. Dans le même esprit que la simulation que nous avons reportée dans la section 6.1 et que la séparation expérimentale pions/protons (cf. section 6.1.3.2), nous avons choisi de moyenner les 2 premières variables sur toutes les basetraces depuis leur point d'arrêt. Tout d'abord, nous avons choisi d'étudier des basetraces pour lesquelles le nombre de grains est assez élevé pour éliminer les quelques cosmiques qui pourraient contaminer l'échantillon. Ensuite, nous avons été obligés de procéder à une coupure angulaire à très faible angle pour éviter un effet "d'ombres" : de fausses traces sont anormalement produites par cette procédure

<sup>8</sup>Mais cette information serait sans intérêt car, à basse énergie, les grains ne sont pas plus volumineux mais plus "noirs", comme nous l'avons montré dans l'étude de la séparation des hautes et basses énergies.

de scan en  $\tan\theta = 0$ . L'effet d'une telle coupure est montré sur la figure 6.11, où il s'agit d'un scan de la première feuille de la brique des muons. Nous voyons comment la coupure permet de distinguer une population centrée sur un "volume" proche de 800, correspondant aux muons du faisceau. Ceci est confirmé par la distribution angulaire, compatible avec l'exposition effectuée.

Sur les figures 6.12 et 6.13, on montre que les traces sélectionnées correspondent bien à celles du faisceau avec, en abscisse, la diffusion angulaire des traces dans la brique (on distingue les 2 angles d'exposition distinctement sur les premières feuilles) et en ordonnée, le volume des basetraces (pour montrer qu'il est bien relié à la perte d'énergie dans les émulsions).

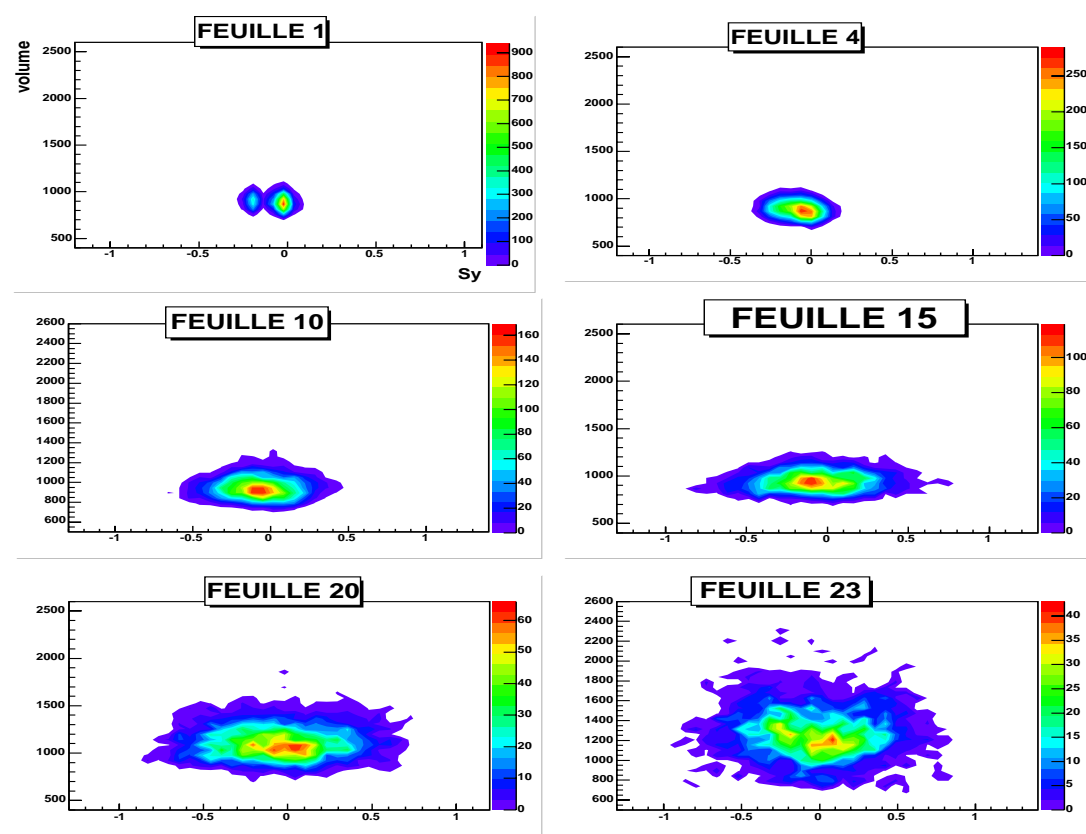


FIG. 6.12 – *Expansion des muons* Perte d'énergie dans les émulsion (Volume) en fonction de la distribution angulaire ( $\tan\theta_y$ )



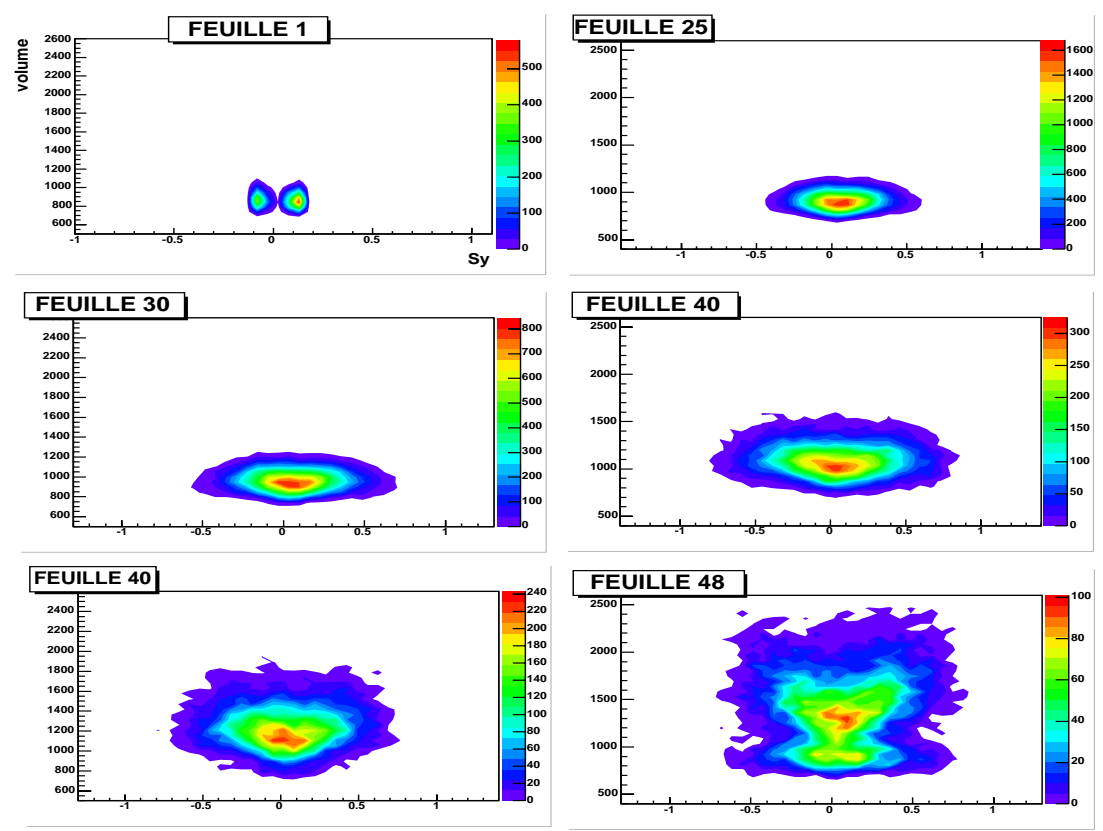


FIG. 6.13 – *Expansion des pions* Perte d'énergie dans les émulsion (Volume) en fonction de la distribution angulaire ( $\tan\theta_y$ )

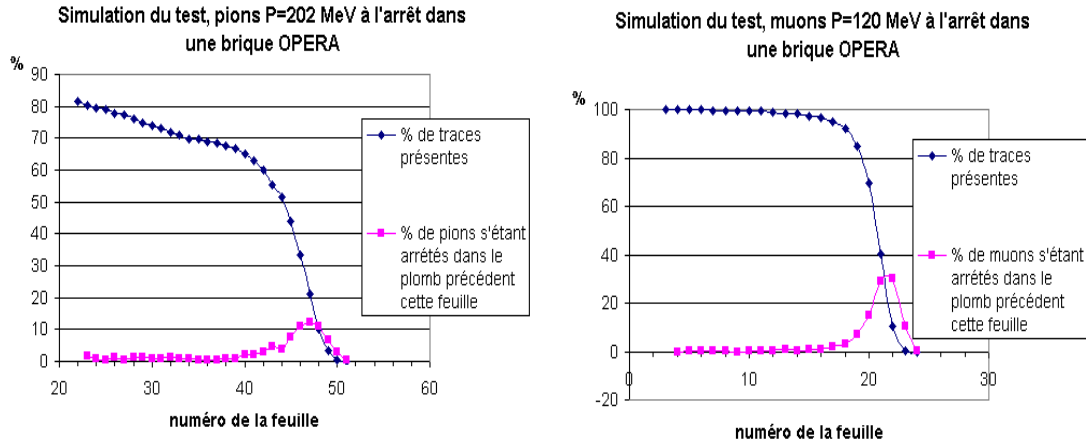


FIG. 6.14 – Pourcentage de traces restantes et s'étant arrêtées dans la feuille de plomb précédente, en fonction du numéro de la feuille, pour la brique de **pions** (gauche) et de **muons** (à droite). (La numérotation comprend les 2 feuilles d'émulsion supplémentaires placées devant la brique).

### 6.3.4 Energie perdue dans les émulsions - Résultats

Comme nous ne pouvons pas suivre les traces individuellement, nous avons moyenné les volumes des basetraces depuis l'arrêt des particules. Cette position d'arrêt a été estimée d'après une simulation Monte-Carlo effectuée avec *GEANT3* (cf. figures 6.6).

- Pour les muons, 89.5% des particules sont arrêtées avant la feuille 22<sup>9</sup> ;
- Pour les pions, 89.8% des particules sont arrêtées avant la feuille 48.

63,5% des pions s'arrêtent entre les feuilles 40 et 50 et 91,6% des muons s'arrêtent entre les feuilles 19 et 23 (cf. figure 6.14). Le nombre de feuilles à considérer est limité par l'énergie du faisceau des muons. Pour n'étudier dans les deux cas que des feuilles situées derrière du plomb, les 19 feuilles (4 à 22) de la brique des muons ont été comparées aux feuilles (30 à 48) de la brique des pions.

**Somme de l'aire des grains ("volume") :** Afin d'éliminer les particules de haute énergie et de "fausses basetraces" de notre étude, nous avons sélectionné des basetraces :

- dont le nombre de grains est supérieur à 81 ( $0.9 \times 90$ )<sup>10</sup>
- dont le volume est supérieur à 500 (les basetraces de la première feuille ayant un volume supérieur à 800, aucun biais n'est créé à cause de cette coupure)
- dont le  $\chi^2 < 2.3$  (pour éliminer de fausses basetraces dues au brouillard, cf. section 5.2.6.2)
- et dont l'angle est supérieur à 8 mrad.

Les distributions de volume ont été sommées en donnant le même poids à chaque feuille, indépendamment du nombre de basetraces scannées. Ensuite, les distributions

<sup>9</sup>On rappelle que 2 feuilles supplémentaires ont été ajoutées à l'avant des briques par rapport au test  $n^{\circ}2$

<sup>10</sup>pour chaque basetrace,  $45 \times 2 = 90$  vues sont scannées.

de pions et de muons ont été normalisées pour être comparées. La courbe obtenue est donnée sur la figure 6.15.

