



Reconstruction d'événements à deux vertex sur OPERA

Stage du 8 mai au 18 juin 2007
au LAPP

Fait par Sébastien Valat



Responsable de stage : Amina Zghiche



Résumé

L'expérience OPERA a pour objectif de montrer de manière directe l'oscillation neutrino $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Pour cela elle doit montrer l'apparition de ν_τ dans un faisceau de ν_μ produit au CERN et envoyé au détecteur dans le laboratoire du Gran Sasso. Ce détecteur utilise la technique des émulsions qui offrent une résolution inférieure au μm . Cette haute résolution est nécessaire à la détection du lepton τ signant l'interaction d'un ν_τ par courant chargé. Les canaux de désintégration du ν_τ se séparent en deux topologies distinctes ; l'une marquée par le vertex d'interaction ν_τ et suivit d'un coude, l'autre présentant deux vertex. Dans le cadre de mon stage j'ai montré que le logiciel utilisé pour la reconstruction était adapté à la reconstruction d'événement comprenant un seul vertex mais que la reconstruction d'événements à deux vertex était plus délicate. J'ai également montré que rechercher le vertex d'interaction neutrino au sein du bruit de fond cosmique n'ajoutait pas d'erreur significative.

Remerciements

Je remercie tout particulièrement Amina Zghiche pour m'avoir proposé ce stage ainsi que pour son soutien pour la préparation de ce rapport et l'avancé de mon travail. Je tiens également à grandement remercier Magali Besnier pour m'avoir guidé dans ma démarche et fourni les données de simulation tout au long du stage, ainsi que ses conseils quand à la rédaction de ce rapport. Je la remercie également pour avoir supporté mes critiques de ROOT.

Je n'oublie pas non plus les autres membres de l'équipe pour leur soutien et leur accueil chaleureux ; particulièrement Dominique Duchesneau pour m'avoir aidé dans certaines démarches, mais aussi Jean et Henri pour leur remarques et leur soutien.

J'aimerais enfin remercier l'équipe de direction du LAPP pour m'avoir permis de réaliser ce stage et Myriam Froger pour son accueil chaleureux et son soutien administratif. Merci également à tous ceux qui ne sont pas cités ici et qui participés à l'ambiance agréable de ces 6 semaines.

Table des matières

1	Neutrinos et oscillations	2
1.1	Historique	2
1.2	Propriétés du neutrino	2
1.3	Oscillation de neutrinos	3
1.4	Sources de neutrinos et détection	5
2	OPERA	6
2.1	But de l'expérience	6
2.2	Le faisceau de neutrinos : Le CNGS	7
2.2.1	Production	7
2.2.2	Propriétés	7
2.3	description du détecteur	8
2.4	Chaine de détection	10
2.5	Méthode de reconstruction	11
2.6	Détection du neutrino ν_τ et du lepton tau	11
2.7	Bruit de fond charmé	12
3	Reconstruction de vertex	13
3.1	Procédure d'analyse	14
3.2	Reconstruction sans bruit de fond	15
3.2.1	Reconstruction d'événements à 1 vertex : Interactions ν_μ^{CC}	15
3.2.2	Reconstruction d'événements à 2 vertex : Interactions $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$	18
3.3	Reconstruction avec bruit de fond cosmique	22
3.3.1	Description du bruit de fond	23
3.3.2	Reconstruction d'événements à 1 vertex : Interactions ν_μ^{CC}	24
3.3.3	Reconstruction d'événements à 2 vertex : Interactions $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$	24
3.4	Recherche du vertex d'interaction	24
3.4.1	Reconstruction d'événements à 1 vertex : Interactions ν_μ^{CC}	25
3.4.2	Reconstruction d'événements à 2 vertex : Interactions $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$	27

Introduction

Le neutrino est une source permanente de questions depuis son introduction en 1930. Sa propriété d'oscillation d'une saveur à un autre a permis de répondre au problème du déficit de neutrinos solaires grâce à l'expérience SNO. Depuis, plusieurs expériences ont été mises en place pour évaluer les paramètres gouvernant cette oscillation. En 1998 l'expérience Super-Kamiokande a montré un déficit de neutrinos atmosphériques muoniques qui avaient traversé la Terre et, et l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ reste aujourd'hui l'explication privilégiée.

L'expérience OPERA a été développée pour fournir la preuve de cette oscillation en montrant l'apparition de ν_τ dans un faisceau de ν_μ produit au CERN à 732 km du détecteur. Au cours de mon stage j'ai travaillé avec l'équipe OPERA du LAPP pour évaluer les capacités de reconstruction du canal de désintégration neutrino $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3$ hadrons.

La première partie de ce document traite donc de la physique du neutrino et de ses oscillations. La deuxième partie décrira ensuite le fonctionnement général de l'expérience OPERA en traitant de la production du faisceau de neutrinos CNGS et du détecteur. L'étude effectuée au cours de mon stage sera alors décrite dans la troisième partie en trois temps. Nous commencerons par une étude de reconstruction sans bruit de fond puis nous ajouterons le bruit introduit par l'exposition des briques à des muons cosmiques. Enfin nous ferons une analyse en tenant compte de l'erreur induite sur la détermination du point d'arrêt des traces dans les briques lors du scanning.

1 Neutrinos et oscillations

1.1 Historique

L'histoire des neutrinos débute en 1914 : alors que les physiciens étudient la radioactivité, J. Chadwick montre que l'électron éjecté par désintégration β forme un spectre énergétique continu au lieu d'avoir une énergie fixée. En effet lors de ce type de désintégration seul deux particules chargées sont émises ; par conservation de l'énergie elles doivent donc avoir une énergie déterminée par leur masse. A cours de solutions certains physiciens dont Niels Bohr osent alors imaginer une violation de la conservation d'énergie.

Ce n'est qu'en 1930 que W. Pauli trouve une solution en introduisant une particule neutre interagissant très peu et de faible masse¹ qu'il appela le neutron, et qui serait émise en même temps que l'électron lors de la désintégration. Cette hypothèse permet d'expliquer naturellement le spectre continu observé. Deux ans plus tard, J. Chadwick met en évidence un neutron au sein du noyau, mais lui trouve une masse beaucoup trop grande pour être le bon candidat. La particule de Pauli est alors rebaptisée sous le nom de "neutrino" par Fermi.

Il résiste à toutes les observations jusqu'en 1956 alors que F. Reines et C. Cowan réitèrent pour la deuxième fois leur expérience au réacteur de Savannah River [1] et obtiennent une signature nette attribuée au neutrino grâce au détecteur de 400 L d'eau et de chlorure de cadmium placé à proximité du réacteur.

En 1962, grâce à l'accélérateur de Brookhaven L. Lederman et M. Schwartz découvrent un nouveau type de neutrino associé au muon. Pour ce faire ils utilisent un faisceau de pions qu'ils laissent se désintégrer en muons. Ces derniers sont ensuite arrêtés par un blindage avant le détecteur. Les traces de muons observées sont alors la preuve d'interaction d'un ν_μ .

Avec la découverte en 1975 du troisième lepton τ ²[2], on s'attendait naturellement à l'existence d'un troisième neutrino. Il faut cependant attendre l'an 2000 avec l'expérience DONUT au FERMINLAB [3] pour avoir une preuve de l'existence du ν_τ . L'expérience DONUT repose sur le principe ECC³[4] consistant en une alternance de films d'émulsion photographique et de matériaux denses. Cette technique offre l'avantage d'une haute résolution spatiale pour l'observation de particules chargées, permettant ainsi l'observation de particules ayant une courte distance de vol comme le τ .

1.2 Propriétés du neutrino

Dans le modèle standard le neutrino est défini comme une particule élémentaire de masse nulle, non chargée et de spin 1/2. Il existe dans ce modèle 3 saveurs de neutrinos et leur anti-particule, chacune associée à un lepton : ν_e , ν_μ et ν_τ .

¹Dans sa lettre du 4 décembre 1930 il propose une masse de l'ordre de celle de l'électron et bornée par 0.01 fois la masse du proton.

²mis en évidence par M. Perl grâce au collisionneur SPEAR de SLAC

³Emulsion Cloud Chamber

Les mesures de la largeur de désintégration du Z^0 effectuées sur le LEP au CERN (expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL)[5] ont également permis de limiter le nombre de familles de neutrinos légers⁴ à 3.

Cette particule a la particularité de n'être sensible qu'à l'interaction faible. De ce fait elle interagit très peu avec la matière ce qui rend sa détection difficile. On peut classer ses interactions sous deux modes différents (Fig. 1) :

- Par courant chargé (CC) avec l'échange d'un W^\pm
- Par courant neutre (NC) avec l'échange d'un Z^0 (diffusion)

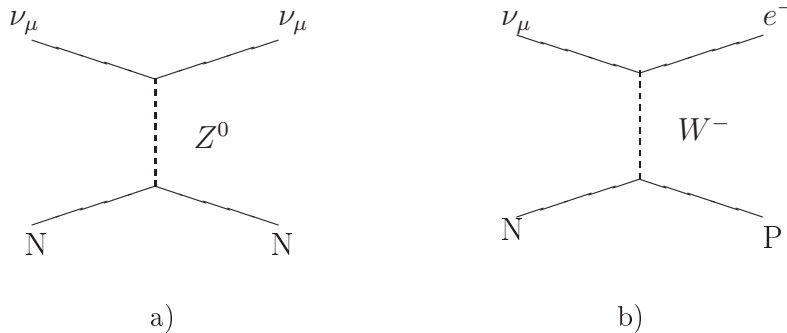


FIG. 1 – *Exemple d'interaction neutrino : (a) interaction par courant neutre, (b) interaction par courant chargé.*

Contrairement à ce qui est admis dans le modèle standard l'expérience tend à donner une masse faible mais non nulle au neutrino. Il n'existe cependant que des limites supérieures sur leur masse. Les limites actuelles sont données dans le tableau 1.

ν_e	$<2 \text{ eV}$
ν_μ	$<190 \text{ keV}$
ν_τ	$<18.2 \text{ MeV}$

TAB. 1 – *Limite de masse des neutrinos extraites du PDG 2006 [6]*

1.3 Oscillation de neutrinos

Si les neutrinos sont massifs, la mécanique quantique leur donne la propriété d'osciller d'un état de saveur à un autre ; en effet chaque état électrofaible ν_e, ν_μ, ν_τ peut s'écrire comme une combinaison linéaire des états propres de masse ν_1, ν_2, ν_3 . Ces états sont reliés par une matrice unitaire U qui peut s'exprimer comme :

⁴Neutrino ayant une masse inférieure à $M_Z/2=45 \text{ GeV}$

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

où $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$ et $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$ et $\theta_{ij} \in [0, \pi/2]$.
 θ_{ij} est appelé " angle de mélange ".

