

Efficacité des scintillateurs

Nous allons chercher dans ce chapitre à mesurer l'efficacité des scintillateurs, c'est à dire si une particule traversant un plan de scintillateurs du détecteur laisse bien un hit dans au moins un des scintillateurs du plan. Le plan sera considéré comme inefficace dans le cas contraire, un exemple d'une telle situation est montré en figure 13.1.

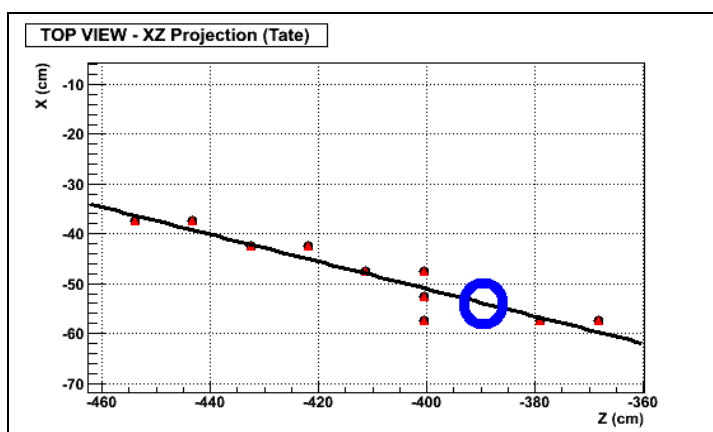


FIGURE 13.1 – Exemple d'évènement où un plan est inefficace. Entouré en bleu, l'endroit où la particule traverse un plan sans laisser de hits.

Cette efficacité doit être importante, car comme il a été dit au moment de la mesure du bruit, le nombre de hits dans les traces reconstruites est faible pour INGRID, et perdre un hit peut empêcher de reconstruire un évènement. L'objectif est ici de mesurer précisément cet effet, pour pouvoir le prendre en compte dans les simulations Monte Carlo.

13.1 Principe de la mesure d'efficacité

Algorithme

La mesure de l'efficacité utilise l'algorithme de reconstruction des évènements ("tracking"). Les efficacités des différents plans d'un module seront testées successivement. Les différentes étapes sont schématisées sur la figure 13.2. Le point de départ est un évènement contenant une trace traversant le plan à tester, puis ce plan est "éteint", c'est à dire que l'évènement va être reconstruit comme si ce plan n'existait pas. Une nouvelle trace est ainsi reconstruite. A l'aide de l'équation de cette trace, il est possible de déterminer la position à laquelle elle a traversé le plan testé. Nous regardons ensuite si il y a un hit dans le scintillateur situé à cette position, ou dans les scintillateurs voisins. Si il y a bien un hit dans l'un de ces scintillateurs, le plan est considéré comme efficace pour cet évènement, et inefficace dans le cas contraire.

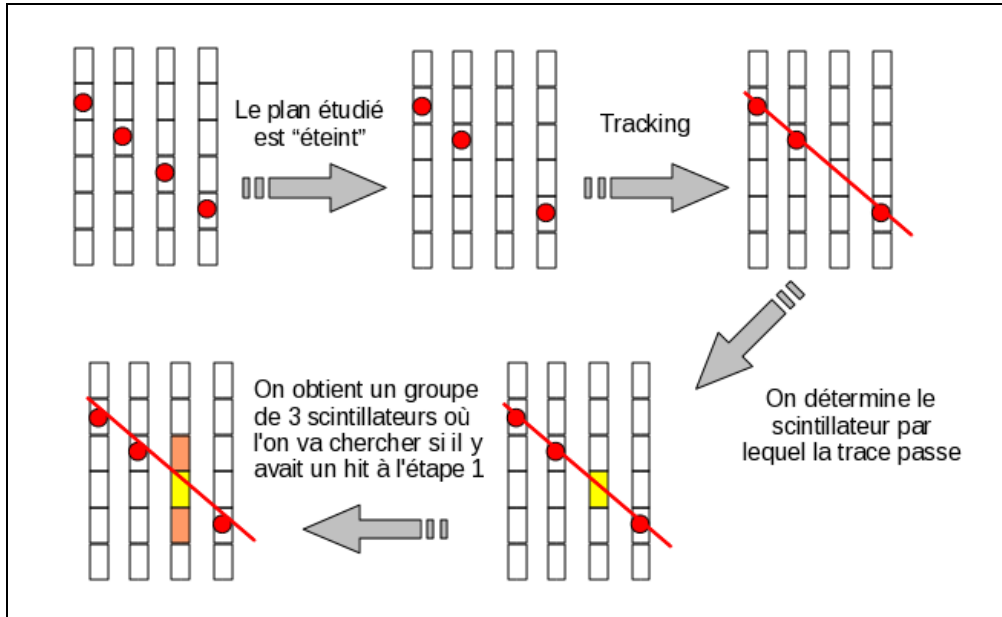


FIGURE 13.2 – Principe du test d'efficacité. Ici le troisième plan est testé.

Nous avons laissé une tolérance d'un scintillateur par rapport à la position où la trace reconstruite traversait le plan. En effet, cette détermination n'est pas très précise, car il y a deux sources d'erreur : tout d'abord la diffusion dans les plaques d'acier du module fait que les trajectoires des particules ne sont pas parfaitement rectilignes. INGRID est constitué de scintillateurs de 5 cm de large à cause de cet effet. Une granularité plus faible n'était pas utile. La seconde source d'erreur vient de l'algorithme de reconstruction des événements, qui ne les reconstruit pas parfaitement, notamment parce qu'il y a à la fois une granularité importante et un faible nombre de hits dans les traces.

Sélection des événements

Il faut s'assurer que dans ce test, nous cherchons bien un hit là où il devrait y en avoir un. Il faut donc être sûr que les événements contiennent bien une trace de particule, et que la trace soit reconstruite suffisamment précisément pour pouvoir prédire sa position dans le plan testé. Pour cela un ensemble de critères de sélection est utilisé.

Tout d'abord l'évènement doit comporter au moins 12 hits dont l'énergie est supérieure à 8 p.e. Cela permet de s'assurer qu'une particule chargée a bien traversé le détecteur, les hits de bruit électronique ayant une énergie trop faible pour passer cette coupure. Nous souhaitons également n'avoir que des événements non ambigus, avec une trace bien définie : pour cela au moins 60% des hits de l'évènement doivent faire partie de la trace reconstruite pour que l'évènement soit utilisé dans ce test. Cela permet d'exclure les événements où de multiples particules sont créées, avec des clusters de hits par endroits. Pour s'assurer d'avoir une bonne reconstruction de l'évènement, nous demandons en outre que la longueur de la trace soit d'au moins 60 cm, et qu'elle comporte au moins 5 hits. Enfin pour pouvoir prévoir suffisamment précisément où la trace passe, nous demandons que la distance moyenne des hits à la trace reconstruite soit inférieure à 2.5 cm. Cela permet aussi d'éliminer les événements mal reconstruits.

13.2 Tests de l'algorithme

Nous allons commencer par évaluer les performances de l'algorithme, en utilisant une simulation Monte Carlo. Nous voulons vérifier que l'algorithme trouve bien les scintillateurs inefficaces, et également qu'il ne trouve pas des scintillateurs inefficaces lorsque ce n'est pas le cas.

Simulation utilisée

La simulation utilisée ici n'est pas une simulation complète de type Geant4. L'objectif de cette simulation est de créer des hits dans le détecteur correspondant à une particule se propageant en ligne droite (nous ne prenons pas en compte la diffusion dans les plaques de fer). Une valeur de l'inefficacité est ensuite fixée (typiquement de l'ordre de quelques pourcents), et des hits sont enlevés aléatoirement avec cette probabilité pour créer des plans inefficace. Nous vérifions ensuite que l'algorithme retrouve effectivement ces plans inefficaces, et uniquement ceux-ci.

Cas problématiques

Notre simulation a permis de mettre en évidence deux cas où l'algorithme renvoyait un mauvais résultat. Il s'agit de cas où la trace fait un angle assez faible avec l'axe du faisceau tout en étant située des les scintillateurs les plus externes du module. Un exemple est présenté sur la figure 13.3.