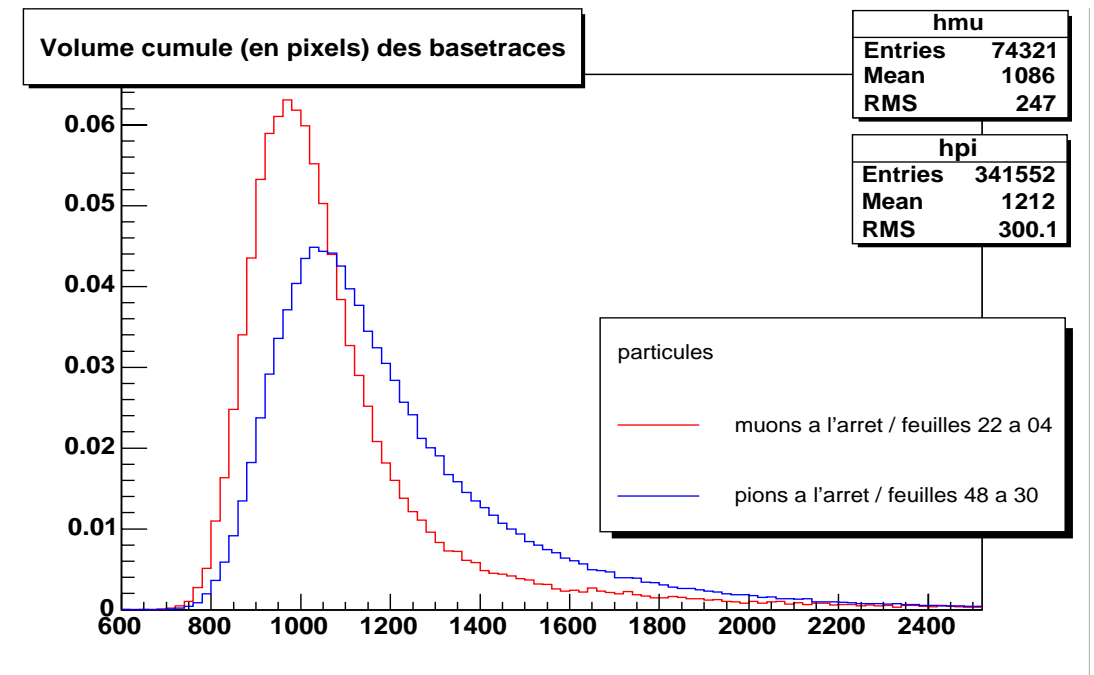


FIG. 6.15 – *Volume moyen des basetraces sur 19 feuilles des pions et des muons*

Le résultat de cette séparation est à comparer avec celle donnée par la simulation (sur la figure 6.18), tout en gardant à l'esprit que le volume que nous mesurons est supposé être lié à la densité de grains, elle-même proportionnelle à la perte d'énergie. Ce premier résultat montre que **le volume est une variable pertinente pour la séparation** mais n'est pas suffisant pour être utilisé dans l'analyse OPERA : nous ne pouvons pas obtenir une bonne identification des muons avec une faible contamination de pions, comme le montre la figure 6.16. D'après cette première analyse, si on requiert que seulement 3% des pions soient confondus avec des muons (comme dans la simulation [70]), alors l'efficacité d'identification des muons est seulement de 9%.

**Nombre de grains :** En élargissant les coupures sur le nombre de grain (77% du nombre de couches scannées au lieu de 90%) et en effectuant la même moyenne sur 19 feuilles on montre sur les figures 6.17 que

- le nombre de grains par couche scannée est bien une variable pertinente pour la séparation mais moins discriminante que le "volume"
- notre échantillon est assez pur pour que, même en relâchant la coupure sur les particules de hautes énergies (nombre de grains), une séparation soit observée pour le volume moyen des basetraces.

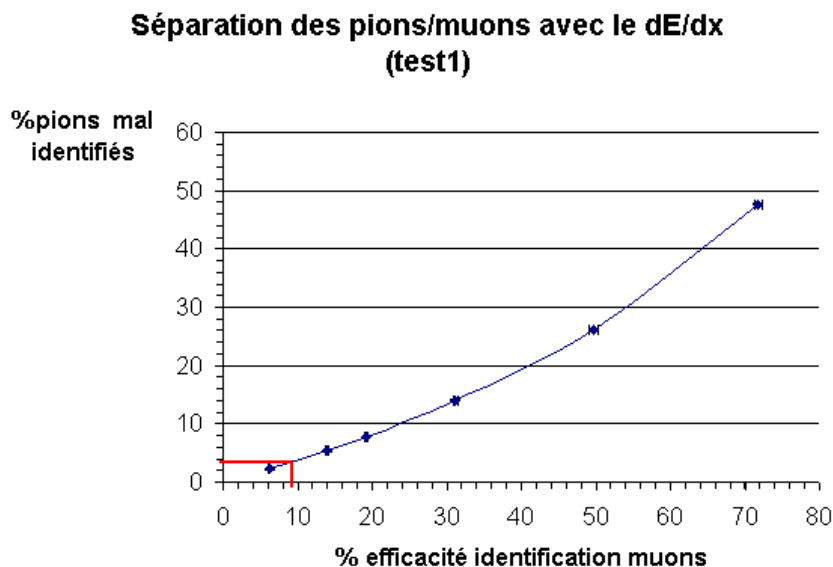


FIG. 6.16 – Efficacité d'identification des muons, en fonction du nombre du pourcentage de pions confondus avec des muons

### 6.3.5 Discussion

Le premier test réalisé au PSI a permis de mettre en évidence que les variables accessibles après scan (volume, nombre de grains) des émulsions sont utiles pour une séparation pions/muons dans un module ECC (Emulsion Cloud Chamber) du type d'OPERA. Les avantages de cette analyse (grande statistique) sont contrebalancés par les ambiguïtés dues à la grande densité de traces présentes dans les émulsions. En effet, puisque nous ne pouvons pas suivre les particules individuellement, il en résulte une **incertitude sur le point d'arrêt**. Ensuite, les coupures introduites permettent au mieux de ne garder que des traces en fin de parcours ou basse énergie. Ainsi, nous avons gardé dans les échantillons étudiés d'autres particules indésirables telles que des muons dans le cas de pions, à cause de la désintégration  $\pi \rightarrow \mu$  ou encore des alphas et autres particules à très basse énergie. Celles-ci seraient écartées lors d'une reconstruction, mais dans une étude feuille à feuille, on ne sait pas a priori les écarter sans risquer d'introduire un biais dans l'échantillon. Enfin, **nous ne pouvons pas calibrer la densité de grains** dans les émulsions analysées car nous avons réduit au minimum la densité de particules cosmiques.

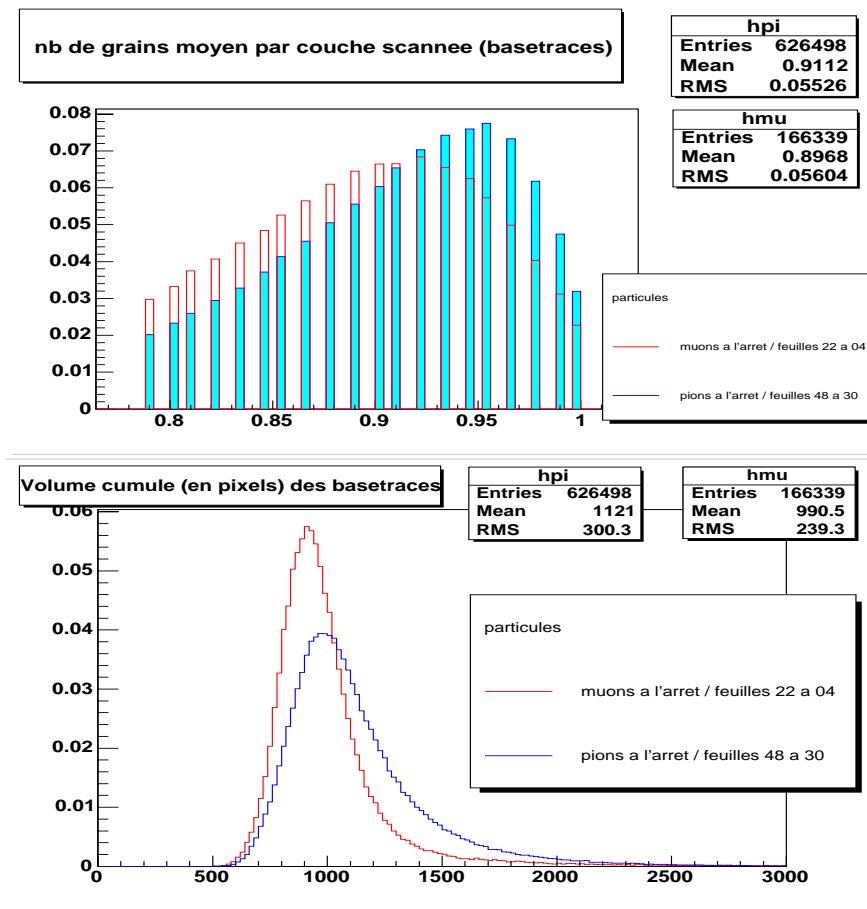


FIG. 6.17 – Valeur moyenne du nombre de grains (en haut) et du volume (en bas) des basetraces sélectionnées (cf. texte) pour les 19 dernières feuilles du parcours des particules

## 6.4 Suivi de traces jusqu'à leur point d'arrêt - 2<sup>e</sup> test

Dans cette nouvelle analyse, nous cherchons tout d'abord à diminuer ces ambiguïtés en suivant les traces individuellement. Ensuite nous pourrions récupérer les variables discriminantes mises en valeur par le premier test (ou d'autres) et ainsi pouvoir **caractériser le comportement de  $\pi$  et  $\mu$  de basse énergie à partir des données expérimentales.**

Dans cette section, nous allons montrer les études préliminaires qui ont été menées pour l'analyse de deuxième test à plus faible densité concernant la sélection des base-traces à reconstruire, et notamment l'étape délicate et indispensable de la calibration. Nous présenterons la reconstruction dans la section suivante.

### 6.4.1 Simulation de la perte d'énergie dans les émulsions

En reproduisant le deuxième test avec une simulation Monte-Carlo, on met en évidence la possibilité d'une séparation des traces de pions et de muons en utilisant **la somme des énergies déposées dans l'émulsion** qui représente l'intégrale  $\int \frac{dE}{dx} emul$ . La courbe a été obtenue en simulant les mêmes énergies initiales que celles du test et 18 feuilles ont été considérées depuis le point d'arrêt moyen des basetraces.

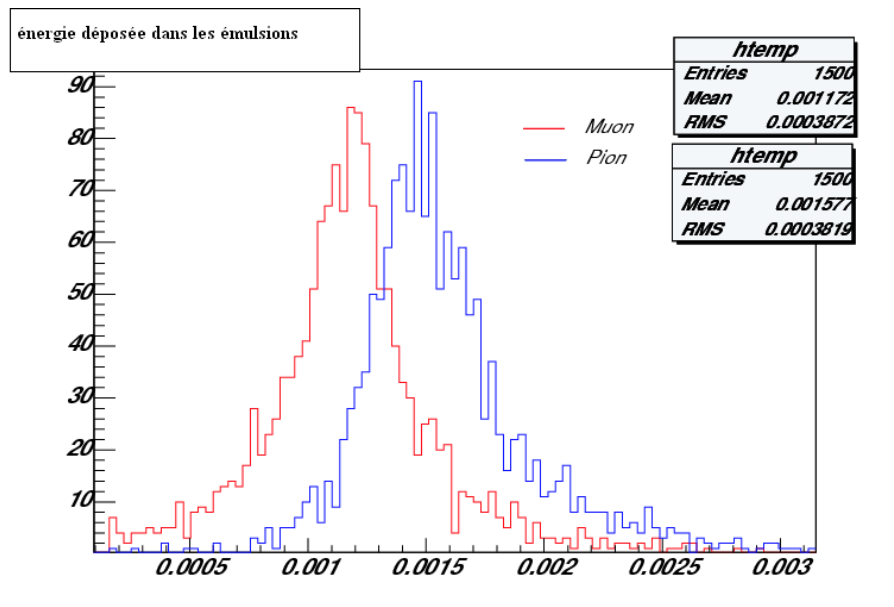


FIG. 6.18 – Moyenne de l'énergie déposée dans les émulsions (*simulation*) pour des pions et muons depuis leur point d'arrêt, avec un maximum de 18 feuilles considérées.