Cette matrice peut s'écrire comme le produit de trois matrices de rotation à deux états :

$$U = R_1 * R_2 * R_3$$

Avec

$$R_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} R_2 = \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} R_3 = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

En supposant qu'à $t=0$ on a un état électrofaible $|\nu_\alpha\rangle$, la mécanique quantique nous donne la probabilité de trouver l'état $|\nu_\beta\rangle$ à l'instant t :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | H | \nu_\alpha \rangle|^2 \quad (1)$$

Dans certains cas, comme pour l'oscillation ν_μ , ν_τ , on peut se contenter⁵ d'un calcul à deux saveurs on peut alors écrire :

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_{23}) & \sin(\theta_{23}) \\ -\sin(\theta_{23}) & \cos(\theta_{23}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (2)$$

En quelques étapes décrites en annexe on arrive au résultat suivant :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2(2\theta_{23}) \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m_{23}^2 L}{E}\right) \quad (3)$$

Avec E l'énergie du neutrino donnée en MeV, L la distance parcourue donnée en Km, Δm_{23}^2 la différence des carrés des masses donnée en eV^2 . Les oscillations neutrinos dépendent donc de paramètres intrinsèques des neutrinos qui sont les 3 angles de mélanges θ_{ij} et les différences de masse au carré Δm_{ij}^2 , ainsi que de paramètres extérieurs qui sont l'énergie du neutrino et la distance qu'il parcourt. Ce sont ces paramètres intrinsèques que l'on cherche à mesurer le plus précisément possible.

L'hypothèse des oscillations a permis de comprendre des déficits de neutrinos mesurés dans certaines expériences, comme nous le verrons à la section suivante.

⁵Permis par les valeurs expérimentales des Δm_{ij}^2 et θ_{ij}

1.4 Sources de neutrinos et détection

Sur Terre, on trouve deux sources naturelles de neutrinos : le soleil par ses réactions de fusion (neutrinos solaires), et l'atmosphère avec l'interaction de particules cosmiques (neutrinos atmosphériques). Les phénomènes physiques mis en oeuvre pour leur création étant différents, ces groupes de neutrinos ont des énergies différentes : alors que les neutrinos solaires ne dépassent pas 15 MeV, les neutrinos atmosphériques peuvent atteindre des énergies de l'ordre du GeV. Les neutrinos solaires parcourent également une distance nettement supérieure à celle des neutrinos atmosphériques. On trouve d'autre part des sources artificielles de neutrinos, notamment des ν_e et $\bar{\nu}_e$ issus des réacteurs nucléaires, mais aussi ceux issus des accélérateurs conçus pour étudier les oscillations de neutrinos.

Les expériences de détection de neutrinos se sont rapidement tournées vers le soleil afin de valider le modèle s'appliquant à cette étoile. La première de ce type étant celle réalisée par R. Davis[7] en 1968 à l'aide de cuve de Cl^{37} . Dans le cas du soleil, le mécanisme de production étant la fusion de matière électronique, seuls des ν_e sont produits. Hors dans les premières expériences effectuées dans ce domaine, le nombre de ν_e détectés était inférieur aux prédictions. Le modèle solaire ayant été validé par d'autres expériences, le phénomène d'oscillation a alors permis d'offrir une explication plausible à ce déficit. En effet, ces expériences n'étaient sensibles qu'aux interactions ν_e , et elles ne pouvaient donc pas détecter l'apparition des autres saveurs dans le cas où il y aurait eu oscillation. Ce problème portait le nom de "problème des neutrinos solaires" et a été résolu par l'expérience SNO en 2002[8] : grâce à l'eau lourde du détecteur, il était possible de détecter les 3 saveurs par courant neutre. En procédant ainsi le flux total observé est compatible avec les prédictions du modèle solaire.

D'autres expériences comme Super-Kamiokande (SK) ont également permis d'étudier les neutrinos atmosphériques. Ces derniers sont produits par les particules cosmiques de hautes énergies pénétrant dans l'atmosphère qui créent des gerbes hadroniques donnant naissance à des neutrinos ν_μ et ν_e comme produits secondaires. Hors, en effectuant des mesures de flux de ν_e et ν_μ en fonction de l'angle de provenance des neutrinos, SK a montré un déficit d'environ 50% des ν_μ ayant traversé la terre (Fig. 2). On peut supposer que lors de leur trajet ces neutrinos ont eu le temps d'osciller, ce qui induit le déficit observé. Comme le montre la figure 2 les distributions azimuthales de ν_e et ν_μ sont compatibles avec l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$; L'excès de ν_e s'explique par la désintégration de τ issu du ν_τ en e^- . L'hypothèse dominante est donc une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

Nous voyons avec l'équation 3 que pour maximiser la probabilité d'oscillation il faut avoir Δm_{ij}^2 de l'ordre de E/L . Les paramètres auxquels sera sensible une expérience dépendent (Tab. 2) donc de la source qu'elle utilise. Grâce aux accélérateurs et réacteurs on dispose de sources bien connues pouvant reproduire les sources naturelles puisque le rapport L/E peut être choisi en fonction des besoins.

Les connaissances actuelles sur les valeurs des paramètres intrinsèques sont résumées dans le tableau 3.

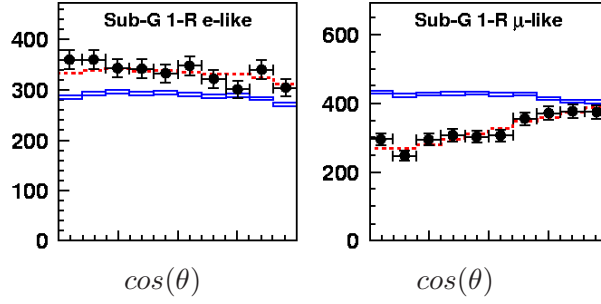


FIG. 2 – *Distribution azimuthale du flux de neutrinos à Super-Kamiokande[9]. Les boîtes représentent la distribution MC sans oscillation (l'épaisseur représente l'erreur statistique), les pointillés indiquent le meilleur fit. Les données sont représentées par les points et leurs barres d'erreur. $\cos(\theta) = 1$ correspond aux neutrinos descendant vers la Terre.*

Paramètres	Sources
$\theta_{12}, \Delta m_{12}^2$	solaires, réacteurs
$\theta_{23}, \Delta m_{23}^2$	atmosphériques, accélérateurs
θ_{13}	accélérateurs, réacteurs

TAB. 2 – *sensibilités aux paramètres d'oscillations des différents types d'expérience*

Paramètres d'oscillation	Meilleur ajustement	Précision
Δm_{12}^2	$7.9210^{-5} eV^2$	9%
Δm_{31}^2	$2.410^{-3} eV^2$	22%
θ_{12}	34.0 °	18%
θ_{23}	41.5 °	20%
θ_{13}	< 0.2 ° à 90% de niveau de confiance	

TAB. 3 – *Valeurs des paramètres d'oscillation.*

2 OPERA

2.1 But de l'expérience

Jusqu'à présent les diverses expériences utilisant les neutrinos atmosphériques ont exclusivement mesuré des disparitions de ν_μ . L'explication privilégiée est une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, mais cela n'a pas encore été prouvé directement. Afin de montrer clairement le phénomène d'oscillation, l'expérience OPERA⁶ propose de démontrer l'apparition de ν_τ dans un faisceau

⁶Oscillation Projet with Emulsion tRacking Appartus

essentiellement constitué de ν_μ . Si tel est le cas, la preuve sera faite qu'une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ a bien eu lieu.

Pour y parvenir il faut disposer d'une source connue de ν_μ faiblement contaminée par les autres saveurs. Un faisceau sera donc produit au CERN comme nous le verrons dans la section 2.2. Le détecteur OPERA sera alors placé au laboratoire du Gran Sasso en Italie à 732 km du CERN. Ce laboratoire étant situé sous 1400m de roche, il dispose donc d'une protection importante contre le bruit de fond de rayonnements cosmiques.

2.2 Le faisceau de neutrinos : Le CNGS

2.2.1 Production

Le faisceau de neutrinos (projet CNGS⁷) est produit au CERN de la manière suivante (Fig. 3) avant d'être dirigé vers le laboratoire du Gran Sasso :

- Production d'un faisceau de protons de 400 GeV/c à l'aide du SPS.
- Ces protons sont envoyés sur une cible en graphite et produisent principalement des pions et des kaons.
- Ces hadrons sont focalisés en direction du Gran sasso à l'aide de cornes magnétiques, en ne filtrant que les particules positives afin de ne pas produire d'anti-neutrinos.
- Les π^+ et K^+ vont se désintégrer dans un tube sous vide de 1km de long et vont donner naissance aux ν_μ désirés suivant les réactions suivantes :

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \nu_\mu + \mu^+ \\ K^+ &\rightarrow \nu_\mu + \mu^+ \\ K^+ &\rightarrow \pi^0 + \pi^+\end{aligned}$$

- Les hadrons restants sont stoppés sur une cible de graphite (3m) et de fer (15m).
- Les muons sont peu absorbés et sont utilisés en aval par deux stations de mesures pour contrôler la direction du faisceau.

2.2.2 Propriétés

Du fait de la distance entre le CERN et le détecteur, le faisceau atteindra une largeur d'environ 2 km au Gran Sasso. La largeur du détecteur étant de 6 mètres cette propriété permet de réduire l'impacte des erreurs d'alignement du faisceau. L'énergie moyenne du faisceau étant de 17GeV, la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ pour $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ est de 2%. Nous allons voir pourquoi la probabilité n'est pas maximisée ici.

D'après l'équation (3) nous disposons de deux paramètres expérimentaux pour contrôler l'oscillation, E et L. L étant fixé par la position de la source et du détecteur, il reste à déterminer

⁷CERN Neutrinos to Gran Sasso

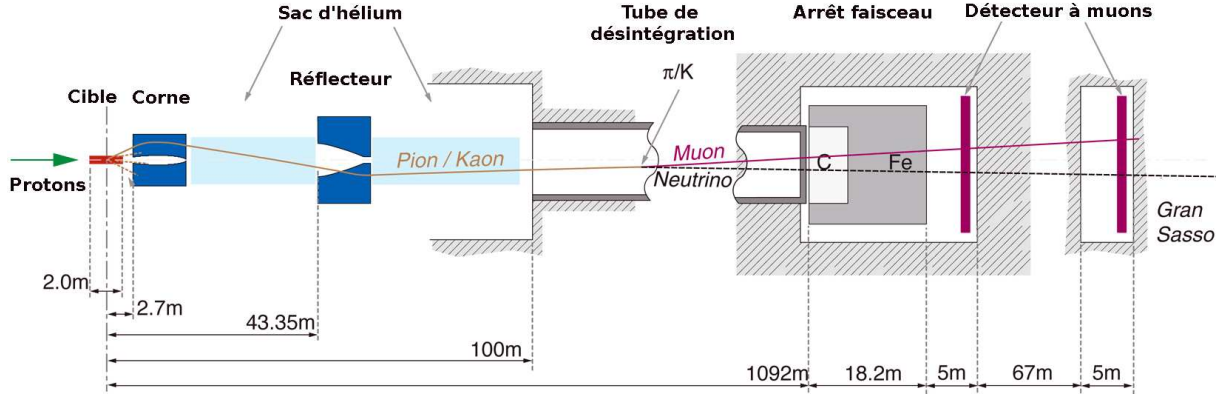


FIG. 3 – Méthode de production du faisceau de neutrino (CNGS)

l'énergie. Pour cela il faut prendre en compte deux variables pour lesquelles l'énergie est un paramètre :

- La probabilité d'oscillation donnée par (3).
- La section efficace d'interaction des ν_τ^{CC} avec le détecteur.