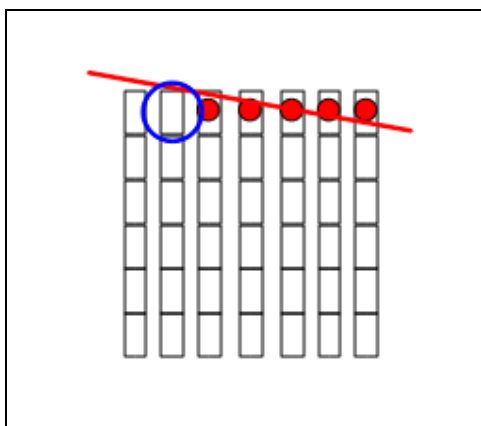


FIGURE 13.3 – Exemple d'un cas problématique pour l'algorithme d'efficacité.

La particule entre dans le module au niveau du troisième plan, avec un angle très faible, et reste donc dans les scintillateurs externes pendant sa traversée du module. L'algorithme de reconstruction trouve une trace horizontale et que le scintillateur entouré en bleu est inefficace, alors qu'il n'est pas traversé par la particule.

Le deuxième cas est assez similaire : la trace de la particule fait un angle très faible avec l'axe du faisceau et passe par les scintillateurs les plus externes. Si elle quitte le module latéralement, l'algorithme va trouver que le scintillateur suivant est inefficace. Pour éliminer ces problèmes, les événements où la trace est située dans les scintillateurs les plus externes, en faisant un angle inférieur à 6° avec la direction du faisceau et où l'algorithme trouve que le plan est inefficace à la fois dans les projections horizontales et verticales sont ignorés.

Erreur systématique

Cette simulation permet également d'évaluer les performances de l'algorithme. Comme expliqué précédemment, nous créons des plans inefficaces, pour vérifier que l'algorithme les retrouve. L'algorithme trouve effectivement tous les plans inefficaces ajoutés de cette manière, mais il en trouve également d'autres (en dehors des deux cas décrits dans le paragraphe précédent). Sur 230000 événements générés, 0.53% des cas d'inefficacité trouvés ne correspondent pas à de vrais plans inefficaces. La différence au niveau de l'efficacité trouvée par le programme selon que ces faux plans inefficaces sont conservés ou non est de 0.015%, cette source d'erreur pourra donc être négligée.

Nous pouvons également comparer l'efficacité réelle des scintillateurs (connue car fixée dans la simulation) avec l'efficacité trouvée par l'algorithme. Nous obtenons, pour 230000 événements simulés, une efficacité réelle de 97.34%, et l'algorithme trouve 97.21%, soit une différence de 0.13%.

Une seconde source d'erreur provient du bruit, mesuré au moment de la calibration. Le bruit peut avoir deux effets : tout d'abord ajouter un hit de bruit, qui pourrait compenser l'inefficacité d'un scintillateur. Mais le bruit peut également retirer un hit, créant ainsi un scintillateur inefficace. Cela se produit de la manière suivante : si un hit de bruit se produit avant un hit dû au passage d'une particule (dans le même scintillateur), un seul hit sera produit pour ce scintillateur, mais avec un tdc (temps) ne correspondant pas au passage de la particule. Ce hit ne sera donc pas retenu pour la reconstruction, à cause de la sélection en temps des hits. Pour prendre en compte ces effets, nous allons ajouter une erreur systématique, correspondant à la probabilité d'avoir un hit de bruit dans un scintillateur. Nous prendrons pour cela le taux de bruit moyen mesuré pour un scintillateur, soit 0.64%.

Influence du trigger

Les triggers utilisés pour les données cosmiques sont présentés dans la table 11.2. Il s'agit d'un critère de coïncidence entre quatre plans : l'évènement n'est enregistré que si il y a des hits dans ces quatre plans. Il ne peut a priori pas y avoir de scintillateurs inefficaces dans l'un des plans faisant parti de ce groupe (ce n'est pas tout à fait exact : si le scintillateur par lequel passe la particule est inefficace, mais qu'il y a un hit de bruit dans un autre scintillateur du plan, le critère de trigger est vérifié), ce qui pourrait augmenter artificiellement l'efficacité pour ces plans. De plus, le système actuel d'acquisition des données ne permet pas de savoir quel groupe de quatre plans a déclenché le trigger.

Nous allons évaluer ces effets en regardant l'efficacité moyenne en fonction du numéro de plan, tous modules confondus (figure 13.4), et la comparer au nombre de triggers auxquels chaque plan participe (table 13.1).

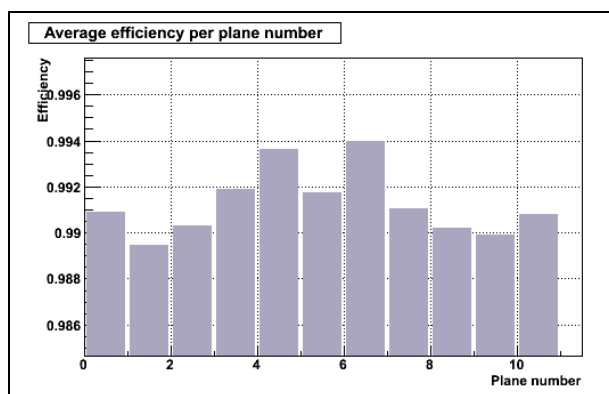


FIGURE 13.4 – Efficacité moyenne en fonction du numéro de plan, moyennée sur tous les modules. Des variations d'efficacité de $\pm 0.25\%$ sont observées entre les différents plans

Plan	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Nombre de triggers	2	1	0	2	3	0	3	2	0	1	2

TABLE 13.1 – Nombre de triggers auxquels chaque plan participe

La figure 13.4 est relativement symétrique, et l'efficacité semble augmenter vers le centre. Il est possible que l'efficacité plus faible du plan 5 par rapport aux plans 4 et 6 vienne des triggers, car le plan 5 n'est impliqué dans aucun trigger alors que les deux autres participent à 3 triggers. Cet effet pourrait peut-être également expliquer pourquoi les plans 0 et 10 bien que plus externes ont une meilleure efficacité que les plans 1 et 9. Cependant l'effet n'est pas toujours très clair : par exemple les plans 2 et 8 ne participent à aucun trigger au contraire de leurs voisins, mais à leur niveau l'efficacité augmente régulièrement vers le centre. Il ne semble donc pas que l'effet puisse être mesuré ici. Dans le futur, il est prévu de prendre des données cosmiques avec un seul trigger à la fois, pour pouvoir mesurer précisément cet effet. Nous

pourrions en attendant ajouter une erreur systématique de 0.4%, correspondant aux variations observées sur la figure 13.4, mais comme nous le verrons plus loin, il semble que les erreurs systématiques soient déjà surestimées. Cette source d'erreur sera donc négligée pour l'instant.

Résumé des erreurs systématiques

Les différentes erreurs sont a priori indépendantes, elles seront donc ajoutées en quadrature pour obtenir l'erreur totale. Les erreurs sont résumées dans la table 13.2.

Erreur	Valeur (%)
Faux plans inefficaces	0.01
Différence avec l'efficacité réelle	0.13
Bruit	0.64
Total	0.65

TABLE 13.2 – Erreur systématique pour le test d'efficacité

13.3 Distribution angulaire de l'efficacité

Avant de regarder les résultats globaux de l'efficacité, nous allons nous intéresser à sa distribution angulaire, c'est à dire à l'efficacité en fonction de l'angle fait par la trace reconstruite avec l'axe du faisceau. Au vu des triggers utilisés pour les données cosmiques, les données enregistrées ne contiennent pas de traces faisant un angle de plus de 60°, nous allons en conséquence nous restreindre au domaine 0 à 60°. Enfin deux types de données cosmiques seront utilisés, correspondant à des réglages de MPPC différents, un *overvoltage* de 1.1V et 1.3V. Le gain des MPPC augmente avec l'overvoltage, et dans les conditions standards de prise de données, ce paramètre est réglé à 1.1V. La figure 13.5 représente l'inefficacité des scintillateurs en fonction de l'angle pour ces deux overvoltages. Un hit doit ici avoir une énergie d'au moins 5 p.e pour être retenu.