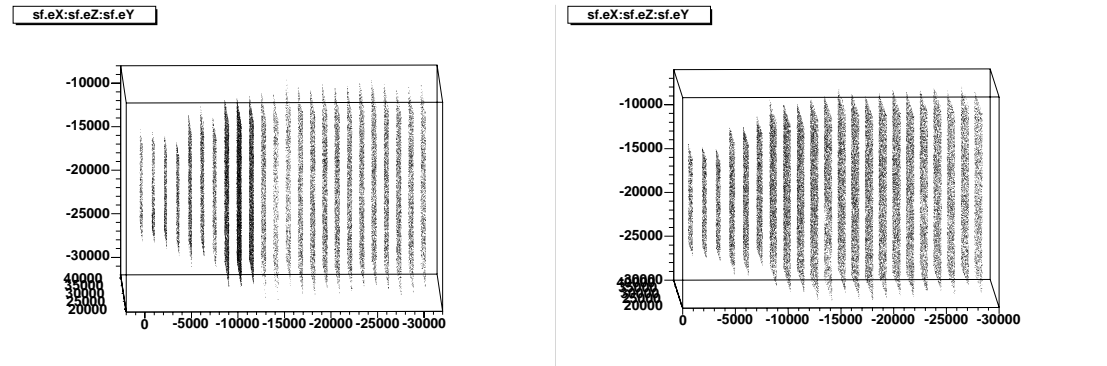


FIG. 6.19 – *A gauche : Alignement des feuilles 1 à 24 de la brique de muons par les cosmiques. A droite : Alignement des feuilles 23 à 44 de la brique de pions. Pour tenir compte de la diffusion multiple dans le plomb on a scanné des surfaces augmentant avec la profondeur (le faisceau était dirigé vers les Z négatifs)*

#### 6.4.2 Scan effectué

Les épaisseurs trouvées après développement étaient différentes pour la brique des pions ( $48 \mu\text{m}$ ) et pour celle des muons ( $44 \mu\text{m}$ ). Nous avons donc scanné les feuilles respectivement à 48 et 44 vues par couche. Pour tenir compte de la diffusion des particules, les surfaces scannées à la fin du parcours ( $4,5 \text{ cm}^2$ ) sont plus grandes qu'au début ( $1 \text{ cm}^2$ ) (conformément à la diffusion donnée par la simulation). La figure 6.19 montre (après alignement) ces surfaces, le faisceau étant dirigé de gauche à droite.

Un des problèmes posés par ce test est la densité des traces qui n'est pas celle attendue. Pour les pions, la densité est de l'ordre de  $300 \text{ tr/cm}^2$ . Pour les muons (cf.figure 6.20), la densité de traces est d'environ  $1300 \text{ tr/cm}^2$  au centre (sur le bord de la feuille d'émulsion) et diminue brutalement ensuite. Il est donc difficile de sélectionner une région où la densité sera assez faible pour que les traces puissent être reconstruites sans ambiguïtés.

La densité des traces a été estimée grâce à la première feuille de chaque brique située avant le plomb où les angles d'exposition sont clairement identifiables.

#### 6.4.3 Utilisation des cosmiques

La reconstruction des cosmiques est un point très important de notre analyse :

1. Ils sont indispensables pour **aligner les feuilles** ce dont nous avons besoin pour reconstruire les traces jusqu'à leur point d'arrêt ;
2. Ensuite ils vont nous permettre de **calibrer la densité de grains** des basetraces. Ceci est d'autant plus important dans ce test où les épaisseurs sont légèrement différentes dans les 2 briques ;
3. Enfin, pour **purifier les échantillons de basetraces utilisées** dans la reconstruction, on pourra retirer les cosmiques que l'on aura identifiés.

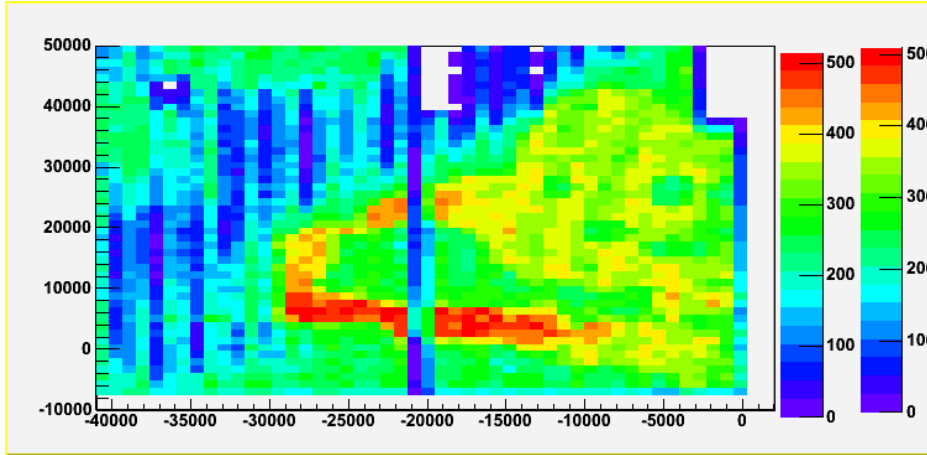


FIG. 6.20 – Zone exposée aux faisceau de muons, scannée dans la première feuille

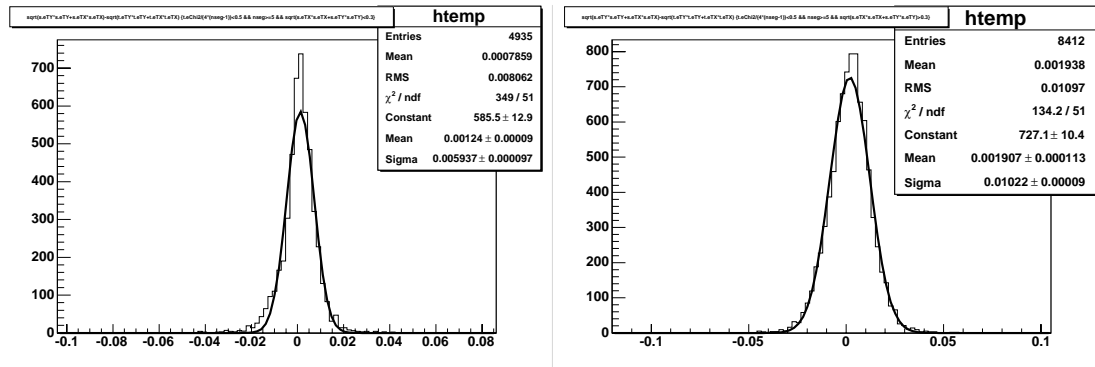


FIG. 6.21 – Résolution de l’alignement de la brique des muons effectué à l’aide les particules cosmiques : On a tracé dans les deux cas la différence entre la pente des basetraces et celle des traces ajustées, à gauche pour  $\tan\theta < 0.3$  et à droite pour  $\tan\theta > 0.3$

#### 6.4.3.1 Alignement

L’alignement a été effectué par la méthode classique des coïncidences décrite dans le chapitre 5.

On a également procédé à un ajustement des distances entre les feuilles comme décrit dans la section 5.2.3. Après alignement, on obtient une résolution inférieure à  $5,4 \text{ mrad}$  pour les traces d’angles  $\tan\theta < 0.3$  et  $10 \text{ mrad}$  pour  $\tan\theta > 0.3$  cf. figure 6.21.

#### 6.4.3.2 Calibration de la densité de grains

**Historique** : La méthode de comptage des grains pour déterminer l’ionisation locale a déjà été employée (cf. les nombreuses références dans [50]). A l’époque (années  $\sim 1950 - 57$ ) les émulsions étaient exposées longitudinalement, et tous les grains d’une



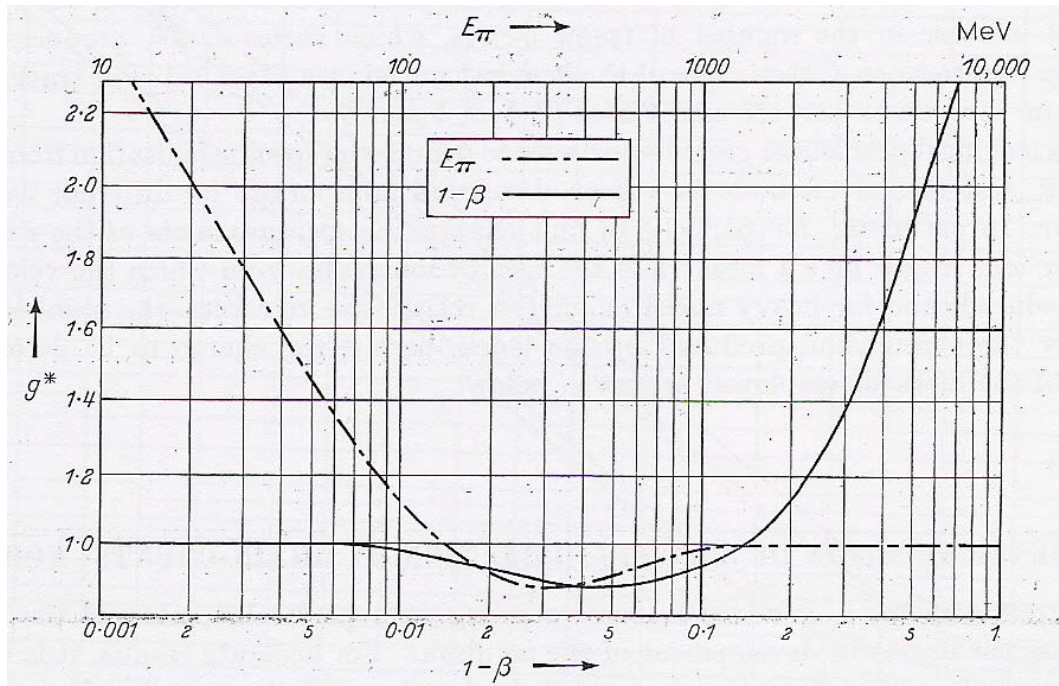


FIG. 6.22 – On a superposé la densité de grains normalisée pour une particule de charge  $e$  en fonction de  $1 - \beta$ , en trait continu, et en fonction de l'énergie pour un pion, en pointillés. [50]

trace étaient visibles sur une même profondeur de focalisation. La densité de grains ainsi observée  $g_{obs}^*$  correspond à une ionisation spécifique qui dépend du degré de développement, ce qui constitue une des difficultés de cette étude. C'est pourquoi, pour effectuer des mesures de précision, il faut une référence. La normalisation est optimale si on peut faire la comparaison avec des basetraces situées dans la même région de l'émulsion en utilisant des particules relativistes pour lesquelles la densité de grains est constante ( $\beta > 0.995$ ), cf. figure 6.22. On mesure alors la densité de grains  $g_p$  et la variable utilisée sera le rapport :

$$R = \frac{g_{obs}^*}{g_p} \quad (6.3)$$

En 1950, cependant, une difficulté supplémentaire était que le degré de développement dépendait fortement de la profondeur. **Dans OPERA, le problème ne se posera pas de façon aussi prononcée, d'abord parce que l'épaisseur est petite et ensuite parce que la technologie des émulsions FUJI implique une plus grande homogénéité de la sensibilité.**

**Calibration des tests effectués :** En fonction de l'utilisation des développeurs, tant au niveau du temps de développement qu'au niveau du vieillissement des produits, nous avons observé des variations de sensibilité pour les briques des pions et des muons. Ceci peut se quantifier, notamment en constatant la différence du nombre de grains de brouillard contenus dans une vue.

Un autre point est que nous n'avons pas d'accès direct à la densité de grains, compte tenu de la profondeur de champ, et nous ne pouvons pas relier directement la densité de grains et le "volume des basetraces" que nous mesurons avec notre échantillonnage. Le volume "observé" va dépendre fortement du choix de la procédure de focalisation<sup>11</sup> et de l'épaisseur "vue" lors du scan. Nous choisissons donc de prendre les particules cosmiques comme référence, en étudiant, feuille par feuille ces particules, **scannées en même temps que les basetraces de basse énergie. Ce qui implique que l'on calibre les feuilles pour chaque scan.** Nous y reviendrons plus loin en comparant deux scans effectués à 6 mois d'intervalle.

**La sélection des cosmiques pour la calibration** est la même que celle utilisée pour l'alignement des feuilles. On a choisi les traces ayant traversé au moins 5 feuilles et dont le  $\chi_{traces}^2$ <sup>12</sup> est inférieur à 0.5. La sélection est très stricte mais elle permet de ne garder que des traces tout à fait rectilignes (**la diffusion coulombienne multiple est négligeable** et elles se trouvent dans une gamme d'énergie suffisamment élevée pour que l'on suppose que leur **densité de grains** reste **constante**), tout en ayant un nombre de traces suffisant pour qu'une moyenne statistique du "volume" puisse être établie.