L'énergie du faisceau est donc déterminée par le meilleur compromis entre la section efficace ν_τ^{CC} qui augmente avec l'énergie et la probabilité d'oscillation qui diminue avec l'énergie.

La figure 4 montre le flux de ν_μ au Gran Sasso superposé avec la convolution de la probabilité d'oscillation et de la section efficace ν_τ^{CC} . On peut noter deux contributions distinctes au flux, liées aux deux chaînes de désintégration utilisées pour produire les ν_μ , celle des π^+ et celle des K^+ , comme nous l'avons vu à la section 2.2.1. Il apparaît que l'énergie moyenne de 17 GeV permet de couvrir le maximum du flux. De plus on se situe bien au delà du seuil de production du τ , qui est de 3.5 GeV.

Pour un $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, 19 interactions ν_τ CC sont attendues par an et par kT de plomb du détecteur (sans prendre en compte les efficacités de détection et reconstruction)

2.3 description du détecteur

Pour détecter les ν_τ , l'expérience OPERA reprend la technique ECC[4] que DONUT avait utilisée pour mettre en évidence l'existence de cette particule. Le détecteur est donc conçu à partir de 206 336 briques soit un poids total de 1.8 KT. Chaque brique (Fig. 5) est constituée d'une alternance de 56 feuilles de plomb et de 57 films d'émulsion; le tout est emballé dans un papier aluminé. De plus les briques disposent de deux émulsions supplémentaires sur leurs faces extérieures appelées feuilles amovibles. Ces briques sont groupées dans le détecteur en deux super-modules comme le montre la figure 7.

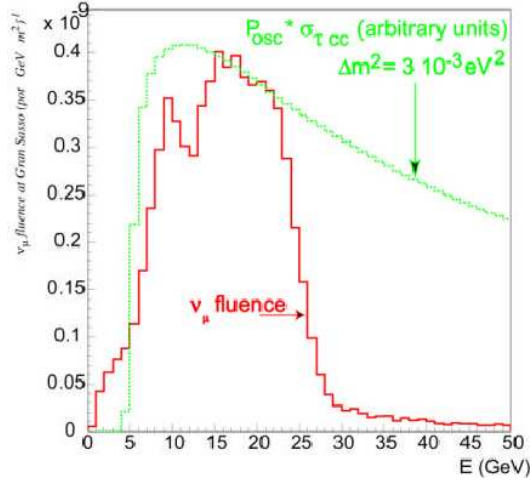


FIG. 4 – Distribution en énergie des ν_μ au Gran Sasso représentée en rouge. En vert la convolution de la probabilité d'oscillation et de la section efficace d'interaction des ν_τ avec le détecteur.

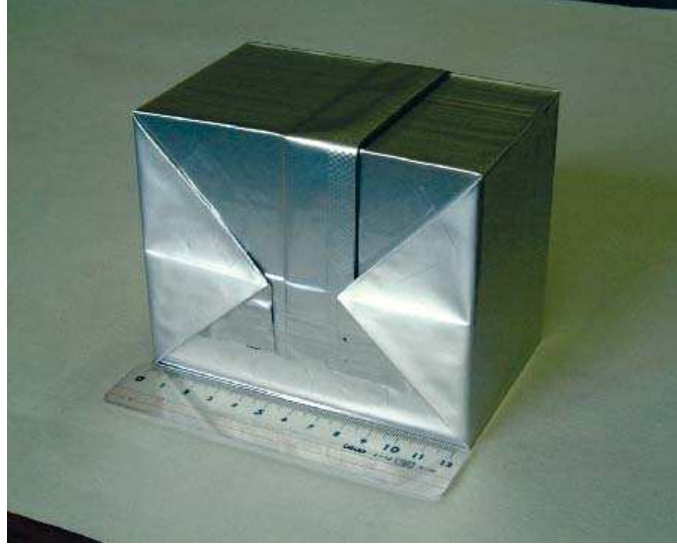


FIG. 5 – Photo d'une brique du détecteur OPERA

Chaque super-module est constitué de 31 murs de briques séparés par deux plans de scintillateurs croisés. Ces plans permettent de détecter en temps réel le passage de particules

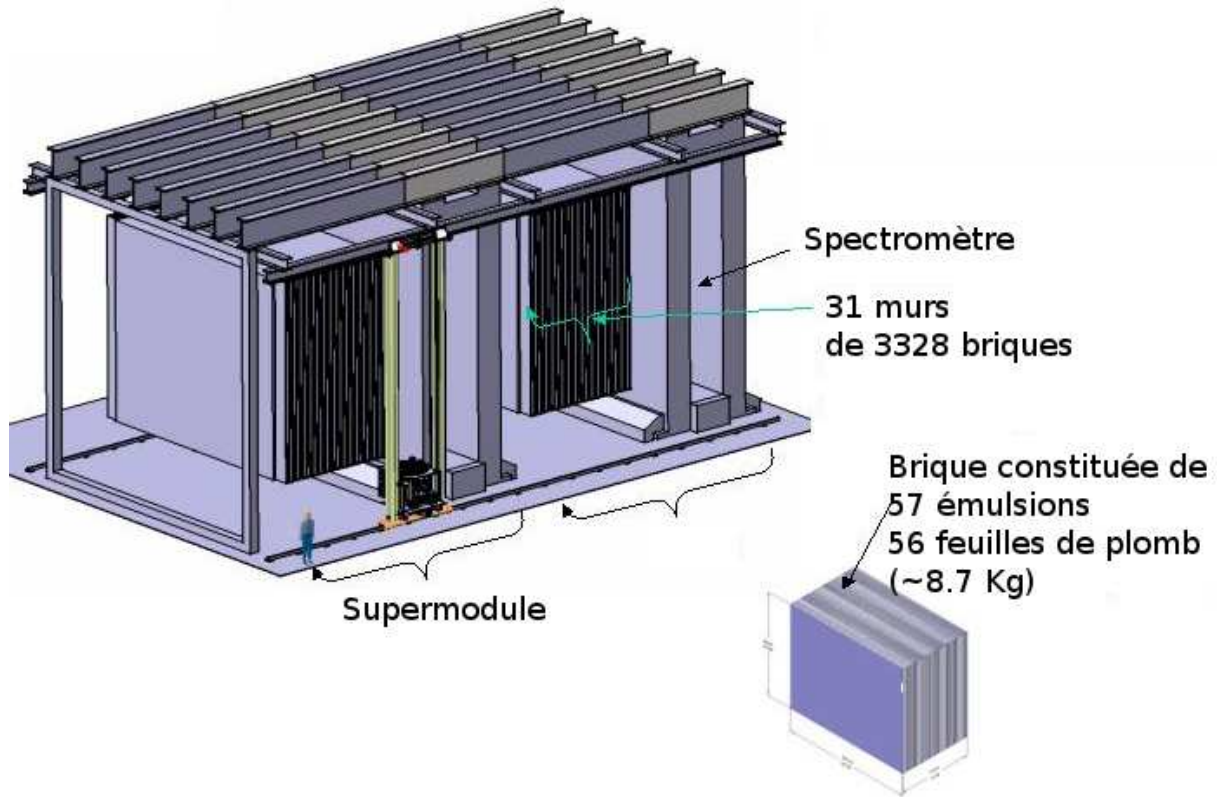


FIG. 6 – Représentation du détecteur OPERA

chargées signalant une interaction neutrino. Afin de pouvoir mesurer la charge et l'impulsion des muons, chaque supermodule dispose d'un spectromètre à muons de 950 tonnes, produisant un champ magnétique de 1.5T [10].

Les briques étant relativement lourdes (8.7 Kg) et en nombre important, leur manipulation est réalisée par deux robots développés au LAPP. Ces derniers doivent prendre en charge l'insertion des briques dans le détecteur et leur extraction pour l'analyse.

2.4 Chaîne de détection

Lorsqu'une interaction neutrino a lieu dans le détecteur elle entraîne une cascade de particules chargées qui vont être détectées par les scintillateurs. De plus, les muons produits se propagent suffisamment pour atteindre les spectromètres et fournir de l'information supplémentaire sur l'interaction. Grâce à ces informations et à la corrélation en temps avec le

faisceau⁸, l'électronique pourra déterminer s'il s'agit d'un événement neutrino ou non.

Dans le cas où un tel événement est validé, la procédure suivante est enclenchée :

1. Détermination de la brique dans laquelle a eu lieu l'interaction à l'aide des données de l'électronique.
2. Extraction de la brique.
3. Développement des deux feuilles amovibles et comparaison des données de l'analyse des 2 émulsions avec les données de l'électronique. Si il n'y a pas de correspondance, la brique est remplacée dans le détecteur avec deux nouvelles feuilles amovibles.
4. S'il y a correspondance émulsions/électronique, la brique est alors placée pendant une journée au fond d'un puits vertical fermé d'une plaque de fer. Les émulsions sont ainsi marquées par des muons cosmiques de haute énergie et d'angle faible. Ces traces permettront d'aligner correctement les émulsions après développement des briques.
5. Les films d'émulsion sont ensuite développés puis scannés avec des microscopes automatisés. La procédure de scan est réalisée en 2 étapes : les prédictions de l'électronique sont suivies dans les émulsions jusqu'à leur point d'arrêt⁹. Puis des scans de précision sur 5mm² autour des points d'arrêts sont réalisés, et ce sur 5 émulsions en amont et aval du point, où on espère découvrir un vertex d'interaction neutrino.
6. Les scans sont alors analysés pour reconstruire l'interaction et déterminer s'il s'agit d'une interaction ν_τ .

2.5 Méthode de reconstruction

Une fois le scanning effectué, pour reconstruire l'événement il faut utiliser les traces des émulsions ; hors ces émulsions sont séparées par des films de plomb. Nous n'avons donc à disposition que des fragments de traces parfois incomplètes si la particule n'a pas marqué certains films au cours de son passage. La reconstruction se fait donc en deux temps :

1. Reconstruction des traces à l'aide des fragments.
2. Reconstruction des vertex en rattachant les traces qui se croisent. Les traces sont alors prolongées d'un maximum de trois fragments.