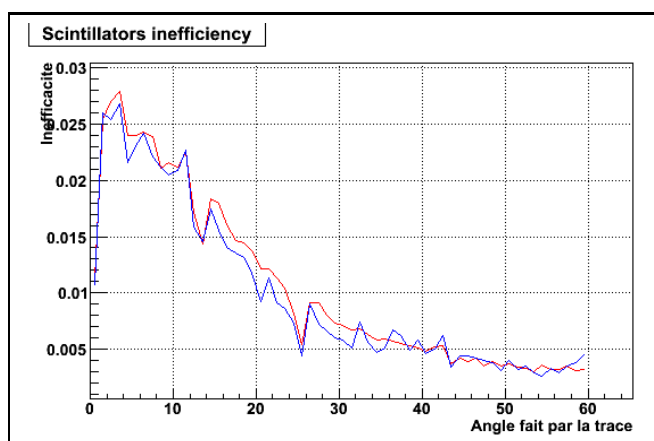


FIGURE 13.5 – Inefficacité en fonction de l'angle de la trace pour des overvoltages de 1.1V (bleu) et 1.3V (rouge)

Il apparaît que l'inefficacité diminue lorsque l'angle de la trace augmente. De plus, les courbes ne sont pas régulières : il y a certaines valeurs d'angles pour lesquelles l'efficacité est meilleure que pour les angles voisins. Nous allons chercher à expliquer cette distribution à l'aide d'une simulation.

Simulation de l'efficacité

Nous allons faire l'hypothèse que l'efficacité des scintillateurs dépend en fait de la distance parcourue par la particule dans le scintillateur. Nous reprendrons également l'hypothèse faite au moment de l'étude de l'énergie déposée dans les scintillateurs qui supposait que cette énergie dépendait linéairement de la distance parcourue dans le scintillateur. Dans ce cadre, un scintillateur est inefficace si la particule n'a pas parcouru une distance suffisante à l'intérieur du scintillateur, car elle n'aura alors pas déposé assez d'énergie pour passer le seuil. Nous avons vu précédemment que l'énergie déposée augmentait avec l'angle fait par la trace, il est donc logique dans cette hypothèse que l'inefficacité diminue lorsque l'angle augmente. Néanmoins cela ne permet pas d'expliquer les angles particuliers ayant une meilleure efficacité.

Une raison pouvant expliquer l'inefficacité des scintillateurs est leur forme : ce ne sont pas des parallélépipèdes rectangles dont tout le volume est efficace. Ils ont une forme plus compliquée, et surtout ils sont recouvert d'un enduit à base de dioxyde de titane pour l'isolation lumineuse. Cet enduit constitue donc une zone morte du scintillateur : l'énergie déposée par les particules à cet endroit n'est pas récupérée. Nous allons étudier l'influence de cette zone morte sur l'efficacité par une simulation de type Monte Carlo. Pour cela un modèle de scintillateur (présenté en figure 13.7), comportant une zone centrale active et une zone morte périphérique est utilisé. Ce modèle a été construit à partir d'une coupe de scintillateur, visible sur la figure 13.6.



FIGURE 13.6 – Coupe d'un scintillateur. La partie jaune pâle correspond à la zone active, et la couche blanche à l'enduit.

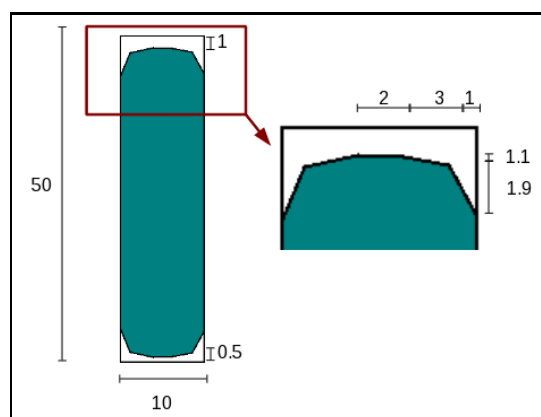


FIGURE 13.7 – Modèle de scintillateur utilisé dans la simulation. La zone active est en vert, l'enduit en blanc. Les dimensions sont en mm. Les particules entrent généralement dans le scintillateur par le côté le plus large.

Nous construisons donc un module avec ce modèle de scintillateur, dans lequel nous propageons des particules en ligne droite, avec des angles différents. Chaque fois que la particule rencontre un scintillateur, la distance parcourue par la particule dans la zone active est calculée, et si cette longueur dépasse une valeur seuil, il y aura un hit dans le scintillateur. L'inefficacité est ensuite mesurée en comptant les cas où la particule a traversé un plan sans laisser de hits dans aucun scintillateur. En prenant une longueur seuil de 1 mm, cette simulation permet d'obtenir la figure 13.8.

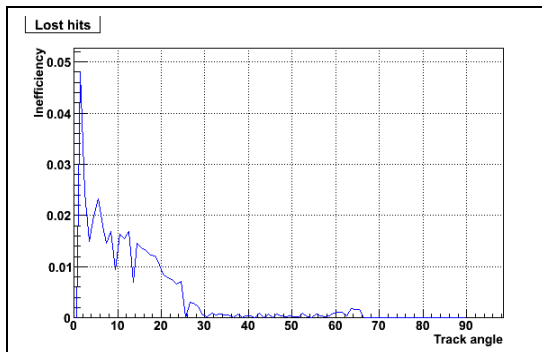


FIGURE 13.8 – Résultat de la simulation de l'inefficacité en fonction de l'angle.

La structure générale est similaire aux données : l'inefficacité diminue lorsque l'angle augmente, et il y a des angles particuliers ayant une meilleure efficacité. Cependant, le premier pic à bas angle semble trop important. Cela provient sûrement du découpage en intervalles ("binning") utilisé : ici un intervalle correspond à 1° , or la résolution angulaire du détecteur n'est pas aussi bonne. C'est particulièrement le cas à bas angle à cause de la largeur des scintillateurs. Pour corriger ce problème, la valeur d'un intervalle sera moyennée avec celle de ces voisins pour les bas angles. Un second problème est que dans la simulation, l'inefficacité vaut 0 à partir d'environ 30° . Il y a peut-être d'autres sources d'inefficacité (le bruit notamment), et pour cela nous pouvons essayer d'ajouter un terme d'inefficacité constant pour comparer aux données. Le résultat de cette comparaison après modifications est présenté en figure 13.9.

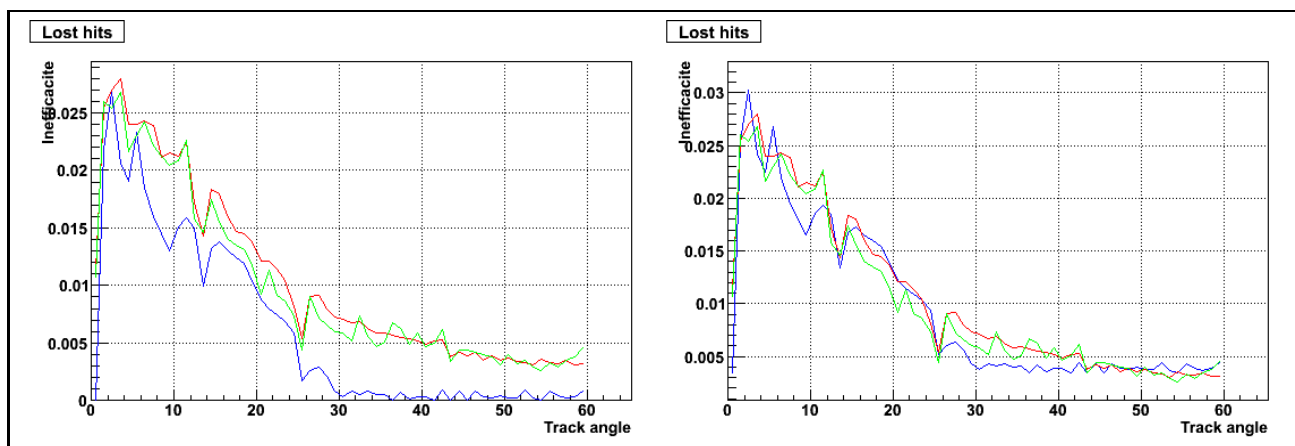


FIGURE 13.9 – Comparaison entre les données et la simulation, avec (à droite) et sans (à gauche) ajout de terme constant à la simulation. La simulation est en bleu, les données en vert pour un overvoltage de 1.1V et en rouge pour 1.3V.