Pour la brique de muons, on peut voir un exemple de la calibration effectuée pour les feuilles 11 et 20 sur la figure 6.23 et pour la brique des pions, un exemple de la calibration pour les feuilles 25 et 35 sur la figure 6.24. La valeur de référence est prise après un ajustement gaussien des distributions. Pour illustrer l'importance d'effectuer

<sup>11</sup>et donc des seuils de filtres appliqués

<sup>12</sup>défini par l'équation 5.10

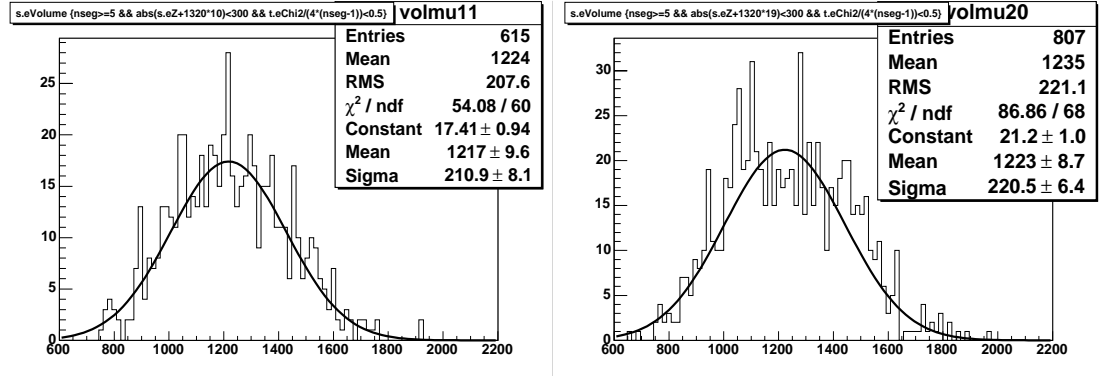


FIG. 6.23 – "volume" (en pixels) des basetraces cosmiques pour la brique des muons : à gauche pour la feuille 11 et à droite pour la feuille 20

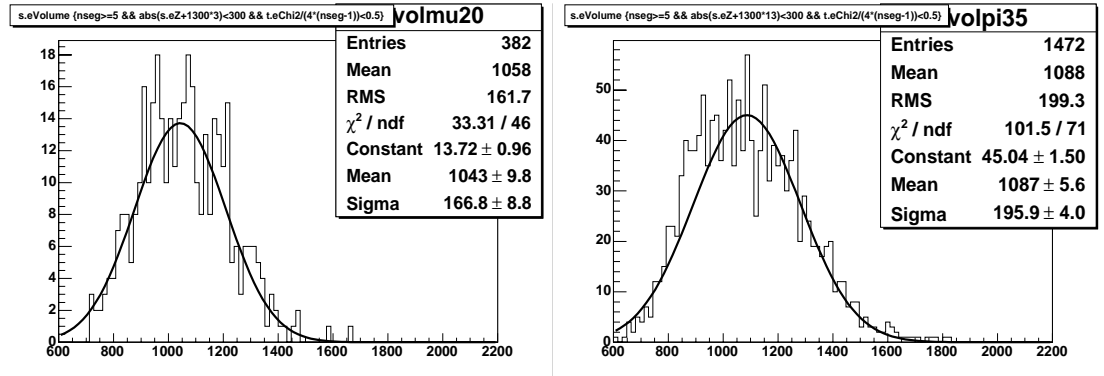


FIG. 6.24 – "volume" (en pixels) des basetraces cosmiques pour la brique des pions : à gauche pour la feuille 25 ( $1.3 \text{ cm}^2$ ) et à droite pour la feuille 35 ( $4.3 \text{ cm}^2$ )

cette calibration feuille par feuille, on a donné l'ensemble des données de calibration utilisées pour notre étude dans le tableau 6.2.

### 6.4.3.3 Discussion sur la validité de cette méthode.

Après avoir testé les performances de scan du deuxième système de scan installé à Lyon, la brique de muons a été rescannée. La caméra utilisée était alors de technologie CMOS au lieu de CCD pour la première. Les méthodes de focalisation utilisées étaient différentes<sup>13</sup> et de plus, à cause du vieillissement de ces émulsions un jaunissement des feuilles a été observé, sûrement à cause de la "vieillesse" du développeur utilisé<sup>14</sup> [49]. De plus, des taches sont apparues en surface, si bien que nous avons utilisé des paramètres de déclenchement différents. L'épaisseur n'est plus que de  $\sim 32$  à  $34 \mu\text{m}$

<sup>13</sup>pour éviter les défauts en surface, nous avons utilisé la méthode de focalisation "à épaisseur fixe", cf. section 5.1.2.1

<sup>14</sup>observée dans le cas où un développeur est utilisé sans être renouvelé pour plusieurs bains d'émulsions.

$n^\circ$ feuille	<b>pions</b>		$n^\circ$ feuille	<b>muons</b>	
	aire (pixels)	$\pm \sigma$		aire (pixels)	$\pm \sigma$
48	875	$\pm 147$	24	1260	$\pm 247$
47	900	$\pm 118$	23	1238	$\pm 217$
46	886	$\pm 121$	22	1263	$\pm 207$
45	893	$\pm 134$	21	1327	$\pm 246$
44	1022	$\pm 144$	20	1223	$\pm 221$
43	1049	$\pm 147$	19	1279	$\pm 218$
42	974	$\pm 140$	18	1257	$\pm 229$
41	992	$\pm 164$	17	1283	$\pm 233$
40	996	$\pm 164$	16	1274	$\pm 228$
39	1081	$\pm 185$	15	1273	$\pm 232$
38	1069	$\pm 188$	14	1280	$\pm 248$
37	1087	$\pm 170$	13	1209	$\pm 233$
36	1085	$\pm 186$	12	1218	$\pm 243$
35	1087	$\pm 196$	11	1217	$\pm 211$
34	1026	$\pm 176$	10	1308	$\pm 301$
33	945	$\pm 169$	9	1288	$\pm 270$
32	1059	$\pm 174$	8	1305	$\pm 286$
31	1072	$\pm 180$	7	1237	$\pm 238$
30	1053	$\pm 171$	6	1295	$\pm 266$
29	1051	$\pm 194$	5	1308	$\pm 288$
28	985	$\pm 167$	4	1245	$\pm 290$
27	979	$\pm 165$	3	1263	$\pm 283$
26	961	$\pm 163$	2	1161	$\pm 286$
25	1043	$\pm 167$	1	1331	$\pm 421$
24	928	$\pm 160$			
23	1044	$\pm 168$			

TAB. 6.2 – *Calibration pions et muons* : Ajustement gaussien des "volumes" des particules cosmiques pour chaque feuille des briques de pions et muons

en janvier 2005 au lieu des 44 microns constatés en juillet 2004. De plus, par manque d'humidité durant le stockage, elles se sont rigidifiées, si bien que nous avons dû utiliser un système de pompe à vide pour les maintenir sur le support du microscope. Malgré toutes ces avaries, les grains sont distinctement présents dans l'émulsion et le nombre de basetraces est tout à fait compatible avec celui trouvé 6 mois plus tôt. **Quand est-il du "volume" des basetraces ?** Nous avons refait la calibration pour ces scans et obtenu pour les cosmiques des valeurs très différentes, de l'ordre de  $\sim 850$  contre  $\sim 1200$  pour le premier scan. **Pouvons-nous montrer alors que le procédé de calibration est fiable et reproductible ?**

Nous avons commencé par scanner 32 vues tomographiques par couche pour ces 32 microns d'épaisseur. C'est celui qui paraissait le plus adapté puisque mécaniquement, cela correspondait à une vue tous les microns. Mais nous avons pu montrer que le signal est beaucoup plus facile à extraire avec un échantillonnage plus fréquent. Nous avons finalement **scanné avec 50 vues tomographiques** par couche et puisque  $\frac{32}{50} \sim 0.64 \mu m$ , l'intervalle se situe au-dessus de l'incertitude de positionnement vertical et **cet échantillonnage est mécaniquement acceptable.**

Les calibrations effectuées pour ces scans pour les feuilles 11 et 20 sont illustrées sur la figure 6.25.

En choisissant des échantillons de basetraces pour lesquels le nombre de grain est supérieur à 90 % du nombre de couches scannées, on sélectionne ainsi des traces de basse énergie en majorité. Pour la feuille 11, on a pris la valeur moyenne des volumes calibrés pour les traces du premier scan et du deuxième scan et on a obtenu respectivement  $R = \frac{g_{obs}^*}{g_p} = 1.96 \pm 0.02$  et  $2.08 \pm 0.01$ , où  $g_{obs}^*$  est la densité de grains mesurée et  $g_p$  celle de référence. En réitérant cette mesure sur plusieurs feuilles, on a trouvé **une différence de 6% entre les deux calibrations.** Cependant cette erreur est sûrement pessimiste puisque nous ne pouvons pas savoir si les traces sélectionnées dans les deux cas étaient identiques. Notamment, des traces aléatoires (donc dépendant du scan et de l'échantillonnage) ont pu contribuer à ces mesures. Seule la propagation d'une feuille à l'autre nous permettra de retenir les bonnes basetraces.

## 6.5 Programme de reconstruction

Pour propager les traces, il faut un algorithme adapté au comportement des particules à basses énergies. Un programme a donc été spécialement développé, dont l'utilisation sera double :

1. Sa première application consistera, **pour les événements OPERA**, à reconnaître et suivre les particules de basse énergie telles que les pions et muons et ceci avec un bruit de fond très faible. L'algorithme doit avoir une **grande efficacité de reconstruction à faible densité de traces.**
2. Sa deuxième application est de **reconstruire les traces issues du deuxième test** que nous avons réalisé. Cette étape est essentielle pour caractériser les particules en fin de parcours. Les deux briques à analyser ont été exposées à des faisceaux très purs, ce qui va nous permettre de caractériser les traces en fin de

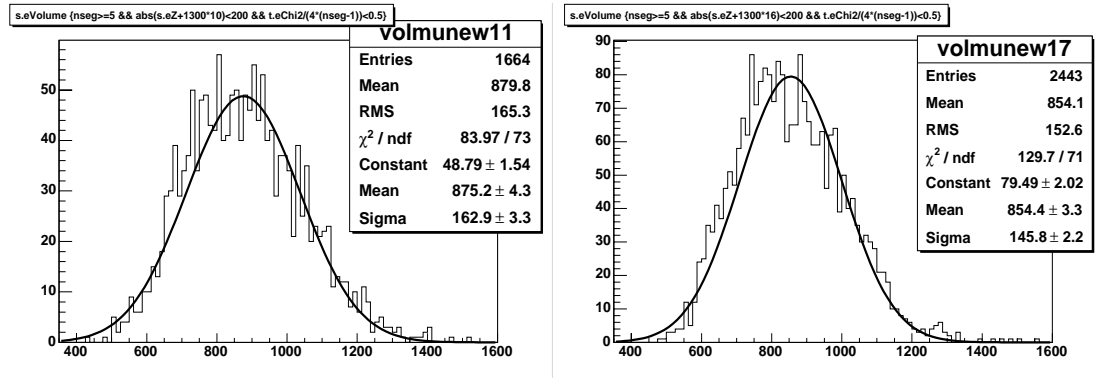


FIG. 6.25 – "volume" (en pixels) des basetraces cosmiques pour la brique des muons nouvellement scannée : à gauche pour la feuille 11 ( $6.2 \text{ cm}^2$ ) et à droite pour la feuille 20 ( $9.9 \text{ cm}^2$ )

parcours avec une bonne identification des particules. La densité du test sur faisceau n'est pas trop élevée, mais suffisamment pour que nous devions tenir compte des possibles confusions dans la reconstruction, notamment en fin de parcours où la diffusion multiple se fait à grand angle. On demande donc à l'algorithme une **très grande pureté**, et dans ce cas une grande efficacité n'est plus essentielle.