2.6 Détection du neutrino ν_τ et du lepton tau

Les neutrinos n'étant pas chargés, il ne sont détectés que via le lepton τ produit par interaction CC avec le plomb du détecteur. Hors le τ a une distance de vol de l'ordre de 500 μm ce qui rend sa détection directe délicate. En pratique il sera donc plutôt identifié par ses produits de désintégration. Ses principaux canaux de désintégration sont donnés dans le tableau 4.

⁸réalisée par GPS

⁹Position à laquelle les traces suivies convergent.

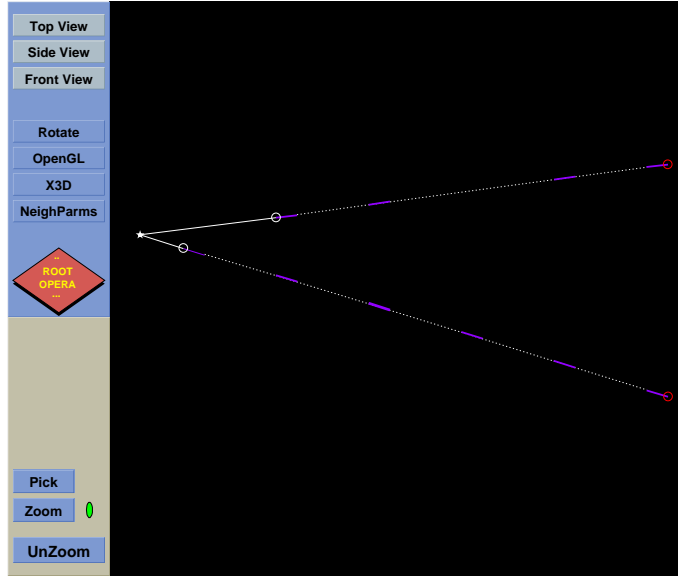


FIG. 7 – *Exemple d'événement reconstruit. Les traits épais représentent les marques laissées dans les émulsions. Le vertex est représenté par une étoile et la trace reconstruite par un trait blanc pointillé avec la zone de prolongement en continu. Dans le cas présent, la trace du haut a été prolongée d'un segment pour atteindre le vertex.*

Les neutrinos ne marquant pas les émulsions; les trois premiers canaux seront repérés dans le détecteur par la présence du premier vertex d'interaction neutrino avec une gerbe hadronique, suivi du coude de la désintégration du τ . Par contre, le dernier canal sera repéré par une topologie à deux vertex, chacun donnant lieu à une gerbe hadronique (Fig. 8). Dans ce qui suit nous allons nous intéresser uniquement à ce dernier canal.

2.7 Bruit de fond charmé

La principale source de bruit de fond pour tous les canaux est l'interaction ν_μ^{CC} donnant lieu à la formation de particules charmées dans la gerbe hadronique :

$$\begin{aligned}
 \tau^- &\rightarrow \mu^- + \overline{\nu}_\mu + \nu_\tau & (17.36\%) \\
 \tau^- &\rightarrow e^- + \overline{\nu}_e + \nu_\tau & (17.84\%) \\
 \tau^- &\rightarrow h^- + \nu_\tau (+n\pi^0) & (49.22\%) \\
 \tau^- &\rightarrow h^- + h^- + h^+ + \nu_\tau (+n\pi^0) & (15.19\%)
 \end{aligned}$$

TAB. 4 – *Principaux canaux de désintégration du τ [6].*

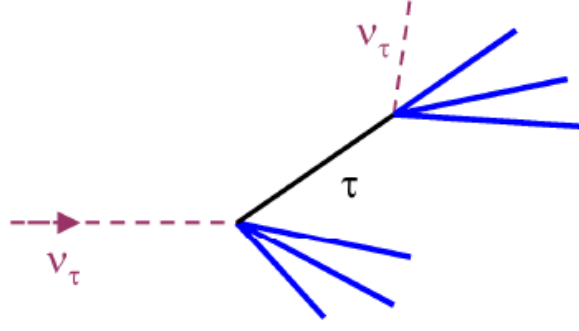


FIG. 8 – Désintégration $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$.

$$\nu_\mu \rightarrow \mu^- + (\text{charme} + \text{autres hadrons})$$

Les particules charmées produites, Λ_c^+ , D^+ , D_s^+ et D^0 , ont une distance de vol de l'ordre de celle du τ et se désintègrent dans les mêmes canaux que le τ . Ces événements ont donc une topologie similaire à celle du τ comme le montre l'exemple du canal en 3 hadrons sur la figure 9.

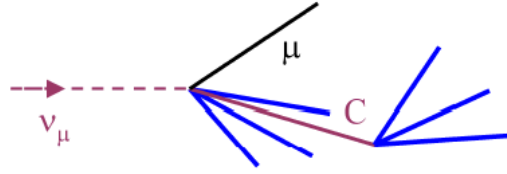


FIG. 9 – Désintégration $\nu_\mu \rightarrow C \rightarrow 3h$

Pour le canal en 3 hadrons, on attend pour OPERA 24 événements charmés par an contre 4 événements τ . Ce canal a donc un rapport signal sur bruit de 16%. Il est donc indispensable de reconstruire correctement ces événements pour pouvoir les distinguer à l'aide de variables topologiques.

3 Reconstruction de vertex

Nous avons vu à la section 2.7 que le canal $\tau \rightarrow 3h$ est fortement parasité par les désintégrations de particules charmées. Si on veut pouvoir distinguer ces deux interactions à l'aide de variables topologiques, il est important de savoir avec quelle qualité les événements à deux

vertex vont être reconstruits. L'étude qui suit a donc pour but d'étudier cette capacité de reconstruction à l'aide de simulations Monte Carlo. Nous étudierons tout d'abord des événements à un seul vertex avec des ν_μ^{CC} , puis des événements à 2 vertex $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$.

3.1 Procédure d'analyse

Les simulations utilisées prennent en compte divers effets pouvant induire des erreurs de reconstruction, tels que l'efficacité de scanning¹⁰ (capacité à voir un fragment de trace dans les émulsions), ainsi que les résolutions en position et en angle des traces. Les données seront donc construites en 3 étapes :

1. Génération d'événements du type désiré : production d'une liste de particules primaires issues de l'interaction demandée.
2. Simulation du détecteur : traces des particules laissées dans les émulsions, avec interaction des particules primaires dans une brique et production des particules secondaires.
3. Reconstruction des événements à l'aide des traces simulées dans les émulsions.

Les données sont produites dans le format ROOT.

Afin d'évaluer la capacité de reconstruction on cherchera à comparer les événements simulés dans les émulsions aux événements reconstruits. On procédera dans un premier temps à une analyse de reconstruction d'événements ν_μ^{CC} à un seul vertex qui servira d'élément de validation et de comparaison avant d'effectuer une étude à deux vertex. On considérera les définitions suivantes :

- Pour les événements à un vertex
 - Événements reconstruits : événements dont le vertex dispose d'au moins deux traces vers l'avant (dans le sens du faisceau).
 - Événements bons : événements pour lesquels toutes les traces attachées au vertex reconstruit appartiennent bien au vertex primaire de la simulation.
- Événements à deux vertex
 - Événements reconstruits : événements dont chaque vertex dispose d'au moins deux traces vers l'avant. On considérera deux cas en fonction du nombre de traces reconstruites au deuxième vertex : type 1 pour deux traces, type 2 pour trois.
 - Événements bons : événements avec au moins deux traces attachées au premier vertex ayant effectivement été produites au premier vertex simulé, et l'ensemble des traces attachées au deuxième vertex venant effectivement du deuxième vertex. On définira de même le type 1 et le type 2 en fonction du nombre de traces attachées au deuxième vertex.

¹⁰l'efficacité de scanning est considérée dans la simulation comme étant de 94%

3.2 Reconstruction sans bruit de fond

3.2.1 Reconstruction d'événements à 1 vertex : Interactions ν_μ^{CC}

Une étude générale sur 5000 événements montre une efficacité¹¹ et une pureté¹² de reconstruction acceptable pour ce type d'événement comme le résume le tableau 5. Nous allons dans ce qui suit essayer de cerner les différentes sources d'erreurs conduisant à une mauvaise reconstruction.

Événement simulé avec au moins deux traces	4589
Événement reconstruits	4110
Événement bon	3336
Efficacité	$(73 \pm 1)\%$
Pureté	$(81 \pm 2)\%$

TAB. 5 – *Efficacité et pureté de reconstruction générale de 5000 événements ν_μ^{CC} sans bruit de fond.*

Dans un premier temps nous allons chercher à évaluer la multiplicité¹³ des événements aux différentes étape du traitement (Fig. 10). On y remarque une diminution importante de la multiplicité au moment de la reconstruction (Tab. 6). En effet un certain nombre de traces ne sont pas reconstruites ou ne sont pas rattachées à leur vertex. On note aussi grâce au deuxième graphique que 67% des événements non reconstruits n'avaient que deux ou trois traces dans la simulation. C'est à dire que ce sont principalement les vertex de faible multiplicité qui présentent une efficacité de reconstruction moindre.

Génération	7.8
Simulation	6.7
Reconstruction	3.7

TAB. 6 – *Multiplicité moyenne aux différentes étapes.*

Pour comprendre cette diminution, on peut comparer la distribution en énergie des particules à chaque étape, c'est ce que montre le graphique 11. On y remarque un faible taux de reconstruction à faible impulsion, dont on a indiqué les pourcentages dans le tableau (Tab. 7). Une partie des pertes provient du détecteur lui même et ne sont donc pas améliorables par des méthodes logicielles. Le reste des pertes lors de l'étape de reconstruction provient du manque de fragments de traces pour effectuer une reconstruction correcte. Le graphique de droite montre que 90% des traces simulées d'impulsion supérieure à 2GeV sont reconstruites

¹¹Rapport du nombre de vertex reconstruits sur le nombre de vertex simulés à deux traces.

¹²Rapport du nombre de bons vertex sur le nombre de vertex reconstruits.

¹³Nombre de traces attachées au vertex.

	$P < 0.7 \text{ GeV}/c$	$P > 0.7 \text{ GeV}/c$
Traces perdues à la simulation	56%	7%
Traces perdues à la reconstruction	72%	15%
Traces perdues au total	88%	21%

TAB. 7 – *Taux de traces perdues à chaque étape pour des impulsions inférieures et supérieures à 0.7 GeV.*

et attachées au vertex ; cette efficacité diminue drastiquement sous 1GeV jusqu'à atteindre 20% à quelques centaines de MeV.

Il est aussi possible d'estimer la précision spatiale (ou résolution) avec laquelle les vertex sont reconstruits (Fig. 12). On note que les courbes de résolution en XY et en Z n'ont pas tout à fait une allure de gaussienne, il y a donc plusieurs sous-populations dans ces distributions. Pour trouver la différence entre ces sous-populations nous allons couper chacune des distributions en deux zones : la zone centrale, et la zone externe (les populations de ces deux zones sont données par le tableau 8). On note alors une dépendance en fonction de la distance en Z de la trace au vertex : la longueur de prolongement des traces pour atteindre un vertex peut se faire sur l'équivalent de 3 plaques de plomb+émulsion ; on distingue 3 sous-populations à la résolution suivant que les traces ont été prolongées sur moins d'1mm de plomb, entre 1 et 2 plaques de plomb, et entre 2 et 3 plaques. En effectuant une coupure sur la distance trace-vertex en Z (ou distance de prolongation), et en ne regardant que les événements de multiplicité deux on obtient la figure 14 avec un meilleur fit à une seule gaussienne.