Il semble bien nécessaire de rajouter un terme constant pour reproduire les données. Le terme constant ajouté sur la figure de droite vaut 0.0035. L'accord entre les données et la simulation est relativement bon, nous retrouvons notamment les angles particuliers ayant une meilleure efficacité, ce qui semble valider l'hypothèse selon laquelle l'efficacité est liée à la distance parcourue dans le scintillateur et à ses zones

mortes. Il faudrait probablement utiliser un modèle de scintillateur plus précis, et comprendre les autres sources d'inefficacité (indépendantes de l'angle) pour obtenir un accord parfait.

Nous pouvons alors expliquer les angles particuliers. Pour certains angles, la particule va passer au même endroit dans les plans successifs. Nous entendons par là que par exemple, si elle passe au milieu d'un scintillateur, elle va également passer au milieu du scintillateur du plan suivant. Dans ce cas là l'efficacité mesurée augmente : en effet si la particule ne passait pas par la zone morte d'un scintillateur sur un plan, elle ne passera pas non plus par les zones mortes des scintillateurs des plans suivants. Inversement, si elle passe par la zone morte d'un scintillateur, elle passera également par la zone morte des scintillateurs des plans suivants, et sa trace ne sera pas reconstruite : les cas où un scintillateur est inefficace à cause de sa zone morte ne sont pas mesurés pour ces angles. De la même façon, les angles passant par le même endroit un plan sur deux ou sur trois auront une meilleure efficacité que les autres.

Il est possible de calculer les angles correspondant à une progression régulière d'un plan à l'autre (table 13.3). Dans cette table, les angles permettant de se déplacer exactement d'un scintillateur après avoir traversé un certain nombre de plans sont listés. Cela signifie qu'après avoir traversé ce nombre de plans, la particule se retrouve à la même position dans un scintillateur. Ces angles correspondent effectivement aux angles donnant une meilleure efficacité sur la figure 13.9.

Nombre de plans	angle (%)
1	43°
2	25°
3	8.8 °
4	6°

TABLE 13.3 – Angles donnant une progression régulière de la particule dans un module.

13.4 Résultats avec les données cosmiques

Nous mesurons ici l'efficacité dans les différentes parties du détecteur, notamment pour savoir si elle est homogène. Nous commençons par l'efficacité moyenne mesurée pour chaque module (table 13.4). Tous les résultats présentés ici correspondent aux données cosmiques, avec un overvoltage de 1.1 V.

Numéro	0	1	2	3	4	5	6
Modules horizontaux	99.15	99.12	99.21	99.17	99.20	99.13	99.18
Modules verticaux	99.12	99.16	99.12	99.07	99.17	99.03	99.19

TABLE 13.4 – Efficacité mesurée pour les différents modules

L'efficacité mesurée est bien homogène entre les différents modules, avec des différences bien inférieures à l'erreur systématique de 0.65% qui est donc peut-être surévaluée. Nous obtenons une excellente efficacité pour les modules, supérieure à 99% pour chacun d'entre eux.

Nous pouvons ensuite mesurer l'efficacité moyenne des scintillateurs dans tout le détecteur, après avoir retiré les voies défectueuses (table 11.1) :

$$\text{Efficacité} = 99.15 \pm 0.65(\text{syst}) \pm 0.017(\text{stat})\%$$

13.5 Résultats avec les données faisceau

Mesure de l'efficacité avec les données faisceau

Nous pouvons également mesurer l'efficacité des scintillateurs pour les interactions provenant de neutrinos du faisceau. Les données utilisées correspondent aux runs faisceau 32 à 34. La mesure est faite de la même manière que pour les données cosmiques, la différence principale vient de la statistique plus faible, ce qui va augmenter l'erreur statistique. Elle reste cependant bien inférieure à l'erreur systématique, comme le montre le résultat de la mesure :

$$\text{Efficacité} = 96.86 \pm 0.65(\text{syst}) \pm 0.03(\text{stat})\%$$

Cette efficacité est bien inférieure à celle mesurée pour les données cosmiques, et les deux mesures ne semblent pas compatibles même en prenant en compte les erreurs.

Comparaison avec les données cosmiques

Le fait de trouver une efficacité inférieure pour les données faisceau par rapport aux données cosmiques ne signifie pas forcément que les deux mesures sont incompatibles. En effet, nous avons vu que l'efficacité dépendait fortement de l'angle fait par la trace de la particule avec l'axe du faisceau (figure 13.5). Or les données cosmiques et faisceau présentent des distributions différentes pour cet angle (voir figure 12.2) : en moyenne l'angle est plus grand pour les données cosmiques, et comme l'efficacité augmente avec cet angle, il n'est pas étonnant de trouver une meilleure efficacité pour les données cosmiques que pour les données du faisceau.

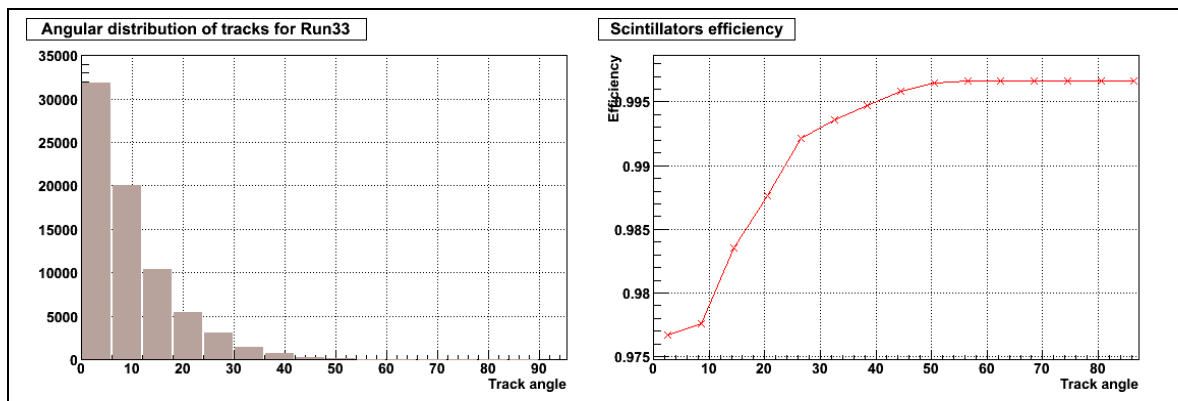


FIGURE 13.10 – Figure de gauche : distribution angulaire des traces reconstruites pour les données faisceau. Figure de droite : Efficacité des scintillateurs pour les données cosmiques en fonction de l'angle.

Nous souhaitons donc vérifier que les deux mesures sont compatibles, en regardant quelle efficacité auraient les données cosmiques si elles avaient la même distribution angulaire que les données du faisceau. Pour cela nous utilisons des intervalles de 6° en angle (pour tenir compte de la résolution angulaire de la reconstruction), et pour chaque intervalle nous mesurons l'efficacité pour les données cosmiques, et le nombre d'évènements du faisceau (figure 13.10). L'efficacité recherchée est obtenue en multipliant les deux distributions :

$$\text{Efficacité extrapolée} = 98.00 \pm 0.65(\text{syst}) \pm 0.05(\text{stat})\%$$

Les deux valeurs deviennent compatibles en supposant que l'erreur systématique est la même pour l'efficacité extrapolée que pour l'efficacité mesurée. Cependant il semble quand même que l'efficacité extrapolée soit supérieure à l'efficacité mesurée dans le faisceau, même si avec les erreurs actuelles il n'est pas possible de l'affirmer. Il y aurait plusieurs raisons pour cela : les cosmiques sont souvent des muons traversant le détecteur en ligne droite, ils sont donc parfaitement adaptés à l'algorithme utilisé ici. Les

données du faisceau ont parfois plusieurs traces, et des clusters de hits autour du vertex, l'algorithme fonctionne sûrement moins bien. Aussi, toutes les traces des données faisceau ne correspondent pas à des muons, il y a également des pions chargés et des protons qui peuvent s'arrêter au milieu du détecteur, ce qui peut être pris à tort pour un cas de scintillateur inefficace. Enfin la différence d'énergie entre les rayons cosmiques et les particules produites par interaction des neutrinos du faisceau joue sans doute aussi.

Nous préférons donc pour les données faisceau l'efficacité extrapolée à partir des mesures faites sur les données cosmiques aux mesures faites directement à partir des données faisceaux.