### 6.5.1 Description

**Variables d'entrées :** Le programme reconstruit les traces feuille à feuille et repose sur l'utilisation des basetraces reconstruites avec FEDRA. Nous n'avons pas besoin d'un programme spécial pour les basetraces car les microtraces sont rectilignes dans les émulsions, comme nous l'avons déjà remarqué (section 6.3.1). La perte d'énergie dans la base plastique étant négligeable ( $X_0 = 31 \text{ cm}$ ), les basetraces sont également rectilignes et nous sélectionnons celles décrites dans la section 6.4.2.

Les variables attribuées à chaque basetrace sont :

- les **coordonnées** ( $x, y, S_x = \tan\theta_x, S_y = \tan\theta_y$ ),
- le **numéro de la feuille** concernée,
- le **nombre de grains** par basetrace,
- l'**énergie déposée dans l'émulsion** sous la forme de l'aire totale des grains en pixels ou "**volume**" de la basetrace,
- des étiquettes pour tester si la trace est une particule cosmique ou non, si elle est sélectionnée lors de la propagation etc...

**Calibration, élimination des cosmiques :** Avant de commencer la propagation, on purifie l'échantillon de basetraces en reconnaissant les particules cosmiques. On a pour cela, auparavant, reconstruit des traces rectilignes sur la brique entière, et les traces possédant au minimum 5 basetraces et pour lesquelles  $\chi_{\text{trace}}^2 < 0.5$  sont identifiées comme cosmiques. Ces coupures résultent d'un compromis entre le nombre de cosmiques

que nous voulions identifier et leur pureté. Le lot de basetraces est alors comparé à ce lot des basetraces "cosmiques" pour chaque feuille et si les critères<sup>15</sup> :

- $\Delta_x = \Delta_y = 10 \mu m$ ,
- $\Delta S_x = \Delta S_y = 0.02$

sont vérifiés, les basetraces concernées sont éliminées de la reconstruction. Dans cette étape, on n'élimine que 4 % des basetraces. La deuxième étape de purification consiste à éliminer les basetraces dont la perte d'énergie dans l'émulsion est trop faible. On se sert de la référence ( $dE/dX$  des cosmiques) et après ajustement gaussien on ne garde que les basetraces telles que :

$$volume > volume_{ref} + 2 \times \sigma_{ref} \quad (6.4)$$

Au total, seulement 27 % des basetraces sont retenues pour cette étude. La priorité est donnée à la pureté des basetraces sélectionnées à cause du bruit de fond dû au test (retard au développement, radioactivité), ce problème ne devrait pas se poser pour OPERA où les émulsions seront développées en souterrain .

Ainsi pour que cette calibration soit possible, on attribue à *chaque feuille* les variables suivantes :

- Les paramètres de la transformation affine d'alignement, déduits de la reconstruction "classique" (FEDRA) des particules cosmiques (6 paramètres cf. équation 5.3).
- La coordonnée "z" de chaque émulsion, donnée par ajustement de la distance entre deux feuilles
- Le "volume" de référence des particules cosmiques (valeur moyenne et écart standard)
- La diffusion multiple moyenne donnée par la simulation, (cf. figure 6.6).

**Propagation et construction des traces** Le programme tient compte de deux configurations possibles (cf figure 6.26) : dans le premier cas, les basetraces suivent la courbure générale de la trace et leur position est prévisible par projection dans la feuille suivante. Dans le deuxième cas, on observe des changements de trajectoires plus ou moins abruptes.

1. Les basetraces candidates sur la feuille (n+1) sont tout d'abord cherchées **dans la même région** de l'espace que la basetrace (n). Pour chaque basetrace, on construit une basetrace "prédite" qui n'est que la prolongation de celle-ci sur la feuille suivante. Ensuite, on cherche dans la feuille suivante un candidat en tenant compte de la valeur de la dispersion spatiale moyenne ( $\sigma_{x_{simu}}, \sigma_{y_{simu}}$ ) prédite par la simulation pour cette feuille :

$$|X_{pred} - X| \leq 4 \times \sigma_{x_{simu}} \quad \text{et} \quad |Y_{pred} - Y| \leq 4 \times \sigma_{y_{simu}}$$

Pour chaque couple possible on teste l'alignement par le  $\chi^2$  suivant :

---

<sup>15</sup>en cohérence avec les tolérances utilisées dans le calcul d'efficacité des basetraces du chapitre 5

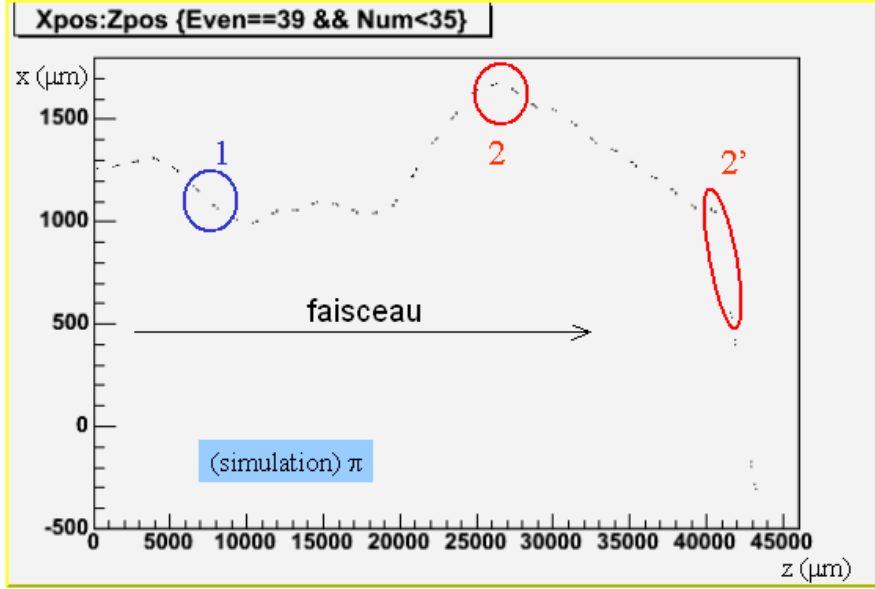


FIG. 6.26 – *Simulation d'un événement pion*, dans les conditions du test. On voit les 2 cas retenus par le programme : 1 : où la basetrace suit l'incurvation de la basetrace précédente et 2 : en "coude" où on observe un changement plus ou moins important (2 et 2') de direction.

$$\chi^2 = \frac{1}{2} \left( \left( \frac{|Sx_{pred} - S_x|}{\sigma_{Sx_{simu}}} \right)^2 + \left( \frac{|Sy_{pred} - S_y|}{\sigma_{Sy_{simu}}} \right)^2 \right)$$

où  $\sigma_{Sx_{simu}}, \sigma_{Sy_{simu}}$  sont les dispersions angulaires (projetées) moyennes prédites par la simulation pour cette feuille.

On ne garde que les basetraces pour lesquelles  $\chi^2 < 6$ .

2. **Si aucune basetrace ne correspond** à ce premier cas, on cherche la possibilité d'une trajectoire coudée. Pour cela, on calcule le **paramètre d'impact** entre la basetrace (n) et les basetraces (n+1).

Si deux droites  $\mathcal{D}$  et  $\mathcal{D}'$  sont non coplanaires (cf. figure 6.27), portées par les vecteurs directeurs  $\vec{u}$  et  $\vec{u}'$  et que  $A, A'$  sont deux points de ces droites, on calcule la distance entre 2 droites par :

$$d(D, D') = IJ = \frac{|\overrightarrow{AA'} \cdot (\vec{u} \wedge \vec{u}')|}{\|\vec{u} \wedge \vec{u}'\|} \quad (6.5)$$

Pour qu'une basetrace soit sélectionnée, on impose :

$$d \leq 100\mu m$$

On rajoute une contrainte supplémentaire : cette déviation a eu lieu dans le plomb et donc on vérifie que les deux points d'intersection des deux basetraces projetées



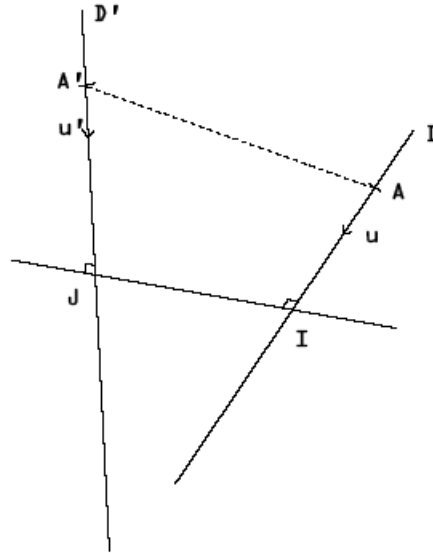


FIG. 6.27 – Il existe une seule droite (IJ) orthogonale et sécante à deux droites non coplanaires D et D'

dans les plans  $(xz)$  et  $(yz)$  se situent dans la feuille de plomb séparant les deux feuilles d'émulsion concernées.

3. **Si aucune basetrace ne correspond** à ce deuxième cas, on autorise un "trou" dans la reconstruction. En effet l'efficacité de scan sur les basetraces n'est pas de 100 % (cf. chapitre 5) et il est possible de ne trouver aucune basetrace alors que la particule ne s'est pas encore arrêtée. On prolonge alors la basetrace(n) dans la feuille(n+1) avec le même angle et **on n'autorise pas deux trous successifs dans la reconstruction.**

**Les coupures que nous avons données dans la reconstruction des traces** (paramètre d'impact minimal, acceptation spatiale pour la recherche des basetraces) **ne sont qu'indicatives** puisque nous les avons adaptées en fonction de l'utilisation de ce programme. Pour la reconstruction des traces dans OPERA, des coupures plus larges que pour le deuxième test sont tolérées, car la densité de traces y sera beaucoup plus faible. **Les paragraphes suivants montrent les études des efficacités de reconstruction dans les deux cadres d'application de ce programme.**

### 6.5.2 Etude de l'efficacité de reconstruction dans les conditions de l'expérience OPERA

Pour valider ce programme, nous devons montrer son efficacité dans le cas d'événements pions et muons simulés (avec *GEANT 3*). Il a été testé avec 1000 événements. Ces efficacités ont été testées avec  $P_\mu = 120 \text{ MeV}/c$  et avec les mêmes angles initiaux d'exposition que ceux du test, trouvés par le scan des premières feuilles de chaque brique.

### 6.5.2.1 Calcul et définition de la pureté

En sortie, on associe, à chaque trace reconstruite, des basetraces dont l'événement de simulation est étiqueté. On peut donc facilement repérer les confusions. **Un trace est considérée comme fausse dès qu'il y a eu une seule inversion sur une basetrace.** En revanche, ce calcul ne tient pas en compte de l'erreur sur le point d'arrêt : une trace bien reconstruite mais à laquelle il manque les dernières basetraces n'est pas rejetée. Cette erreur sera estimée par la suite.

### 6.5.2.2 Efficacités obtenues

Pour tenir compte de l'efficacité de scan, on a simulé des trous dans les traces. Les efficacités de reconstruction obtenues ont été calculées pour des particules traversant au moins 18 feuilles (comme pour les tests effectués) et sont présentées dans le tableau 6.3.

$\epsilon_{scan}$ simulée	100%	90%	85%
$\epsilon_{reconstruction}$	$97.6 \pm 3.7\%$	$82.0 \pm 3.3\%$	$70.5 \pm 2.9\%$
pureté à $20 tr/cm^2$	92%	82%	77%

TAB. 6.3 – Efficacités de reconstruction des pions et muons dans des conditions de très faible densité, pour différentes valeurs de l'efficacité de scan. Les puretés sont données dans le cas d'une densité de 20 traces/cm<sup>2</sup>

Les tolérances choisies pour la feuille (n) sont différentes selon que la basetrace de la feuille (n-1) existe ou non (deux trous consécutifs n'étant pas autorisés) :

- **Si on propage la trace depuis une basetrace :**
  - on tolère :  $|X_{pred}(n) - X(n-1)| \leq 4 \times \sigma_{x_{simu}}$ ,  $|Y_{pred}(n) - Y(n-1)| \leq 4 \times \sigma_{y_{simu}}$  ( $\sigma_{x_{simu}}$  et  $\sigma_{y_{simu}}$  sont données par la simulation à une énergie donnée) et  $\chi^2 < 100$  pour la première configuration (basetraces dans l'alignement de la précédente)
  - et
  - on requiert un paramètre d'impact  $d \leq 100\mu m$  pour la deuxième configuration (trajectoire déviée)
- **Si on propage la trace en (n) depuis un trou :**
  - on tolère  $|X_{pred}(n) - X(n-2)| \leq 8 \times \sigma_{x_{simu}}$ ,  $|Y_{pred}(n) - Y(n-2)| \leq 8 \times \sigma_{y_{simu}}$  et  $\chi^2 < 200$  pour la première configuration
  - et
  - on requiert un paramètre d'impact  $d \leq 200\mu m$  pour la deuxième configuration.