On peut alors comparer la résolution de ces différents cas à celles données par la triple gaussienne comme le montre le tableau 9. On utilisera ce critère par la suite pour définir la précision spatiale de reconstruction du vertex. Nous n'effectuons également pas de coupure en

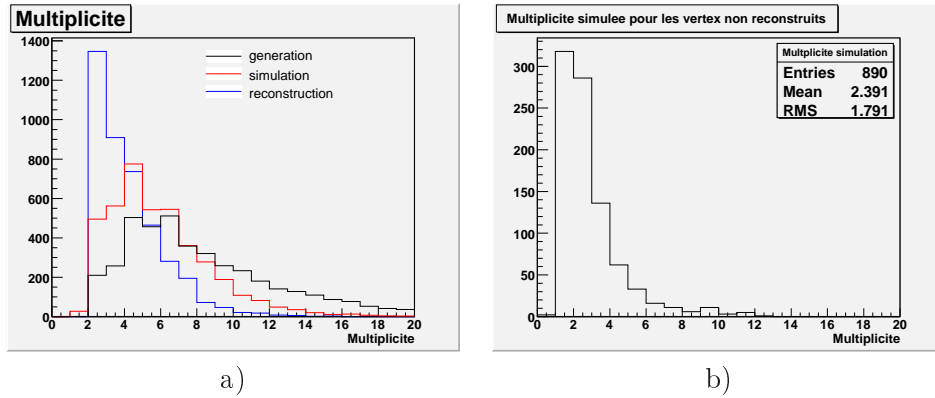


FIG. 10 – (a) *Distribution des multiplicités du vertex ν_μ^{CC} aux différentes étapes.* (b) *Distribution de la multiplicité simulée lorsque le vertex n'a pas pu être reconstruit.*

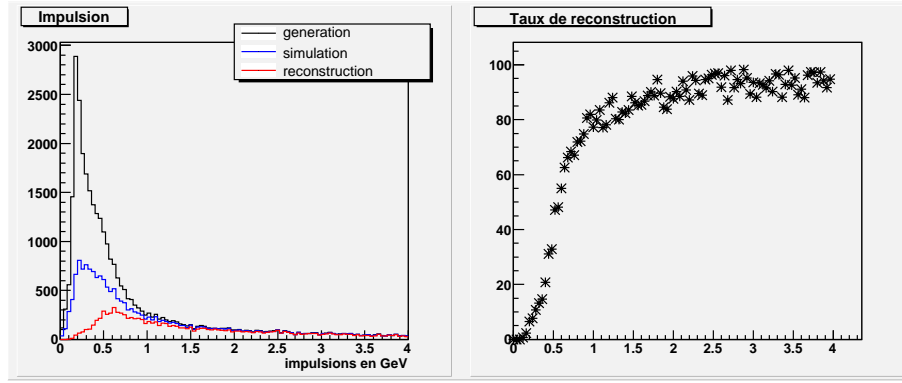


FIG. 11 – A gauche, distribution en impulsion des traces dans les trois étapes. A droite le rapport du nombre de traces reconstruites et attachées au vertex par le nombre de traces simulées en fonction de l'impulsion.

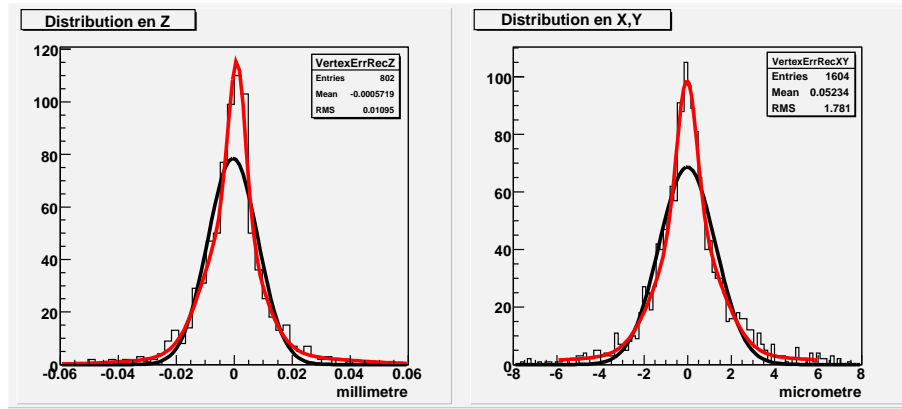


FIG. 12 – Distribution de l'erreur de positionnement du vertex entre la génération et la reconstruction. La courbe noire représente un ajustement d'une gaussienne. Celle en rouge représente un ajustement de trois gaussiennes.

fonction de la multiplicité de sorte à donner une résolution moyenne des trois sous-populations. On remarque également que dans tous les cas on a $\sigma_z = 10\sigma_{xy}$. Cette différence de précision est liée à la profondeur de champs du microscope de $2.65 \mu\text{m}$, qui donne une incertitude supplémentaire en Z

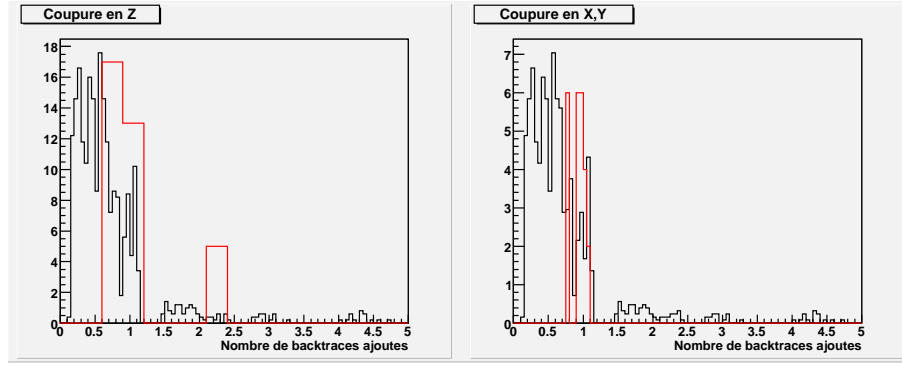


FIG. 13 – Longueur de prolongement des traces pour la partie centrale de la distribution de résolution de positionnement. En rouge les événements de la portion externe de la figure 12 , en noir la partie centrale (coupure à 0.03 mm en z et 3 μm en xy).

	$\Delta_z < 0.03$	$\Delta_z > 0.03$	$\Delta_{xy} < 3$	$\Delta_{xy} > 3$
Globale	3969	141	3839	271
Multiplicité 2	1266	81	1179	168
Multiplicité 3	891	18	858	51
Multiplicité 4	732	5	710	27

TAB. 8 – Populations des deux portions de la distribution des résolutions après coupure sur l'erreur de positionnement du vertex.

Longueur de prolongement	0-0.6	0.6-1.6	1.6-2.6
σ_{xy} avec coupure	0.67 ± 0.02	2.11 ± 0.07	3.9 ± 0.4
σ_z avec coupure	4.4 ± 0.3	13.9 ± 0.6	26 ± 4
	σ_1	σ_2	σ_3
σ_{xy} de la triple gaussienne	0.6 ± 0.1	1.5 ± 0.5	4 ± 1
σ_z de la triple gaussienne	3.2 ± 0.5	11 ± 2	29 ± 5
σ_{xy}	0.4 ± 0.1	1.1 ± 0.1	2.8 ± 0.2
σ_z	3.2 ± 0.4	10.9 ± 0.7	29 ± 2

TAB. 9 – Résolution spatiale pour les événements de multiplicité reconstruite égale à 2 parmi les 5000 événements. Valeurs données en micromètre pour les deux axes. Les valeurs pour une multiplicité supérieure sont visibles sur la figure 15. Le dernier tableau donne les valeurs d'un ajustement à trois gaussiennes avec l'ensemble des données.

3.2.2 Reconstruction d'événements à 2 vertex : Interactions $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$

On réalise maintenant la même étude avec des événements à deux vertex. Les efficacités de reconstruction pour le cas 1 (2 traces attachées au 2e vertex) et le cas 2 (3 traces attachées

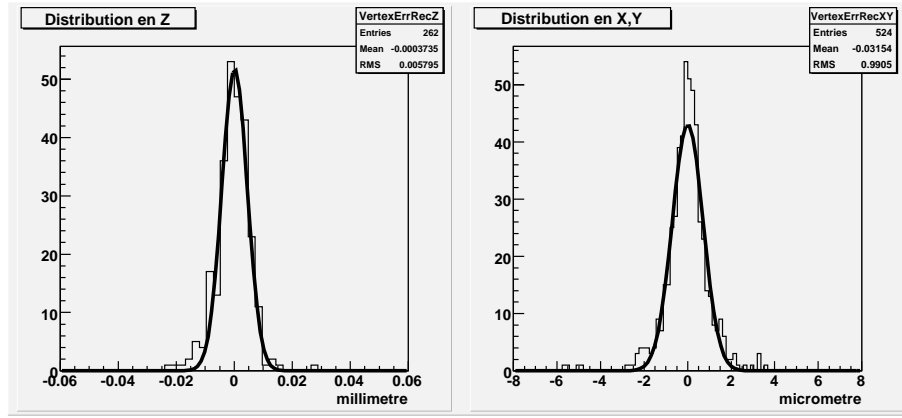


FIG. 14 – *Fit de la distribution de résolution spatiale du vertex en ne gardant que les événements de multiplicité deux et ayant des traces prolongées d'un maximum de 0.6 mm.*

au 2e vertex) sont indiquées dans le tableau 10. On remarque que contrairement aux bonnes efficacités de reconstruction des événements $\nu_\mu \text{CC}$, elles sont ici de l'ordre de 20%, avec des puretés qui ne dépassent pas 75%.

	Type 1	Type 2
Evènements simulés	3859	3639
Evènements reconstruits	1606	988
Evènements bons	856	744
Efficacité	$(22 \pm 1)\%$	$(20 \pm 1)\%$
Pureté	$(53 \pm 2)\%$	$(75 \pm 4)\%$

TAB. 10 – *Efficacité et pureté de reconstruction d'événements à deux vertex sans bruit de fond pour 5000 événements $\nu_\tau \rightarrow 3h$ (La définition des deux types considérés est donnée à la section 3.1).*

Le graphique 16 donne la multiplicité à chaque étape sur chacun des deux vertex. On remarque que dans pratiquement 60% des cas le deuxième vertex n'a plus que deux traces attachées, alors que la simulation en dispose de 3 pour la totalité des cas. Comme pour ν_μ^{CC} , le tableau 11 donne les multiplicités moyennes à chaque étape.