13.6 Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre l'efficacité des scintillateurs du détecteur INGRID. Le fait que les scintillateurs ne soient pas parfaitement efficaces est interprété comme provenant en particulier de zones mortes dans les scintillateurs. Nous avons mesuré une efficacité assez homogène entre les différents modules du détecteur. L'efficacité mesurée est d'environ 99.0% pour les données cosmiques et 98.0% pour les données faisceau, la différence étant probablement liée aux différences de l'angle que font les particules avec l'axe du faisceau. Nous avons en effet vu que l'efficacité dépendait fortement de cet angle.

Ces études d'efficacité ont été reprises et poursuivies par le groupe de l'université de Kyoto. Ils ont notamment ajusté les dimensions et la forme des scintillateurs dans la simulation Geant4 pour reproduire les résultats d'efficacité en fonction de l'angle présentés ici. Cela signifie que pour la suite, le Monte Carlo pourra être considéré comme reproduisant l'inefficacité observée dans les données.

Chapitre 14

Profil du faisceau de neutrinos muons

14.1 Principe et objectifs

Ce chapitre est consacré au tracé et à l'interprétation du profil du faisceau, dans le plan perpendiculaire à sa direction de propagation. Ce profil est essentiel au vu des objectifs d'INGRID : tout d'abord en interpolant ce profil par une distribution gaussienne, il est possible de mesurer la position de son centre, ce qui permet de déduire l'angle hors-axe. Ensuite, la comparaison du profil mesuré avec celui obtenu par simulation Monte Carlo (JNUBEAM) permettra d'améliorer et de valider cette simulation. Cette simulation permet à notre expérience d'extrapoler les flux mesurés à 280 mètres jusqu'au détecteur lointain.

Nous traçons en réalité deux profils : un pour l'axe x (horizontal) et un pour l'axe y (vertical). Le profil vertical est tracé à l'aide des modules verticaux, et le profil horizontal avec les modules horizontaux. Le profil correspond à la position des interactions. Pour tracer le profil horizontal, un histogramme est rempli avec les coordonnées x de tous les vertex d'interactions ayant eu lieu dans un des modules horizontaux, et le tracé du profil vertical est fait sur le même principe dans l'autre direction.

Dans ce chapitre, nous allons utiliser les mêmes outils informatiques que ceux utilisés dans l'analyse officielle de T2K pour les données 2010a (qui sont celles présentées au chapitre 12). En particulier, l'algorithme de reconstruction des événements sera différent de celui utilisé précédemment. Nous utilisons ici celui du groupe de Kyoto, qui n'utilise pas la méthode de Hough, mais donne des résultats similaires. Le Monte Carlo utilisé est également celui du groupe de Kyoto, présenté dans le chapitre 12.

14.2 Homogénéisation des modules

La méthode de tracé du profil présentée dans le paragraphe précédent ne fonctionne que si tous les modules sont équivalents, c'est à dire si placés dans le même flux de neutrinos, ils observent le même nombre d'interactions. Tous les modules sont construits sur le même modèle, néanmoins certains effets peuvent les rendre non équivalents. Nous allons ici étudier ces effets pour les corriger.

Masse des cibles de fer

La plupart des interactions neutrinos ont lieu dans les plaques de fer des modules. Le nombre d'événements mesuré par chaque module va donc dépendre de la masse de fer présent dans ce module. Il y avait au moment de la construction de ces plaques, une tolérance sur leurs dimensions :

- les dimensions latérales étaient fixées à 1240 ± 0.2 mm
- la précision sur l'épaisseur n'était pas fixée dans le cahier des charges. Les mesures après fabrication donnent pour les plaques de fer une épaisseur de 65 ± 1.4 mm.

La densité de l'alliage peut être considérée comme constante, valant 7850 kg.m^{-3} . Nous pouvons donc déduire de ces variations sur les dimensions des plaques les masses maximale et minimale d'une plaque de fer :

$$\begin{aligned} \text{Masse minimale} &= (65-1.4) \times 10^{-3} \times 1.24 \times 1.24 \times 7850 \text{ kg} = 767.7 \text{ kg} \\ \text{Masse maximale} &= (65+1.4) \times 10^{-3} \times 1.24 \times 1.24 \times 7850 \text{ kg} = 801.5 \text{ kg} \end{aligned}$$

L'amplitude de la variation est de 16.9 kg, ce qui correspond à 2.15% de la masse nominale d'une plaque de fer. La masse totale de fer présente dans chaque module va donc varier (table 6.1).

Il nous faut maintenant déterminer la proportion des interactions ayant lieu dans le fer, par rapport à celles ayant lieu dans les scintillateurs. En première approximation, nous allons considérer qu'elle correspond à la proportion de la masse de fer dans la masse totale du module. Pour la masse de fer, seules les huit premières plaques de fer sur les neufs que comporte le module seront prises en compte : en effet les particules produites par des interactions ayant lieu dans la dernière plaque ne traverse ensuite que deux plans de scintillateurs, et ne sont donc pas reconstruites (il faut au moins 3 plans). Pour la même raison, les deux derniers plans de scintillateurs ne sont pas pris en compte pour calculer la masse de scintillateur. Le premier plan n'est pas considéré non plus, car les interactions produites dans ce plan sont retirées au moment de l'analyse. Il reste finalement 8 plans de 48 scintillateurs. La proportion d'interactions ayant lieu dans le fer est alors :

$$\frac{8 \times 784.5}{8 \times 784.5 + 8 \times 48 \times 1.203 \times 0.05 \times 0.01 \times 1032} = 96.3\%$$

La masse mesurée au moment de la construction des 8 plaques de fer considérées pour chaque module (cette masse est différente de celle de la table 6.1 qui prenait en compte les 9 plaques d'un module), ainsi que la différence par rapport à la masse nominale sont listées dans la table 14.1. Les variations attendues du nombre d'évènements sont calculées à partir de cette différence et de la proportion d'interactions ayant lieu dans le fer.

Module	Masse des 8 plaques de fer (kg)	Variation par rapport à la masse nominale (%)	Variation du nombre d'évènements attendus (%)
0	6334	0.92	0.89
1	6291	0.24	0.23
2	6276	0	0
3	6291	0.24	0.23
4	6280	0.06	0.06
5	6309	0.53	0.51
6	6316	0.64	0.61
7	6255	-0.33	-0.32
8	6277	0.02	0.02
9	6304	0.45	0.43
10	6207	-1.10	-1.06
11	6290	0.22	0.21
12	6206	-1.11	-1.07
13	6215	-0.97	-0.94

TABLE 14.1 – Variations dues à la masse de fer pour les différents modules.

Les corrections sont de l'ordre du pourcent, il faudra en tenir compte par la suite. Pour cela on utilisera la valeur de la colonne de droite de la table 14.1 pour corriger le nombre d'évènements mesuré par chaque module.

La précision sur la mesure de la masse d'une plaque de fer est de 1 kg, ce qui correspond à 0.13% de la masse nominale de la plaque. Ce chiffre de 0.13% sera utilisé comme erreur systématique sur le nombre d'évènements observés provenant de cette correction. Il est probable que cette erreur systématique soit sous-estimée : l'épaisseur des plaques de fer n'est pas uniforme sur toute une plaque, et dans l'analyse

une coupure fiducielle est utilisée, où seules sont conservées les interactions ayant eu lieu au centre de la plaque. Il faudrait donc s'intéresser à la masse de cette partie des plaques de fer, mais il n'est pas possible de la mesurer facilement.

Les différences de masse des scintillateurs ne seront pas corrigées, pour deux raisons principales. Tout d'abord, la proportion d'interactions ayant lieu dans les scintillateurs est très faible (3.7%). Ensuite les variations de masse entre les différents scintillateurs sont faibles, et il y a beaucoup de scintillateurs dans un module, ce qui fait qu'en moyenne nous allons considérer que tous les modules ont à peu près la même masse de scintillateurs.

Bruit

Nous avons vu au moment de la mesure du bruit que le taux de bruit variait fortement d'un module à l'autre (figure 12.25). Cela pourrait créer des différences entre les modules si ce bruit a une influence sur le nombre d'évènements reconstruits. Pour étudier cet effet, nous allons utiliser une simulation Monte Carlo. Les fichiers Monte Carlo utilisés ont été générés par A.Murakami, à l'aide de la version 10c de JNUBEAM (programme de simulation du faisceau de neutrino). Ils comportent 4352981 évènements neutrinos simulés. Nous allons procéder de la façon suivante :

- création d'une simulation du bruit, pour reproduire les mesures du bruit dans les données
- reconstruction des données MC avec et sans ajouter de bruit, en comparant le nombre d'évènements reconstruits dans les deux cas.