Les puretés correspondantes pour une densité des traces de  $20tr/cm^2$  ont été données à titre indicatif : les densités rencontrées lors de la reconstruction d'un événement OPERA devraient rester inférieures. Les efficacités de scan des basetraces étant de l'ordre 90% à faible angle (cf. chapitre 5), les muons et pions pourront être reconstruits avec une efficacité de 82%.

### 6.5.2.3 Influence de l'erreur sur la fin du parcours

La reconstruction des traces dans la dernière feuille d'émulsion, avant l'arrêt des particules dans le plomb, peut poser des problèmes, car la diffusion des angles est très grande. Une étude **basée sur la simulation**, menée en collaboration avec le groupe de Tunis, a montré que la séparation pions/muons est possible, même si on commet une erreur sur la détermination de la dernière feuille de pions, de muons ou des deux en même temps. La séparation est représentée par la variable :

$$R = \frac{\left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle_{\pi} - \left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle_{\mu}}{\sigma_{\frac{dE}{dX}}_{\pi} + \sigma_{\frac{dE}{dX}}_{\mu}} \quad (6.6)$$

qui tient compte à la fois de la valeur moyenne des distributions  $dE/dx$  et de leurs largeurs. La figure 6.28 présente l'évolution de cette variable en fonction du pourcentage d'erreur sur la détermination de la dernière feuille avant le point d'arrêt des particules.

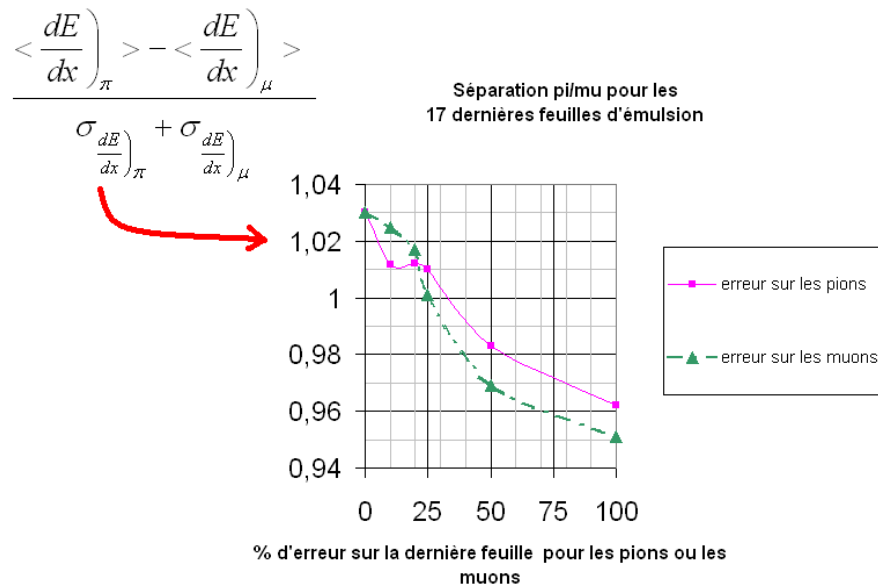


FIG. 6.28 – Effet sur la séparation pion/muon ( $R$ ) si on commet une erreur sur la dernière feuille pour les muons (courbe verte en pointillés) ou pour les pions (courbe rose en trait plein)

### 6.5.3 Estimation de l'efficacité et de la pureté de la reconstruction dans le cas du test

Pour tenir compte de la densité de traces lors des tests effectués et donc des confusions possibles lors de la reconstruction, on a simulé différentes densités. Les densités

accessibles sont imposées par le test d'exposition. Pour les pions, la densité des traces est de l'ordre de  $300 \text{ tr/cm}^2$ . **Pour les muons, la densité est très élevée**, de l'ordre de  $1300 \text{ tr/cm}^2$  au centre de la zone exposée ( $1 \times 2 \text{ cm}^2$ ) et diminue très rapidement sur les bords.

Dans les 2 cas, la densité n'a pas la même signification car la distribution angulaire des traces n'est pas la même. En effet, si les deux briques ont été exposées à 2 faibles angles, l'impulsion initiale des particules étaient différentes et les pions ont parcouru en moyenne 26 feuilles de plus que les muons dans la brique. La simulation montre que dans ce cas, pour obtenir une pureté équivalente pour les 2 briques en fin de parcours, il est nécessaire d'utiliser une densité plus faible de traces pour les muons que pour les pions. Afin de reconstruire les traces avec une grande pureté, nous avons retenu pour les muons une zone dont la densité était de l'ordre de  $70 \text{ tr/cm}^2$ . L'efficacité de reconstruction devait alors ne pas être trop faible, pour qu'on puisse reconstruire assez de traces pour obtenir une séparation. Les efficacités et puretés, résumées dans les tableaux 6.4 et 6.5, ont été estimées par la simulation, en supposant que l'efficacité de scan des basetraces est, pour tous les angles  $\epsilon_{scan} = 85\%$ , ce qui est compatible avec le nombre de trous trouvés a posteriori lors de la reconstruction des traces.

**Pour les pions :**

- **pour la propagation à partir d'une basetrace :**
  - on tolère :  $|X_{pred}(n) - X(n-1)| \leq 4 \times \sigma_{\mathbf{x}_{simu}}$ ,  $|Y_{pred}(n) - Y(n-1)| \leq 4 \times \sigma_{\mathbf{y}_{simu}}$  et  $\chi^2 < 10$  pour la première configuration
  - et
  - on requiert un paramètre d'impact  $\mathbf{d} \leq 50 \mu\text{m}$  pour la deuxième configuration
- **Si on propage la trace en (n) depuis un trou :**
  - $|X_{pred}(n) - X(n-2)| \leq 5 \times \sigma_{\mathbf{x}_{simu}}$ ,  $|Y_{pred}(n) - Y(n-2)| \leq 5 \times \sigma_{\mathbf{y}_{simu}}$  et  $\chi^2 < 20$  pour la première configuration
  - et
  - $\mathbf{d} \leq 100 \mu\text{m}$  pour la deuxième configuration.

Pour  $300 \text{ tr/cm}^2$ , la pureté pour les pions obtenue est de **76%** pour une efficacité de reconstruction de **81.6%**.

densité de traces ( $\text{tr/cm}^2$ )	100	200	300
$\epsilon_{rec} \pi$	81.6%	81.6%	81.6%
pureté	93%	84%	76%

TAB. 6.4 – Efficacités et puretés de reconstruction des pions en fonction de la densité de traces.

**Pour les muons :**

- **pour la propagation à partir d'une basetrace :**
  - $|X_{pred}(n) - X(n-1)| \leq 3 \times \sigma_{\mathbf{x}_{simu}}$ ,  $|Y_{pred}(n) - Y(n-1)| \leq 3 \times \sigma_{\mathbf{y}_{simu}}$  ( et  $\chi^2 < 5$  pour la première configuration

- et
- $\mathbf{d} \leq 50\mu\mathbf{m}$  pour la deuxième configuration
  - **Si on propage la trace en (n) depuis un trou :**
    - on tolère  $|X_{pred}(n) - X(n-2)| \leq 5 \times \sigma_{x_{simu}}$ ,  $|Y_{pred}(n) - Y(n-2)| \leq 5 \times \sigma_{y_{simu}}$  et  $\chi^2 < 7$  pour la première configuration
    - et
    - on requiert un paramètre d'impact  $\mathbf{d} \leq 100\mu\mathbf{m}$  pour la deuxième configuration.

Pour  $70\text{tr}/\text{cm}^2$ , la pureté obtenue pour les muons est **76%** pour une efficacité de reconstruction de **67%**.

densité de traces ( $tr/cm^2$ )	50	70	100
$\epsilon_{rec} \mu$	67.3%	67.3%	67.3%
pureté	80%	76%	70%

TAB. 6.5 – Efficacités et puretés de reconstruction des muons en fonction de la densité de traces.

#### 6.5.4 Résultats

**Traces Reconstituées :** Sur la figure 6.29, on montre des muons reconstruits dans les conditions que nous venons de décrire, de la feuille 5 à la feuille 22. Les traits colorés représentent les basetraces et les cercles jaunes symbolisent les feuilles où aucune trace n'a été reconnue (trou).

**Séparation pions/muons** Pour calculer la séparations des pions et des muons avec le volume des basetraces et le nombre de grains scannés, on a calculé la valeur moyenne de ces deux variables sur leur parcours, depuis le point d'arrêt, avec 10 feuilles maximum. Les moyennes ont été effectuées sur le nombre de basetraces scannées pour ne pas faire intervenir les trous. Ensuite, les histogrammes ont été normalisés pour être comparés. Les volumes ont été calibrés avec le volume de référence de la feuille concernée (obtenu avec les cosmiques) et le nombre de grain est divisé par le nombre de couches scannées (88 pour les muons et 98 pour les pions). Les distributions obtenues sont présentées sur les figures 6.30.

La figure 6.31 présente les résultats de la séparation ainsi obtenue. Les incertitudes sont statistiques : compte-tenu de la configuration de l'exposition des traces lors du test, les traces reconstruites ne sont pas assez nombreuses pour que l'on puisse conclure sur une séparation. On voit que si on requiert la même pureté que celle obtenue par la simulation [70]  $\epsilon_{fake\mu} = 2.8\%$  (proportion de pions mal identifiés), on obtient une efficacité d'identification des muons de l'ordre de 25%, ce qui est une amélioration par rapport au premier test que nous avons effectué.

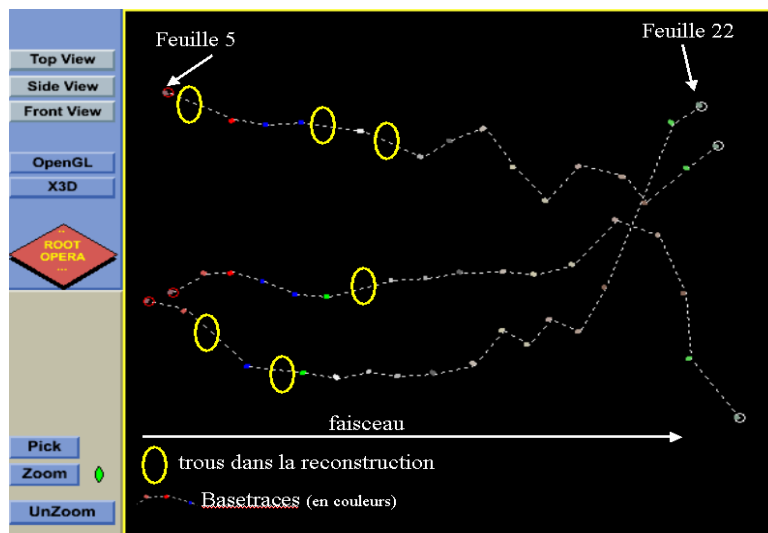


FIG. 6.29 – Reconstruction des muons en fin de parcours sur 18 feuilles. Les trous autorisés permettent de tenir compte de l'efficacité de scan, estimée à 85%.