Les erreurs liées à l'impulsion des particules sont du même ordre de grandeur pour le premier vertex que celles des ν_μ^{CC} comme le montre la figure 17, car on dispose du même type d'événement (interaction neutrino CC). Par contre le deuxième vertex est beaucoup mieux reconstruit. Les particules de ce dernier ont en effet une énergie plus grande du fait de la masse importante du lepton τ qui emporte la majeure partie de l'énergie du neutrino initial. Ceci place donc les produits du τ à une énergie plus élevée, leur permettant ainsi de marquer les

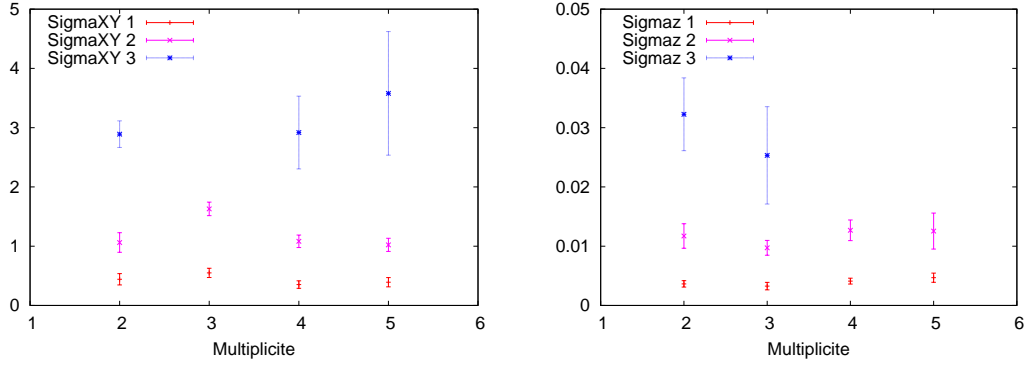


FIG. 15 – $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ pour différentes multiplicité. Les valeurs ayant de trop grandes incertitude ont été enlevées.

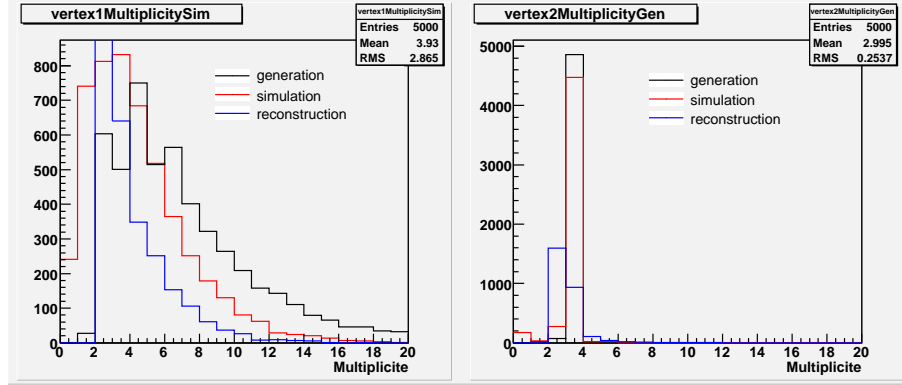


FIG. 16 – Distribution des multiplicités des deux vertex de l'événement à chaque étape.

	Vertex 1	Vertex 2
Génération	6.4	3.0
Simulation	3.9	2.8
Reconstruction	2.1	2.6

TAB. 11 – Multiplicité moyenne aux différentes étapes.

émulsions avec une meilleure efficacité.

On procède de la manière décrite en 3.2.1 pour le calcul de la résolution spatiale avec la figure 18. Le tableau 12 nous montre toujours une résolution dix fois supérieure en X,Y par rapport à Z. On note aussi que la resolution est sensiblement la même pour les deux vertex.

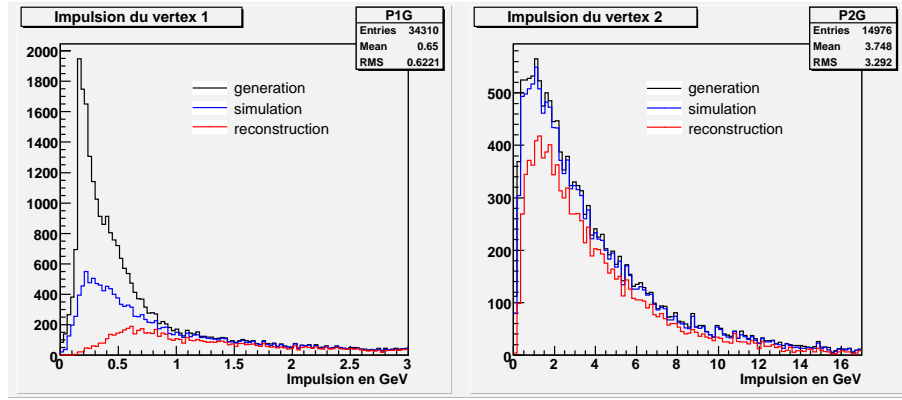


FIG. 17 – *Distribution des impulsions des deux vertex de l'événement à chaque étape.*

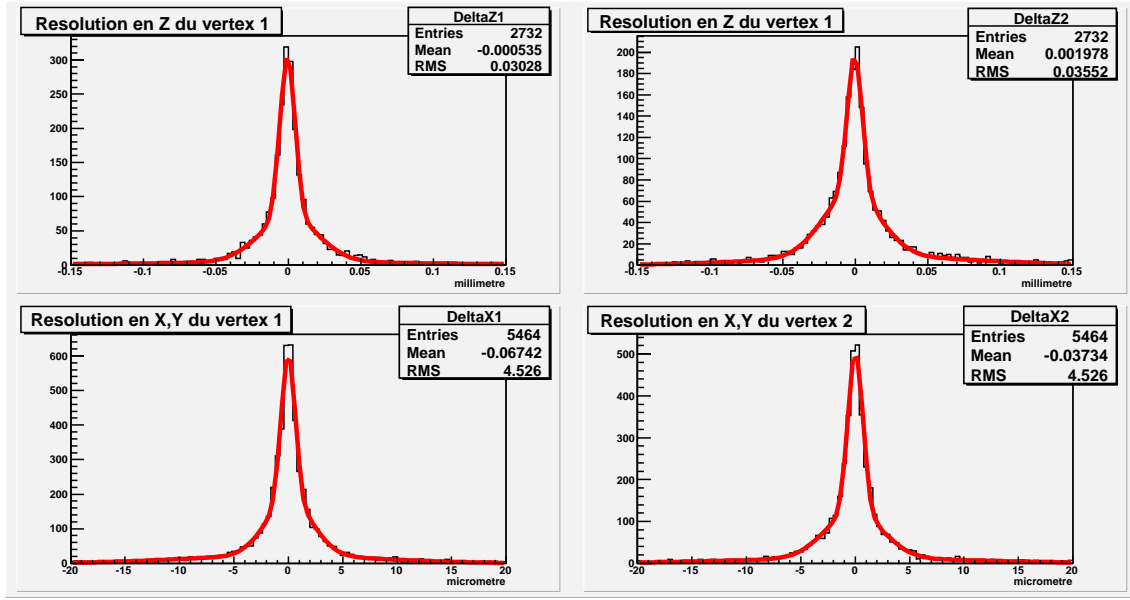


FIG. 18 – *Distribution de l'erreur de positionnement du vertex entre la génération et la reconstruction. La courbe en rouge représente un fit à trois gaussiennes décrit en 3.2.1.*

On sait que la distance de vol du τ est courte (entre $500\mu\text{m}$ et 1mm) ; les deux vertex sont donc très rapprochés, et cela induit des erreurs de reconstruction. La figure (Fig. 19) montre le numéro d'identification du vertex d'où sont originaires les traces attachées à chaque vertex. On note avec ce graphique que l'on a respectivement pour le premier et le deuxième vertex,

	σ_1	σ_2	σ_3
σ_{xy} vertex 1	0.63 ± 0.05	2.2 ± 0.2	8.8 ± 0.5
σ_{xy} vertex 2	0.67 ± 0.04	2.6 ± 0.1	10.8 ± 0.9
σ_z vertex 1	5.1 ± 0.3	20 ± 2	
σ_z vertex 2	5.1 ± 0.5	19 ± 2	

TAB. 12 – *Résolution spatiale pour les événements à deux vertex. Valeurs données en micromètres. Les blancs sont liés à des erreurs statistiques trop importantes.*

11% et 15% de traces ne venant pas du bon vertex, du fait de leur proximité ; ceci souligne une faiblesse du logiciel de reconstruction utilisé, et permet de comprendre les valeurs d'efficacité et pureté ci-dessus.

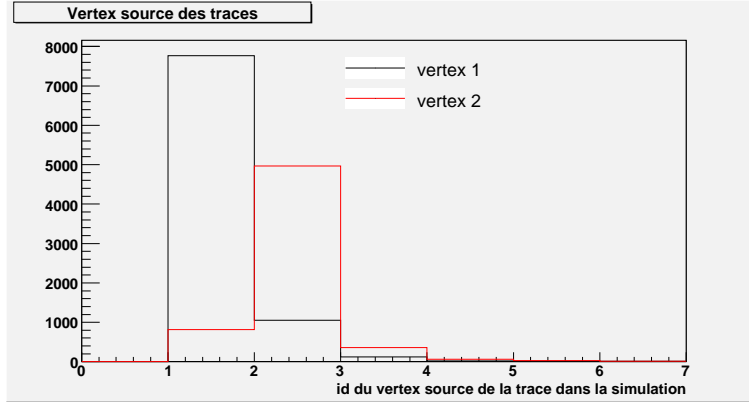


FIG. 19 – *Vertex à l'origine des traces dans la simulation, en noir pour les traces du premier vertex reconstruit, en rouge pour le deuxième. L'ID 1 dans la simulation correspond au vertex d'interaction ν_τ , l'ID 2 à la désintégration du τ . Les ID supérieurs correspondent à des vertex secondaires.*

3.3 Reconstruction avec bruit de fond cosmique

Nous avons vu dans ce qui précède que contrairement aux événements à un vertex, les événements à deux vertex n'étaient correctement reconstruit que dans 22% des cas. On se demande maintenant si le fait de prendre en compte les traces ajoutées par l'exposition des briques au muons cosmiques dégrade ou non les capacités de reconstructions.

3.3.1 Description du bruit de fond

Dans un premier temps le bruit de fond utilisé était composé simplement de muons ayant une énergie fixée à 4 GeV, la densité de traces étant de 4 muons par mm^2 . Dans un deuxième temps, nous avons pris en compte un bruit de fond produit à partir d'une simulation complète des particules cosmiques entrant dans le puits. Le graphique 20 montre les distributions d'énergie et angulaire de ce bruit de fond.