Simulation du bruit

La simulation du bruit utilise une probabilité d'avoir un hit de bruit pour chaque voie du détecteur. Le bruit est généré indépendamment pour chaque voie, nous avons donc supposé que le bruit n'était pas corréllé entre les différentes voies. Cela peut être vérifié en regardant l'histogramme du nombre de hits de bruit par cycle (figure 14.1) : si il existe une corrélation entre les différentes voies, une structure avec plusieurs pics devrait apparaître. Or ce n'est pas le cas , et nous allons donc simuler le bruit voie par voie.

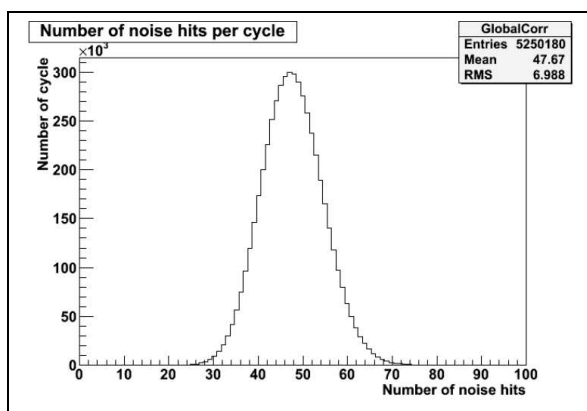


FIGURE 14.1 – Distribution du nombre de hits de bruit par cycle.

La simulation fonctionne de la façon suivante :

- chaque voie a une probabilité d'avoir un hit de bruit, correspondant à la probabilité mesurée dans les données
- le tdc (temps) du hit de bruit est généré avec une probabilité correspondant à la distribution du tdc des hits de bruit dans un cycle (figure 12.26)
- l'énergie du hit est simulée en fonction de son tdc, en utilisant un histogramme en deux dimensions de l'énergie des hits de bruit en fonction du tdc, rempli à l'aide des mesures de bruit dans les données
- si un hit de bruit se produit avant un véritable hit dans une voie, un seul hit est conservé avec un tdc correspondant au hit de bruit. L'énergie du hit conservé est la somme des énergies des deux hits.

- nous ne prenons pas en compte ici l’augmentation de l’énergie des véritables hits due au bruit. Cela nécessiterait une simulation complète du bruit, et n’est pas très utile dans le cas d’INGRID.

Nous comparons ensuite pour chaque module le nombre d’évènements reconstruits sans bruit et en ajoutant du bruit avec la simulation précédente. Les résultats pour une simulation basée sur les mesures de bruit faites sur le run 33 sont présentées dans la table 14.2.

Module	Evènements reconstruits sans bruit	Evènements reconstruits avec bruit	Variation (%)	Taux de bruit (hits par cycle)
0	84171	80649	-4.18	3.72
1	90814	88629	-2.41	2.69
2	94965	93022	-2.05	2.20
3	95115	92626	-2.62	2.60
4	94377	92932	-1.53	1.93
5	90581	88024	-2.82	2.44
6	84204	81496	-3.22	3.61
7	84272	81540	-3.24	3.61
8	90738	88233	-2.76	3.38
9	95169	90800	-4.59	4.87
10	96277	92047	-4.39	4.80
11	94397	90932	-3.67	3.51
12	90182	85316	-5.40	5.57
13	84475	82349	-2.52	2.71
Total	1269737	1228595	-3.24	

TABLE 14.2 – Variations du nombre d’évènements reconstruit à cause du bruit.

A titre de comparaison, le nombre moyen de hits dans une trace reconstruite est de 10.7 (mesure effectuée sur le run 34). Le rapport du nombre de hits de bruit sur le nombre de hits dans une trace varie entre 0.18 et 0.52 selon les modules. Il est donc possible que ces hits de bruit aient une influence sur le nombre d’évènements reconstruits.

Nous pouvons voir sur la table 14.2 que c’est effectivement le cas : ce nombre diminue lorsque le taux de bruit (défini comme précédemment comme le nombre moyen de hits de bruit par cycle) augmente. Cet effet est assez significatif, il peut même dépasser 5%. Il faut donc bien pour tracer le profil corriger les différences de taux de bruit. Il semble y avoir une corrélation entre le taux de bruit et la variation du nombre d’évènements reconstruits. Nous pouvons nous en assurer en traçant l’un en fonction de l’autre (figure 14.2).

Nous voyons une assez bonne relation linéaire entre le taux de bruit et la variation du nombre d’évènements reconstruits, le χ^2 réduit de l’interpolation est inférieur à un. Cette interpolation semble crédible car elle passe par l’origine aux erreurs près. Nous allons utiliser cette relation linéaire pour corriger les effets du bruit sur le nombre d’évènements, il faut donc s’assurer qu’elle est fiable. La simulation utilisait le résultat des mesures de bruit pendant le run 33. L’étude peut être refaite en utilisant les mesures de bruit correspondant aux runs 32 et 34, et comparer les valeurs obtenues pour le coefficient de la relation linéaire (figure 14.3).

Les trois coefficients obtenues sont compatibles. Les valeurs sont très proches pour les runs 33 et 34, un peu plus différente pour le run 32, mais en accord en prenant en compte l’erreur sur l’interpolation.

Corrections et erreur systématique

Nous allons corriger le nombre d’évènements mesuré par chaque module en utilisant la relation linéaire trouvée précédemment. Cette correction sera faite pour chaque module et chaque période de temps pour

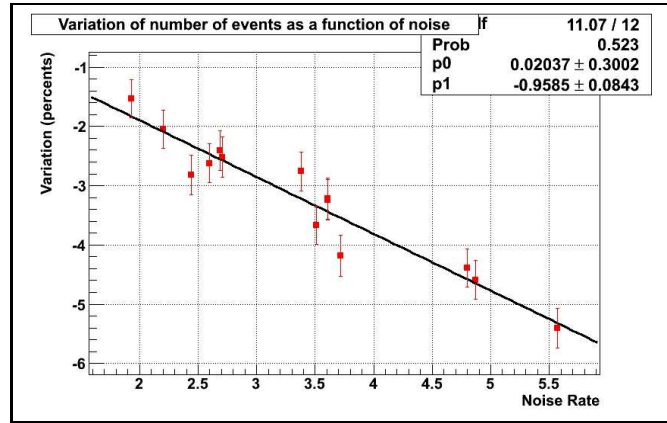


FIGURE 14.2 – Variation du nombre d'évènements reconstruits en fonction du taux de bruit. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique.

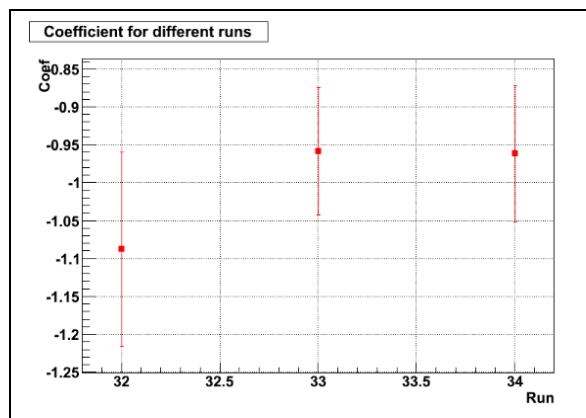


FIGURE 14.3 – Coefficient de proportionnalité entre le taux de bruit et la variation du nombre d'évènements reconstruits, en utilisant pour la simulation du bruit les mesures faites lors de différents runs.

laquelle le profil est tracé. Le taux de bruit moyen sur cette période de temps est mesuré pour en déduire le facteur de correction avec la relation :

$$\text{Variation du nombre d'évènements reconstruits (\%)} = -0.9585 \times \langle \text{taux de bruit moyen (hits par cycles)} \rangle$$

Nous allons considérer deux source d'erreurs systématiques sur le nombre d'évènements mesurés provenant de cette correction. Il y a tout d'abord l'erreur sur l'interpolation : pour cela, l'erreur sur le paramètre donnée par l'interpolation est multipliée par le taux de bruit le plus élevé mesuré sur les différents modules pendant les runs 31 à 34.