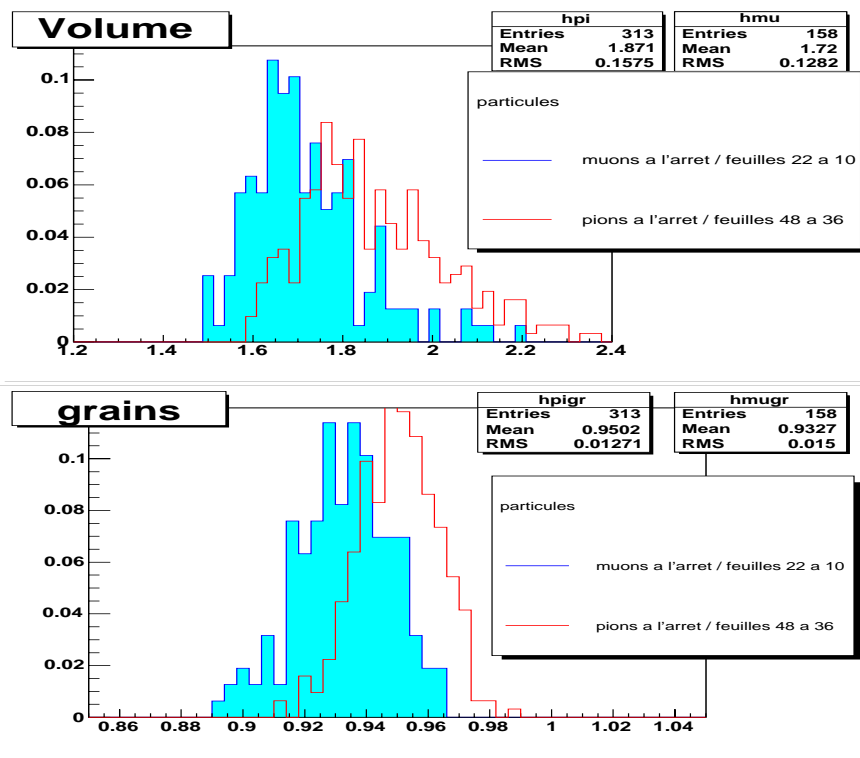


FIG. 6.30 – Volume et nombre de grains (calibrés) moyens pour des pions et muons à l'arrêt. 12 feuilles au maximum sont prises en compte et les traces doivent posséder au moins 7 segments (trous exclus)

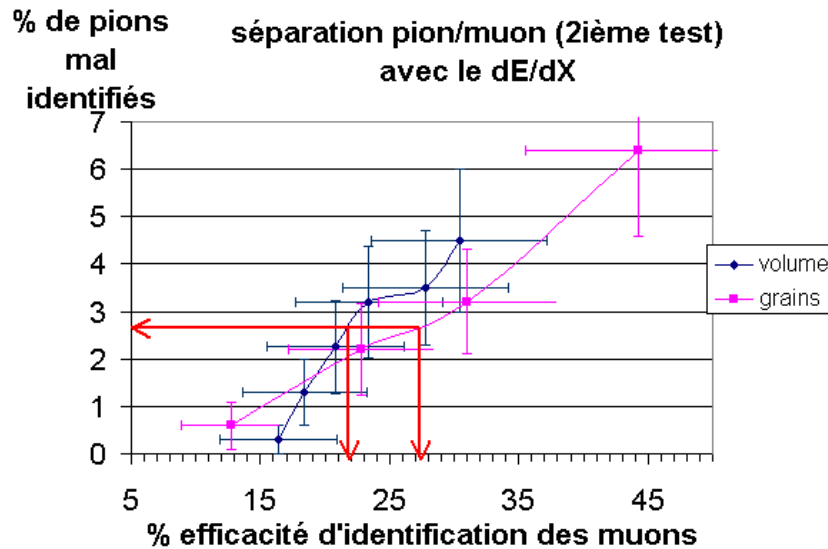


FIG. 6.31 – Séparation pions/muons obtenue après reconstruction des traces du deuxième test, en fonction des 2 variables, "volume" et "grains"

## 6.6 Perspectives

L'application de ce programme de reconstruction lors de l'analyse des événements OPERA sera possible et sa compatibilité avec l'application FEDRA déjà existante devrait permettre de l'inclure dans les outils d'analyse disponibles (réunis sous le nom de *EmuRec*). Ce programme a été appliqué dans le sens de propagation des traces mais ne possède pas de direction privilégiée.

Les problèmes liés à la faible statistique de l'exposition de la brique des muons n'a pas permis de donner un résultat définitif sur l'efficacité d'identification des muons de basse énergie. En revanche, cette étude nous indique que grâce au système de scan européen nous sommes capables :

1. de séparer les traces de haute et basse énergie
2. de calibrer la densité de grains dans les émulsions avec les cosmiques, quelles que soient les conditions de développement ou de scan.  
et nous indique
3. qu'une séparation pions/muons sera possible.

Un troisième test est en prévision et devrait être effectué en septembre 2005. Il permettra de conclure définitivement sur ces résultats en s'appuyant sur les caractéristiques d'un nombre plus élevé de traces reconstruites. L'exposition devra être homogène, sur une surface suffisamment grande, avec une densité faible, de l'ordre de 50 à 100tr/cm<sup>2</sup>. Il nous permettra également d'utiliser la diffusion multiple des particules en fin de parcours avec une statistique suffisante. En effet, d'après la simulation, si on effectue la

**somme des différence des angles des basetraces**  $\sum_i |\Delta\theta_i|$  qui est liée à la diffusion multiple des particules dans le plomb, et qui permet donc d'accéder à la perte d'énergie dans le plomb (cf. figure 6.32), on peut obtenir une faible séparation des particules.

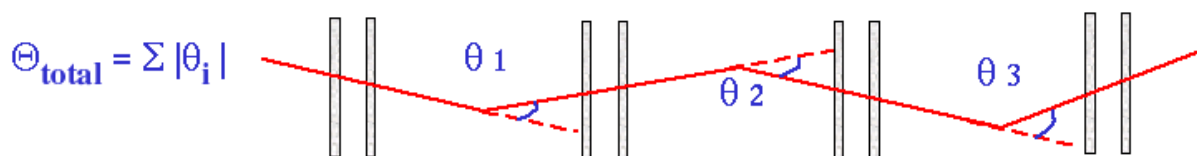


FIG. 6.32 – La mesure de la différence des angles des traces permet d'accéder à la perte d'énergie des particules dans le plomb. On a représenté 4 feuilles d'émulsions séparées par les 1 mm de plomb.

Nous extrairons alors des données, les 2 variables (somme des énergies déposées dans les émulsions et somme de la différence des angles) pour caractériser les particules. Les figures 6.18 et 6.33 montrent leurs distributions respectives pour les pions et les muons, en considérant 18 feuilles d'émulsion. L'utilisation d'un réseau de neurones<sup>16</sup>, ayant pour entrées ces 2 variables, montre qu'une très bonne séparation pourrait être obtenue (cf. figure 6.34). Pour entraîner un tel réseau de neurones, une très grande statistique sera alors nécessaire.

<sup>16</sup>travail effectué en collaboration avec le groupe de Tunis



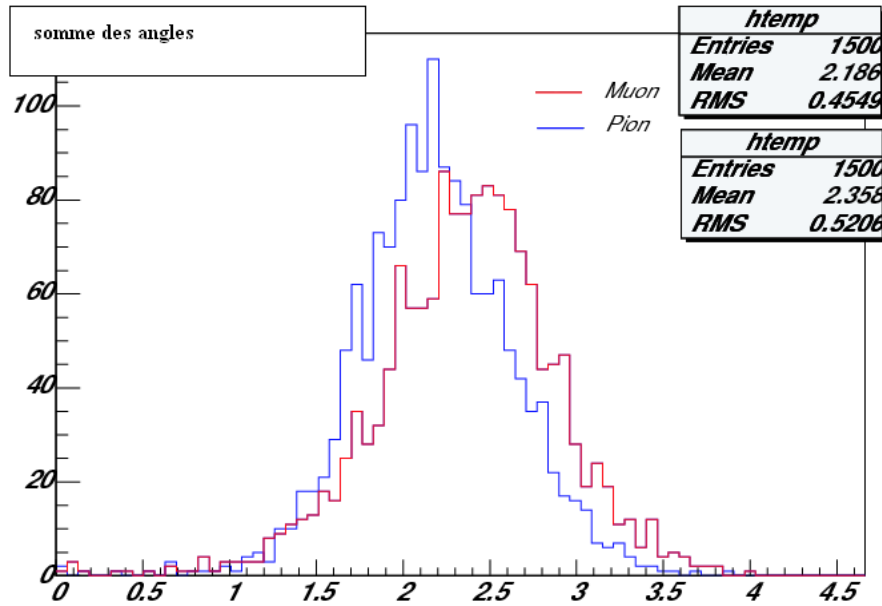


FIG. 6.33 – Somme de la différence des angles (en valeur absolue) des deux basetraces successives (*simulation*) pour des pions et muons depuis leur point d'arrêt, avec un maximum de 18 feuilles considérées.

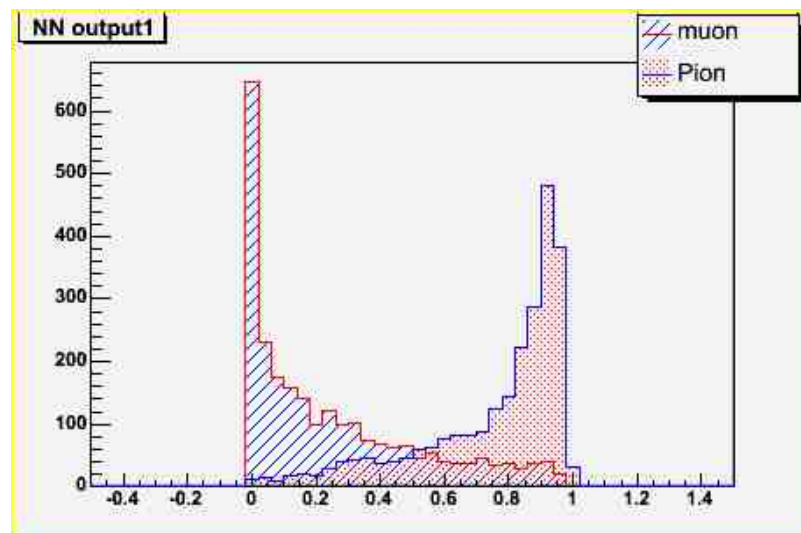


FIG. 6.34 – Sortie d'un réseau de neurones utilisant les deux variables  $\sum_i |\Delta\theta_i|$  et  $\sum_i \frac{dE}{dX}_{emul}$ , donnant la probabilité que la particule testée soit un pion.



# Conclusion

Le détecteur OPERA, en cours de construction dans le laboratoire souterrain du Gran-Sasso, est déjà bien avancé et le premier supermodule devrait être terminé en octobre 2005. Parallèlement, les émulsions arrivent progressivement du Japon et nous devrions voir l'installation des premières briques au début 2006. L'expérience va commencer à la fin de l'année 2006 et les systèmes de scans européens et japonais seront prêts dans quelques mois à être utilisés de façon automatique.

A Lyon, le laboratoire comporte désormais trois systèmes de scans et leurs performances ont été testées. Les efficacités de scan obtenues (90% pour les basetraces et 98% pour les microtraces) ainsi que les résolutions (2 mrad pour les basetraces) sont compatibles avec les exigences de l'expérience. Un système d'automatisation des tâches est actuellement en cours d'installation, permettant le suivi des traces d'une feuille à l'autre jusqu'au vertex d'interaction.

Une analyse expérimentale de la séparation pions/muons à basse énergie a été réalisée à l'aide de deux tests sur faisceau adaptés. Une méthode utilisant un scan dédié pour détecter ces particules a été développée et la calibration de ces émulsions à l'aide des particules cosmiques a été testée. Le programme de reconstruction qui a été développé spécifiquement pour suivre les particules en fin de parcours, dans les conditions d'OPERA, présente une efficacité supérieure à 80% (en tenant compte de l'efficacité de scan des traces). Les traces des tests sur faisceau ont été scannées jusqu'à leur point d'arrêt dans une brique OPERA et reconstruites à l'aide de ce programme. Il a ainsi été montré qu'il était possible d'obtenir la séparation pions/muons avec le système de scan européen. Les résultats, obtenus avec une faible statistique, donnent une séparation de plus de 20% avec 3% de pions mal identifiés. Cela sera confirmé par la réalisation d'un troisième test, prévu pour septembre 2005, effectué dans des conditions expérimentales mieux adaptées (faible densité et plus grande homogénéité de l'exposition). Compte tenu de ces résultats, il est également prévu de retrouver, à l'aide du système de scan européen, la séparation pions/protons déjà réalisée par le système de scan japonais.