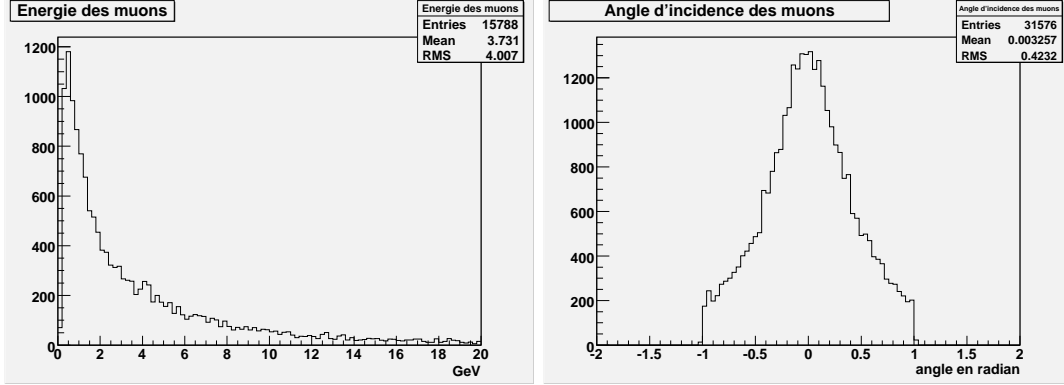


FIG. 20 – A gauche la distribution en énergie du bruit de fond cosmique (énergie moyenne de 3.7 GeV), à droite sa distribution angulaire.

La première étape de l'analyse et de considérer que la position du point d'arrêt¹⁴ des traces suivies dans les émulsions (d'après les prédictions de l'électronique), est donnée par la position du vertex simulé.

On introduit une zone de recherche limitée afin d'éviter de sélectionner un vertex du bruit de fond dans le cas où le vertex d'interaction n'aurait pas été reconstruit. Le choix de zone le plus simple consiste à prendre une sphère centrée sur le point d'arrêt de scan et ayant un rayon qui reste à déterminer. On peut aussi espérer obtenir de meilleurs résultats en utilisant un ellipsoïde étirée d'un facteur 10 suivant l'axe Z. Ce choix est justifié par la section 3.4.

Le vertex reconstruit de Z le plus bas à l'intérieur de cette zone sera assimilé au vertex primaire. Le cas échéant, le deuxième vertex sera recherché avec la même méthode en prenant le premier vertex comme point de départ et en limitant la recherche dans un demi-cercle vers les Z positifs centré sur ce point.

La deuxième étape (section 3.4) de l'analyse consiste alors à étudier l'évolution des résultats obtenus avec cette première approximation en fonction de la précision avec laquelle on aura déterminé le point d'arrêt des traces.

¹⁴nous rappelons ici que le point d'arrêt des traces sert de point de départ pour la recherche du vertex

3.3.2 Reconstruction d'événements à 1 vertex : Interactions ν_μ^{CC}

On refait les mêmes études que dans la section précédente. Pour ne pas alourdir ce document seuls les résultats généraux sont données ici. Le tableau 13 montre le taux de reconstruction global, et on note qu'il n'est pas affecté par la présence du bruit de fond. La résolution spatiale de reconstruction avec le bruit de fond réel est donnée par le tableau 14, montrant également des résultats équivalents à ceux obtenus sans bruits de fond.

	Bruit de fond μ 4 GeV	Bruit de fond réel
Evènement simulé avec au moins deux traces	2742	915
Evènement reconstruits	2464	811
Evènement bon	1945	665
Efficacité	$(71 \pm 2)\%$	$(73 \pm 4)\%$
Pureté	$(79 \pm 1)\%$	$(82 \pm 2)\%$

TAB. 13 – *Pureté et efficacité de reconstruction des événements à deux vertex compte tenu du bruit de fond. 3000 événements avec des muons de 4 GeV et 1000 événements avec un bruit de fond plus réaliste.*

	σ_1 (μm)	σ_2 (μm)	σ_3 (μm)
σ_{xy} vertex 1	0.41 ± 0.06	3.8 ± 0.8	1.3 ± 0.2 (μm)
σ_z vertex 1	6.1 ± 0.8	21.42 ± 2	1.74 ± 0.4 (μm)

TAB. 14 – *Résolutions spatiales pour les événements à un vertex avec bruit de fond simulé de rayons cosmiques. Valeurs données en micromètres.*

On peut donc conclure que le bruit de fond ajouté par l'exposition aux muons cosmiques ne gêne pas la reconstruction d'événements à un vertex. Notons également que des tests effectués avec une densité 5 fois supérieure de bruit de fond montraient des résultats similaires.

3.3.3 Reconstruction d'événements à 2 vertex : Interactions $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$

On procède de même avec les événements à deux vertex, et ici comme précédemment, les résultats donnés par les tableaux 15 et 16 sont identiques à ceux obtenus sans bruit de fond. On peut donc dire que le bruit de fond de muons cosmiques n'est en aucun cas un problème du point de vu de la reconstruction d'événements que ce soit à un ou deux vertex.

3.4 Recherche du vertex d'interaction

Dans l'étude précédente nous avons utilisé la position du vertex simulé comme point initial de recherche de vertex. Hors en pratique il sera nécessaire d'être capable d'identifier le bon vertex à partir d'une autre position, dépendante de la précision avec laquelle le scanning a

Bruit de fond à 4 GeV (3000 événements)

	Type 1	Type 2
Evènements simulés	2308	2173
Evènements reconstruits	954	579
Evènements bons	465	435
Efficacité	$(20 \pm 1)\%$	$(20 \pm 1)\%$
Pureté	$(49 \pm 3)\%$	$(75 \pm 5)\%$

Bruit de fond réel (1000 événements)

	Type 1	Type 2
Evènements simulés	785	737
Evènements reconstruits	330	198
Evènements bons	164	153
Efficacité	$(21 \pm 2)\%$	$(21 \pm 2)\%$
Pureté	$(50 \pm 5)\%$	$(77 \pm 8)\%$

TAB. 15 – *Pureté et efficacité de reconstruction d'événements à deux vertex avec bruit de fond.*

	σ_1	σ_2	σ_3
σ_{xy} vertex 1	0.55 ± 0.07	2.4 ± 0.2	24 ± 17
σ_{xy} vertex 2	0.7 ± 0.1	1.9 ± 0.3	17 ± 7
σ_z vertex 1	5.1 ± 0.9	19 ± 5	
σ_z vertex 2	3.2 ± 0.9	13 ± 2	

TAB. 16 – *Résolutions spatiales pour les événements à deux vertex avec bruit de fond réel. Valeurs données en micromètres.*

déterminé la position d'arrêt des traces. En voyant un événement reconstruit avec bruit de fond (Fig. 21) on imagine que cette étape n'est pas triviale.

3.4.1 Reconstruction d'événements à 1 vertex : Interactions ν_μ^{CC}

Dans cette étape, l'idée est donc d'observer les effets d'une erreur sur la position du point d'arrêt. Pour cela, nous allons effectuer de multiples essais avec différentes résolutions afin d'estimer la résolution limite acceptable pour ce point. Nous considérerons dans ce qui suit que le scanning vérifie également $\sigma_z = 10\sigma_{xy}$ et que la distribution des erreurs forme une gaussienne centrée sur la position du vertex simulé. Afin de pouvoir estimer avec quelle capacité le vertex est retrouvé, nous allons procéder en trois étapes :

1. Recherche du vertex sans tenir compte du bruit de fond cosmique.
2. Recherche du vertex avec l'algorithme décrit dans l'étude (Sec .3.3.2).
3. Comparaison des réponses des deux fonctions. Nous considérerons comme bonnes réponses le cas où les deux fonctions retournent les mêmes valeurs.

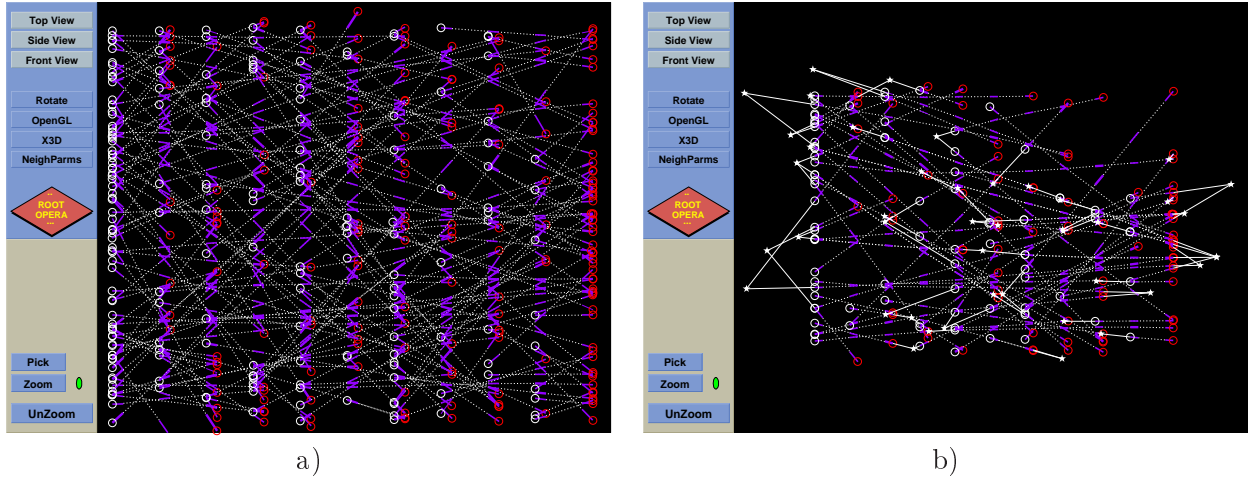


FIG. 21 – Projection dans le plan XZ d'un événement ν_μ^{CC} avec bruit de fond. En a) l'étape de simulation, en b) l'étape de reconstruction.

Afin de déterminer le meilleur choix de rayon limite de recherche, nous effectuerons les tests avec plusieurs valeurs de ce rayons pour chaque résolution. Les résultats sont donnés dans la figure 22. La même procédure est suivie en utilisant une zone de recherche ellipsoïdale avec $R_z = 10R_{xy}$ (Fig. 22).