Seul le taux de bruit moyen est considéré ici, mais nous avons vu précédemment que le bruit variait au cours du temps, notamment sous l'influence de la température. Pour prendre cela en compte, chaque run est séparé en périodes de temps plus petites, et le taux de bruit moyen est mesuré sur chacune de ces périodes. L'erreur systématique est obtenue en prenant la plus grande variation observée par rapport au taux de bruit moyen, et en la multipliant par le coefficient de la relation linéaire précédente. Pour cette erreur, les modules horizontaux et verticaux sont traités séparément : la température varie moins pour les modules horizontaux que pour les modules verticaux, ce qui entraîne de moins grandes variations du taux de bruit. Comme les profils sont tracés séparément pour ces deux groupes de modules, il est possible d'utiliser une erreur systématique différente. Les deux sources d'erreur systématique sont ajoutées en quadratures car elles sont indépendantes, et finalement :

Erreur systématique pour les modules horizontaux : 0.5%

Erreur systématique pour les modules verticaux : 0.7%

Efficacité des scintillateurs

Une différence d'efficacité entre les modules pourrait comme dans le cas du bruit provoquer des différences sur le nombre d'évènements reconstruits. Cependant, nous avons vu (figure 13.4) que l'efficacité était homogène entre les différents modules, il n'y a donc pas besoin de corrections supplémentaires. L'inefficacité des scintillateurs est reproduite dans le Monte Carlo par ajustement de la forme des scintillateurs comme expliqué à la fin du chapitre précédent, il ne sera pas non plus nécessaire de rajouter de corrections supplémentaires pour l'inefficacité au moment de comparer les profils simulés et mesurés.

14.3 Nombre d'évènements neutrinos muons reconstruits

L'étude du profil peut être séparée en deux parties : le nombre total d'évènements neutrinos reconstruits, qui correspond à l'intégrale du profil, et leur répartition géométrique, qui correspond à la forme du profil dans le plan transverse du faisceau. Nous allons dans cette partie nous intéresser au nombre d'évènements reconstruits dans les données, et le comparer au nombre d'évènements attendu dans nos détecteurs à partir d'une simulation Monte Carlo pour le faisceau.

Nombre d'évènements mesuré dans les données

Les données considérées sont les *données faisceau* présentées dans le chapitre 12. La quantité à mesurer est le taux d'évènements, que l'on définit comme le nombre d'évènements reconstruits dans INGRID ayant passés les différentes sélections, normalisé par le nombre de protons envoyés sur la cible (noté "POT", pour Protons On Target).

Critères de sélection

Comme expliqué au début du chapitre, l'algorithme de reconstruction utilisé est celui développé initialement par le groupe de l'université de Kyoto. Pour conserver un évènement reconstruit, il doit vérifier les conditions suivantes :

- le nombre de plans activés possédant un hit sur chacune des projections doit être au moins 3. L'énergie moyenne déposée sur les plans activés doit être supérieure à 6.5 p.e. Cela permet d'éliminer les évènements créés par le bruit électronique du détecteur.
- Les traces reconstruites sur les deux projections doivent être compatibles, ce qui signifie que leurs points de départ ne doivent pas être séparés de plus d'un plan de tracking. Cette opération est appelée "Track Matching".
- Une coupure fiducielle est utilisée pour retirer les évènements provenant d'interactions à l'extérieur des modules INGRID. Pour que l'évènement passe cette coupure, le point de départ de la trace reconstruite doit être situé à plus de 10 cm des bords du module.
- Dans le même but, les évènements dont l'origine de la trace reconstruite est situé dans l'un des plans vétos entourant le module, ou dans le premier plan de tracking du module sont retirés. En effet ce type d'évènements correspond à des particules chargées provenant de l'extérieur du module.

L'influence de ces coupures sur le nombre d'évènements reconstruits sera étudiée au moment de l'étude de l'erreur systématique.

Taux d'évènements mesuré dans les données

Le taux d'évènements pour un intervalle donné est obtenu en divisant le nombre d'évènements ayant passé les sélections précédentes par le nombre de protons envoyés sur la cible. La figure 14.4 présente les résultats par intervalles de 10^5 secondes (un peu plus d'une journée) pour la période correspondant aux runs faisceaux 29 à 34. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique.

Nous pouvons constater que ce taux d'évènement est relativement stable, ce qui confirme le bon fonctionnement et la bonne stabilité du détecteur et de l'accélérateur. Les seules variations significatives

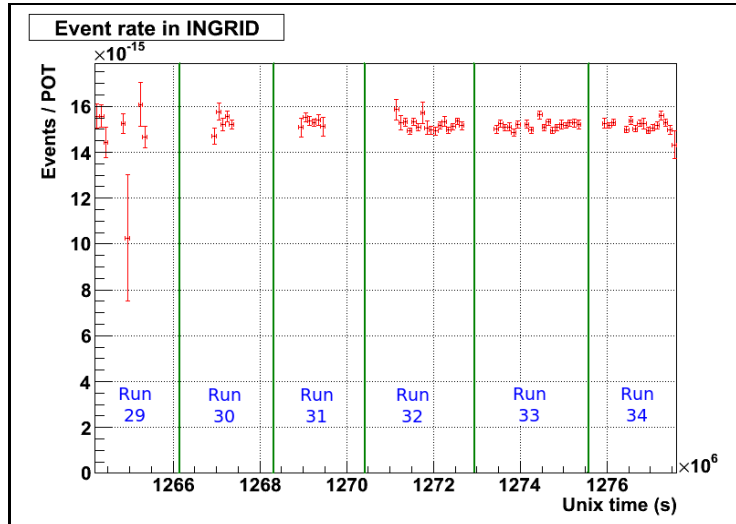


FIGURE 14.4 – Taux d'évènements en fonction du temps pour les runs faisceau 29 à 34. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique.

se produisent pendant le run 29, au moment des premières prises de données, où la statistique était assez faible. Le taux moyen mesuré est de 1.52 évènements pour 10^{14} POT. Nous allons maintenant vérifier si ces résultats correspondent à ce que l'on attendait au niveau des simulations.

Simulation Monte Carlo

La simulation Monte Carlo se décompose en trois parties : il y a tout d'abord la simulation du faisceau de neutrinos et d'antineutrinos muons, qui fournit le flux de neutrinos traversant le détecteur en fonction du nombre de POT. Ce flux de neutrinos est ensuite converti en interactions dans les modules d'INGRID. La dernière étape consiste à déterminer quelles interactions sont reconstruites, et passent les coupures pour arriver au nombre final d'évènements reconstruits. Nous allons nous intéresser successivement à ces trois parties.

Simulation du flux de neutrino à l'aide de JNUBEAM

Cette première étape consiste à simuler les particules produites par collisions de protons sur la cible de graphite, puis leurs désintégrations dans le tunnel pour obtenir le flux de neutrinos traversant les détecteurs. Cette simulation est réalisée par le groupe "faisceau" de T2K, au travers d'un logiciel appelé JNUBEAM. C'est une simulation complexe, constamment améliorée, ce qui se traduit par l'existence de différentes versions. Nous allons ici utiliser la version 10d (quatrième version de l'année 2010).

Le groupe faisceau fournit pour chaque détecteur un ensemble de fichiers officiels de flux de neutrinos, reproduisant au mieux les conditions des prises de données. Nous pouvons également utiliser directement JNUBEAM, pour étudier l'influence des paramètres libres de la simulation. Il faut alors, pour obtenir une simulation précise du flux de neutrinos, effectuer un certain nombre d'ajustements. Le modèle de production hadronique utilisé est le premier paramètre à vérifier, car il influe fortement sur le flux résultant. JNUBEAM utilise par défaut gFluka, alors que la distribution officielle est produite en utilisant fluka2008, un modèle reproduisant plus précisément les résultats d'expériences récentes. Il faut donc corriger les défauts de gFluka en rééquilibrant les fichiers obtenus avec JNUBEAM. Cela peut être fait en construisant des histogrammes mesurant le rapport du flux de neutrinos de la distribution officielle, avec celui obtenu à l'aide de JNUBEAM, en fonction de la position et de l'énergie des neutrinos. Un tel histogramme est présenté en figure 14.5.