# Bibliographie

- [1] S.L. Glashow. *Nucl. Phys.*, **22**(1961) 579.
- [2] A. Salam and J.C Ward. *Phys. Lett.*, **13**(1964) 168.
- [3] S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett.*, **19**(1967) 1264.
- [4] The LEP Collaborations. *XX International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energy*. Rome, Italie, (Juillet 2001).
- [5] P.W. Higgs. *Phys. Lett.* **12** 132 (1964) ; *Phys. Lett.* **13** 508 (1964) ; *Phys. Lett.* **145** 1156 (1966).
- [6] F. Englert et R. Brout. *Phys. Lett.*, **49** 652 (1973).
- [7] M.C. Gonzalez-Garcia. *Rev.Mod.Phys.*, **75** :345–402, 2003. hep-ph/0202058.
- [8] K. Keitel. Proceeding of the 21th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics(Neutrino 2004).
- [9] D. Hooper G. Bertone and J. Silk. *Phys. Rept.*, **405** :279–390, 2005. hep-ph/0404175.
- [10] J.A. Sellwood. Rutgers Astrophysics Preprint #396, astro-ph/0401398.
- [11] P. Ramond. *Journeys Beyond the Standard Model*. Perseus Books, 1999.
- [12] Ecole d'été de physique des particules (GIF). *Et si le neutrino avait une masse ?* ISN de Grenoble, 13-17 septembre 1999.
- [13] G. Senjanovic. SEESAW25 talk, *International Conference on the Seesaw Mechanism and the Neutrino Mass*, Paris, 10-11 Juin 2004. hep-ph/0501244.
- [14] M. Plumacher W. Buchmuller, P. Di Bari. *Annals Phys.*, **315**(2005) 305-351.
- [15] S. Sakata Z. Maki, N. Nakagawa. *Prog. Theo. Phys.*, **28**(1962) 870.
- [16] Ecole d'été de physique des particules (GIF). *Le neutrino et ses mystères*. Laboratoire de Physique de Montpellier, 14-18 septembre 1992.
- [17] J. Bouchez. *Cours de l'Ecole d'Ete de Cargèse de Physique et Cosmologie*, août 2003.
- [18] D. Marfatia V. Barger and K. Whisnant. *Int. J. of Mod.Phys. E*, Volume 12, Issue 05, pp. 569-647 (2003), hep-ph/0308123.
- [19] K. Zuber. *Phys. Rept.*, **305** (1998) pp.295-364.
- [20] R.N. Mohapatra and P.B. Pal. *Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics*. World Scientific, 1991.

- [21] L. Wolfenstein. *Phys. Rev.*, **D17** (1978) 2369.
- [22] S.P. Mikheyev and A.Y. Smirnov. *Nuovo Cim.*, 9C (1986) 17.
- [23] J.N. Bahcall, S.Basu and H. Pinsonneault, *Phys. Lett.*, **B433**, 1(1998), astro-ph/9805135 ; A. Brun, S. Turk-Chièze and P.Morel, *Ap. J.*, **506**, 913 (1998).
- [24] C.P. Garay. Proceeding of the 21th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics(Neutrino 2004).
- [25] B. T. Cleveland et al. *Astrophys. J.*, **496** :505–526, 1998.
- [26] The SNO Collaboration : Q.R. Ahmad *et al.* *Phys.Rev.Lett.*, **92** :181301, 2004.
- [27] M. H. Pinsonneault John N. Bahcall. *Phys.Rev.Lett.*, **92** :121301, 2004. astro-ph/0402114.
- [28] M.C. Gonzalez-Garcia J.N. Bahcall and Carlos Pena-Garay. *JHEP*, 0408 (2004) 016, hep-ph/0406294.
- [29] The KamLAND Collaboration :. hep-ex/0406035.
- [30] E. Kearns. Proceeding of the 21th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics(Neutrino 2004).
- [31] The Super-Kamiokande Collaboration : Y.Ashie *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **93**(2004) 101801, hep-ex/0404034.
- [32] The Super-Kamiokande Collaboration. *Submitted to Physical Review D.* hep-ex/0501064.
- [33] K2K Collaboration : E. Aliu, *et al.* *Phys.Rev.Lett.*, **94** :08180, 2005. hep-ex/0411038.
- [34] M. Appolonio *et al.* The CHOOZ Collaboration. *Phys. Lett.*, B **466** :415–430, 1999. hep-ex/9907037.
- [35] J. Busenitz *et al.* F.Boehm. *Phys. Rev. Lett.*, **84** :3764, 2000. *Phys. Rev. D***62** (2002) 072002, hep-ex/0003022.
- [36] M.Maltoni *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, D **68** :113010, 2003. hep-ex/0309130.
- [37] The OPERA Collaboration M. Guler *et al.* . Experiment proposal : OPERA, an appearance experiment to search for  $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau$  oscillations in the CNGS beam. CERN/SPSC 2000-028 LNGS P25/2000, juillet 2000.
- [38] The CHORUS Collaboration, E. Eskut *et al.* *Phys. Lett. B*, **497** :8–22, 2001.
- [39] The DONUT Collaboration, K. Kodama *et al.* *Phys. Lett.*, **B504**(2001) 218-224, hep-ex/0012035.
- [40] A. Cazes. *Etude du faisceau CNGS et identification des muons dans l'expérience OPERA. Optimisation de la ligne de faisceau du projet SPL-Fréjus.* PhD thesis, Université PARIS VI - Pierre et Marie Curie, 2004.
- [41] D. Autiero. *Status of the CNGS Program and its future.* Journées Neutrino, Paris, novembre 2003.
- [42] G. Moret. *Caractérisation des différentes options du trajectographe du détecteur OPERA.* PhD thesis, Université LYON I - Claude Bernard, 2002.

- [43] C. Heritier. *Identification et localisation des événements neutrino dans le détecteur OPERA*. PhD thesis, Université LYON I - Claude Bernard, 2004.
- [44] 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 I - Claude Bernard, 2004.
- [45] P. Migliozzi. *Present knowledge on the background estimate of the OPERA experiment and perspectives*, memo interne, octobre 2003.
- [46] G. J. Feldman and R. Cousins. *Phys. Rev.*, D **57**(1998) 3873, physics/9911021.
- [47] F. Terranova M. Komatsu, P. Migliozzi. *J.Phys.*, **G29** :443, 2003. hep-ph/0210043.
- [48] C.F. Powell. The cosmic radiation. Nobel Lecture, 1950.
- [49] W.H. BARKAS. *Nuclear Research Emulsions*, volume 1 et 2. Academic Press, 1959.
- [50] P.H. FOWLER C.F. POWELL and D.H.PERKINS. *The Study of Elementary Particles by the Photographic Method*. Pergamon Press, 1959.
- [51] B. VAN DE VYVER. *Determination of the semi-leptonic branching fraction of neutrino-induced charm hadrons using nuclear emulsion*. PhD thesis, Vrije Universiteit Brussel (Belgique), 2002.
- [52] T. Tani et K. Kuwabara. Silver halide emulsion as a tool for high energy and nuclear physics. 2<sup>nd</sup> International Workshop on Nuclear Emulsion Technology, Nagoya, Japan, 7-9 Mars 2002.
- [53] T. Uetake. *Refreshing at TONO Mine*, OPERA collaboration meeting, 11 mars 2002, Nagoya (Japon).
- [54] Y. Declais for the OPERA Collaboration. *Status of OPERA/CNGS1*, LNGS Scientific Committee, 14 octobre 2004.
- [55] S. Aoki et al. *Nucl. Instr.and Meth.*, B 51 (1990) 466.
- [56] C. Bozza. *Neutrino oscillation experiments with nuclear emulsions*. PhD thesis, Università degli Studi di Salerno (Italie), 2000.
- [57] Matrox Imaging Library : <http://www.matrox.com/imaging/products/mil/home.cfm>.
- [58] Bologna Scanning Group, *Mechanics and optics alignements*, présentation interne par G. Sirri, european scanning meeting, Bologna, décembre 2004.
- [59] Site web de Olympus. <http://www.olympusmicro.com/primer/anatomy/anatomy.html>.
- [60] L. DETTWILLER. *Les Instruments d'Optique*. Ellipses, 1997.
- [61] A. Köhler. Ein neues beleuchtungsverfahren für mikrographische zwecke. *Z. Wiss. Mikr.*, **67H4**, 1893, p 244++.
- [62] H.H.HOPKINS and P.M. BARHAM. *Proc. Phys. Soc.*, **63** :72, 1950.
- [63] M. BORN and E. WOLF. *Principles of Optics*. Cambridge University Press, 1959.
- [64] Site web de MICOS. <http://www.micos.ws>.

- [65] S. Amendola *et al.* *Sysal : System of Salerno*. Proceedings of The first International Workshop on Nuclear Emulsion Techniques (12-14 June 1998, Nagoya, Japan), hep-ex/9901031.
- [66] **F**ramework for **E**mulsion **D**ata **R**econstruction and **A**nalysis : <http://nts-lab01.na.infn.it/fedra/>.
- [67] Salerno Emulsion Group, *Fiducials and Labels*, présentation interne par C. Sirignano, Meeting de Colaboration, Annecy, janvier 2003.
- [68] Peter S. Maybeck. *Stochastic models, estimation, and control*, volume 141 of *Mathematics in Science and Engineering*. 1979. (volume1 épuisé, disponible sur [http://www.cs.unc.edu/~welch/media/pdf/maybeck\\_ch1.pdf](http://www.cs.unc.edu/~welch/media/pdf/maybeck_ch1.pdf)).
- [69] Jean-Paul Repellin. note interne avril 2000, OPERA Physics Coordination group.
- [70] D. Autiero and M. Komatsu. *Physics Performance for 3 and 1 SuperModules*. OPERA internal note.
- [71] P.J. McNulty C.A. Nicoletta and P.L. Jain. *Phys. Rev.*, **164** :1693–1698, 1967.
- [72] W.H. Barkas and M.J. Berger. Tables of Energy Losses and Ranges of Heavy Charged Particles. NASA SP-3013, 1964.
- [73] T. Toshito *et al.*  $\pi/p$  separation at 1.2 GeV/c by an emulsion cloud chamber. *Nucl. Instrum. Meth.*, A **516** :436–439, 2004.
- [74] piM1 secondary beam line at PSI : [http://aea.web.psi.ch/beam2lines/beam\\_pim1.html](http://aea.web.psi.ch/beam2lines/beam_pim1.html).
- [75]  $\mu$ E1 secondary beam line at PSI : [http://aea.web.psi.ch/beam2lines/beam\\_mue1.html](http://aea.web.psi.ch/beam2lines/beam_mue1.html).



NOM : <b>ROYOLE-DEGIEUX</b> (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : <b>Perrine</b>		DATE de SOUTENANCE  <b>12 juillet 2005</b>		
TITRE : Développement d'un système de scan automatique pour la détection des particules chargées dans OPERA et séparation des pions/muons de basse énergie				
Numéro d'ordre : 118-2005				
DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR- INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT	DOCTORAT DE 3e CYCLE	Spécialité : Physique des Particules
<b>X</b>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis			CLASSE :	
RESUME :  L'expérience OPERA (Oscillation Project with Emulsion t-Racking Apparatus) se propose de vérifier les résultats de Super-Kamiokande, tout en détectant l'apparition de neutrino tau dans un faisceau originellement "pur" en neutrino muonique, révélée par la topologie caractéristique de la désintégration du tau. La cible d'OPERA est constituée de murs de briques qui sont une alternance de feuilles de plomb et d'émulsions. Les émulsions sont des trajectographes de grande précision (~1 micron) qui vont être utilisés en masse lors de l'expérience et leur analyse nécessite un système de scan automatisé dédié. Tout d'abord, cette thèse a consisté en la participation à la mise en place du premier laboratoire de scan en France. La précision obtenue est conforme aux exigences de l'expérience et la rapidité demandée sera atteinte dans quelques mois. Ensuite, la séparation des pions et des muons à basse énergie a été étudiée. Les premiers résultats, montrant la possibilité d'une telle séparation, ont été exposés. Enfin, un programme de reconstruction de ces particules en fin de parcours a été développé et testé, tenant compte des performances de scan auparavant étudiées.				
MOTS-CLES : OPERA, neutrino oscillation, nuclear emulsion, scan, range, pion, muon				
Laboratoire de recherche : Institut de Physique Nucléaire de Lyon				
Directeurs de recherches : I. Laktineh				
Président du jury : J. Gascon			168 pages	
Composition du jury : J. Gascon, B. Ille, I. Laktineh, H. Pessard, F. Pierre, K. Pretzl				