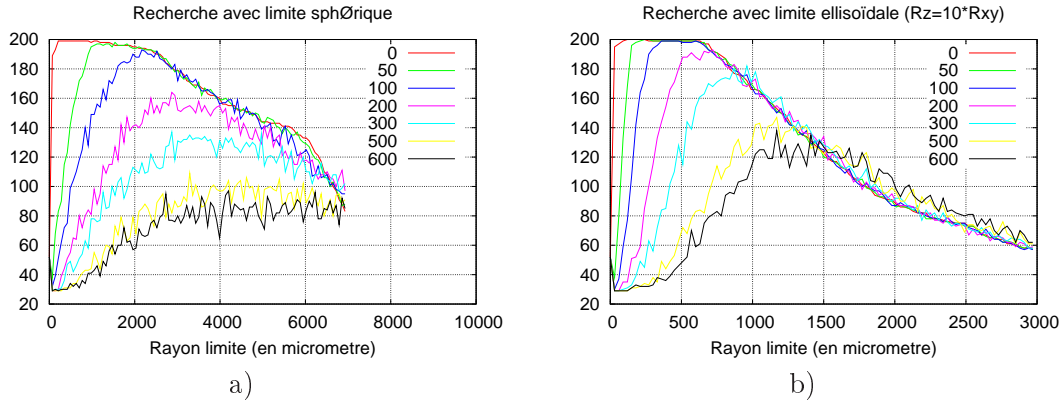


FIG. 22 – Représentation du nombre de réponses valides en fonction du rayon limite. Chaque courbe correspond à une précision sur le point d'arrêt donnée selon XY en μm et avec $\sigma_z = 10\sigma_{xy}$. La recherche est effectuée avec une limite sphérique en (a) et ellipsoïdale avec $R_z = 10R_{xy}$ en (b).

On remarque que l'utilisation d'une ellipsoïde offre bien un avantage pour les faibles résolutions spatiales. D'autre part cette étude permet de montrer que l'on obtient un taux de réponses valides supérieur à 90% jusqu'à $\sigma_{xy} = 300\mu m$, et $\sigma_z = 3mm$.

3.4.2 Reconstruction d'événements à 2 vertex : Interactions $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$

On procède de même avec les événements à deux vertex. Pour des questions de temps de calcul, le rayon limite de recherche sera choisi identique pour la recherche des deux vertex, même s'il semble acceptable de considérer ces deux paramètres comme indépendants.

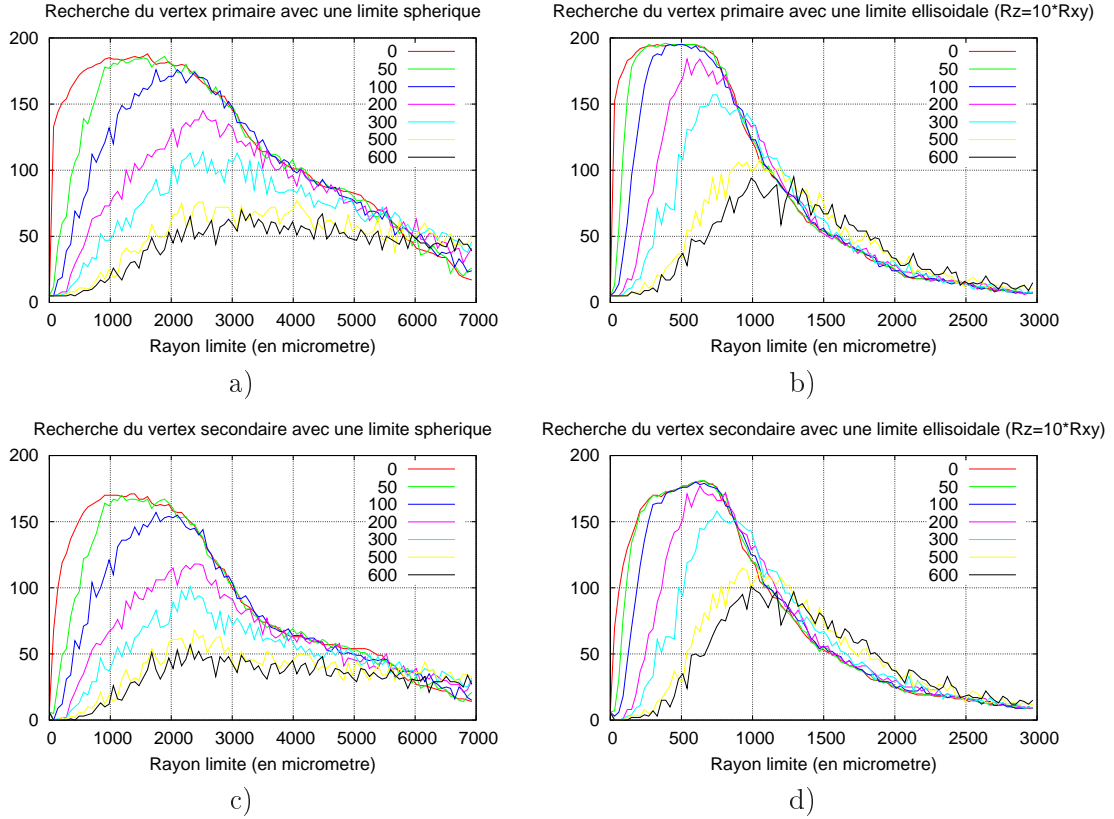


FIG. 23 – Recherche d'une interaction à deux vertex en utilisant une zone sphérique en (a)(c) et ellipsoïdale en (b)(d). Les résultats de recherche du premier vertex primaire sont donnés en (a)(b), ceux du deuxième vertex en (b)(d)

On observe que le taux de bonnes réponses atteint un maximum de 97% contrairement aux 99% du cas à un vertex. De plus, ici les 90% sont atteints pour une résolution de $200\mu m$ en XY et $2mm$ en Z.

En utilisant une distance limite couplée pour les deux vertex on note une efficacité plus faible pour le 2e vertex. Il resterait donc à montrer qu'en découplant ces deux distances on obtient de meilleurs résultats pour la recherche du second vertex.

conclusion

La possibilité d'utiliser le canal de désintégration $\tau \rightarrow 3$ hadrons à été étudiée par l'équipe OPERA du LAPP et à fait l'objet d'une thèse[11] soutenue en 2004. Au cours de mon stage j'ai étudié la capacité de reconstruction de ce type d'événements par le logiciel FEDRA.

Il est apparu que ce logiciel était bien adapté pour reconstruire des événements à un seul vertex, mais se trouvait être plus en difficulté pour reconstruire les événements à deux vertex. Ce travail a permis de confirmer les résultats obtenus précédemment par Magali Besnier alors en thèse sur l'expérience. J'ai également montré que le bruit de fond induit par l'exposition des briques aux muons cosmique n'impactait pas sur les capacités de reconstruction.

Il resterait à montrer que la résolution avec laquelle est déterminée la position du point d'arrêt reste dans les marges supposées au cours de cette étude. Un nouvel algorithme de reconstruction de vertex est également en cours d'implémentation afin d'améliorer la reconstruction à 2 vertex.

Références

- [1] F. Reines C. L. Cowan, Jr. Detection of the free neutrino : A confirmation. *Science*, 124, 1956.
- [2] M. L. et al. Perl. Evidence for anomalous lepton production in $e^+ - e^-$ annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 35(22) :1489–1492, Dec 1975.
- [3] K. Kodama et al. Observation of tau-neutrino interactions. *Phys. Lett.*, B504 :218–224, 2001.
- [4] M. Kaplon, B. Peters, and D. M. Ritson. Emulsion cloud-chamber study of a high energy interaction in the cosmic radiation. *Phys. Rev.*, 85(5) :900–903, Mar 1952.
- [5] A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model. 2001.
- [6] W.-M. Yai et al. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G*, 33 :1+, 2006.
- [7] Raymond Davis, Don S. Harmer, and Kenneth C. Hoffman. Search for neutrinos from the sun. *Phys. Rev. Lett.*, 20(21) :1205–1209, May 1968.
- [8] Q. R. et Al. Ahmad. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the sudbury neutrino observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 89(1) :011301, Jun 2002.
- [9] Super-Kamiokande Collaboration. Three flavor neutrino oscillation analysis of atmospheric neutrinos in super-kamiokande. *Physical Review D*, 74 :032002, 2006.
- [10] K. Kodama et al. Progress report. opera : a long baseline nutau appearance experiment in the cngs beam from cern to gran sasso. 1999.
- [11] Murièle LAVY. *Développement des outils d'analyse et de reconstruction dans OPERA et analyse du canal $\tau \rightarrow 3$ hadrons chargés*. PhD thesis.

Annexe A

Soit $|\nu_\mu\rangle$, $|\nu_\tau\rangle$ deux états propres électrofaibles, et $|\nu_2\rangle$, $|\nu_3\rangle$ des états propres de masse, dans le cas d'une oscillation a deux saveur on peut écrire :

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_{23}) & \sin(\theta_{23}) \\ -\sin(\theta_{23}) & \cos(\theta_{23}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

Les vecteurs ν_j (j=2,3) vérifient :

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\nu_j(t)\rangle = H_{masse} |\nu_j(y)\rangle$$

$|\nu_2\rangle$, $|\nu_3\rangle$ sont états propres de masses, on a donc simplement :

$$|\nu_j(t)\rangle = e^{-\frac{E_j t}{\hbar}} |\nu_j(0)\rangle$$

Avec j=2,3 et $E_j = \sqrt{p^2 + m_j^2}$, ici $p^2 \gg m_j^2$, d'où $E \simeq p + \frac{m_j^2}{2p}$.

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) &= | \langle \nu_\mu(t) | \nu_\tau(t) \rangle |^2 \\ \langle \nu_\mu(t) | \nu_\tau(t) \rangle &= \langle \nu_2(t) | (-\sin(\theta_{23})\cos(\theta_{23})) | \nu_2(t) \rangle + \langle \nu_3(t) | (\sin(\theta_{23})\cos(\theta_{23})) | \nu_3(t) \rangle \\ &= \sin(\theta_{23})\cos(\theta_{23}) e^{-\frac{ipt}{\hbar}} (e^{-\frac{im_2^2}{2p\hbar}} - e^{-\frac{im_3^2}{2p\hbar}}) \\ &= \sin(\theta_{23})\cos(\theta_{23}) e^{-\frac{ipt}{\hbar}} e^{\frac{i\Delta m^2}{4p\hbar}} (e^{\frac{i\Delta m^2}{4p\hbar}} - e^{-\frac{i\Delta m^2}{4p\hbar}}) \\ &= \frac{1}{2} \sin(2\theta_{23}) 2i \sin(\frac{\Delta m^2 t}{4p\hbar}) e^{-\frac{ipt}{\hbar}} e^{\frac{i\Delta m^2}{4p\hbar}} \end{aligned}$$

Avec $\Delta m^2 = m_3^2 - m_2^2$, on a donc en prenant la norme au carré :

$$\begin{aligned}
P &= \sin^2(\theta_{23})\sin^2\left(\frac{\Delta m^2 t}{4p\hbar}\right) \\
&= \sin^2(\theta_{23})\sin^2\left(\frac{\Delta m^2 t}{4p\hbar}\right) \\
&= \sin^2(\theta_{23})\sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4p\hbar c}\right) \\
&= \sin^2(\theta_{23})\sin^2\left(1.27\frac{\Delta m^2 L}{p}\right)
\end{aligned}$$

Avec $L=ct$, en m ; p en MeV et Δm^2 en eV^2 .