Les écarts significatifs avec l'unité se produisent surtout pour des énergies supérieures à 4GeV. Cela provient du manque de statistiques à ces énergies : la statistique fournie dans la distribution officielle,

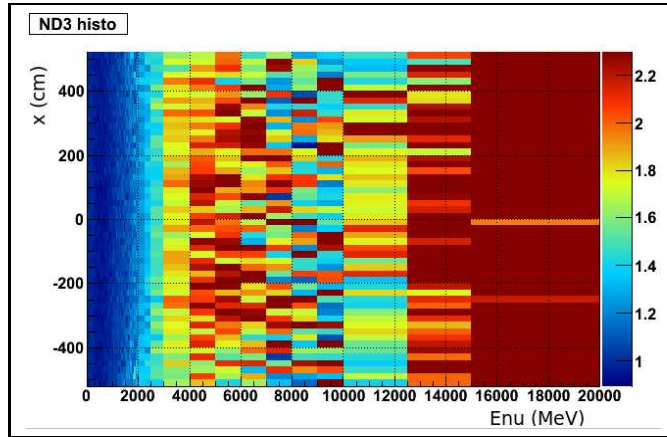


FIGURE 14.5 – Rapport des flux de neutrinos obtenu avec gFluka et fluka2008 en fonction de la position en X dans le plan transverse et de l'énergie des neutrinos.

où le flux de neutrinos à haute énergie est faible, limite la précision dans ce domaine. Pour limiter ce problème, nous avons choisi d'utiliser des intervalles de plus en plus grands lorsque l'énergie augmentait. Le rééquilibrage à l'aide de cet histogramme ne sera donc pas parfait, des différences avec la distribution officielle devraient subsister. Cette méthode sera néanmoins utilisée et l'importance de ce rééquilibrage est visible sur la figure 14.6, où sont comparés les profils obtenus avec jnubeam et avec la distribution officielle, avec et sans rééquilibrage.

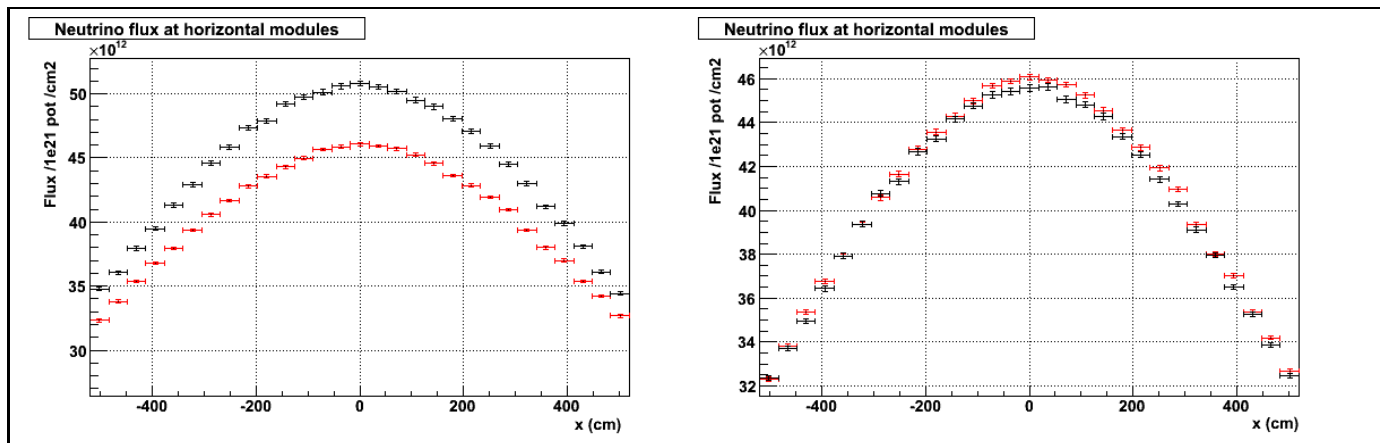


FIGURE 14.6 – Flux de neutrinos au niveau des modules horizontaux donné par la distribution officielle (en rouge) et obtenu avec JNUBEAM (en noir). La figure de droite montre le résultat obtenu après rééquilibrage.

L'accord est bien meilleur après rééquilibrage, même si il reste certaines différences comme attendu. Il semble donc préférable d'utiliser les distributions officielles pour calculer le nombre d'évènements attendus et le comparer aux données. JNUBEAM ne sera utilisé directement que pour évaluer l'influence de certains paramètres, c'est à dire pour mesurer des variations du nombre d'évènements, et non pas un nombre absolu d'évènements qui pourrait être biaisé par ces différences.

Un second ajustement est ensuite nécessaire, y compris pour les flux provenant des distributions officielles. En effet, pour améliorer la simulation du faisceau, T2K collabore avec l'expérience NA61 du CERN. Dans cette expérience, un faisceau de protons de 30 GeV est envoyé sur une cible en carbone, produisant

des particules chargées, pions et kaons essentiellement, détectées et identifiées en aval de la cible. Une comparaison est ensuite effectuée avec la simulation, pour corriger les écarts éventuels. Ce second rééquilibrage est effectué de la même façon que le précédent, à l'aide d'histogrammes fournissant un facteur de correction en fonction de l'énergie et de la position des neutrinos. Nous utiliserons cette correction par la suite.

Interactions des neutrinos muons

Nous pouvons désormais connaître le flux de neutrinos traversant notre détecteur, que nous allons chercher à convertir en nombre d'interactions. Nous pouvons pour cela utiliser un générateur d'interaction neutrinos, NEUT. Ce dernier fournit à partir de fichiers de flux neutrinos un ensemble d'interactions qui pourront ensuite être utilisées dans une simulation de type Geant4 pour créer un évènement complet. Cette méthode sera utilisée pour évaluer la reconstruction des évènements notamment. Néanmoins, cette méthode consomme beaucoup de ressources informatiques, ce qui limite la statistique obtenue. De plus, ce générateur ne peut pas facilement être utilisé à l'extérieur du centre de calcul de Kamioka. Nous allons donc utiliser ici une autre méthode pour calculer le nombre d'interactions.

Cette méthode est inspirée de celle développée par le groupe de l'Université de Kyoto. Elle utilise des tables de section efficace pour calculer le nombre d'interactions à partir d'un flux de neutrinos. Un exemple d'une telle table est présenté en figure 14.7. Les sections efficaces sont données par nucléon et en unités de surface. Le nombre n d'interactions dans une plaque de fer est alors donné par la formule :

$$n = \frac{l \times \rho \times N_A \times n_{Fe}}{M_{Fe}} \times \sigma \quad (14.1)$$

où :

- l est l'épaisseur de la plaque de fer
- ρ sa masse volumique
- N_A le nombre d'Avogadro
- n_{Fe} le nombre de nucléons par atome de fer (nombre de masse)
- M_{Fe} est la masse atomique du fer
- σ est la section efficace d'interaction

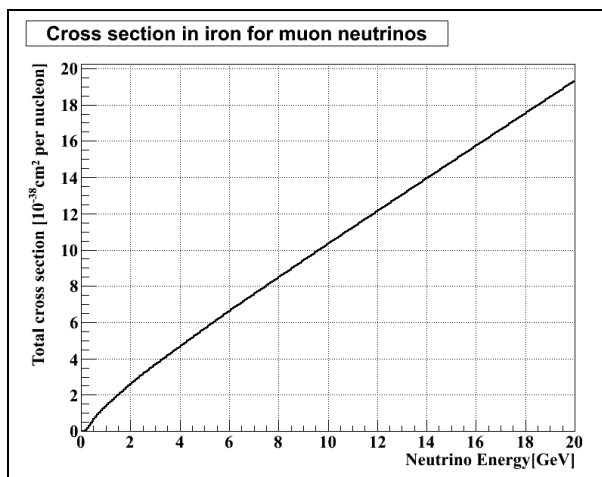


FIGURE 14.7 – Section efficace d'interaction des neutrinos muons dans le fer.

Il faudrait en principe considérer tous les éléments entrant dans la composition d'une plaque. Nous avons en effet considéré ici que la plaque ne contenait que du fer, alors qu'elle est en fait constituée d'acier. Néanmoins, en refaisant le calcul en utilisant les proportions maximales d'autres éléments présents dans l'alliage (la composition exacte de l'alliage n'est pas connue, seule des valeurs maximales des différents éléments le sont), le nombre d'interactions obtenu est identique jusqu'au quatrième chiffre significatif. Cette formule semble donc être une bonne approximation et sera utilisée par la suite.

Une formule similaire peut être employée pour les interactions se produisant dans un plan de scintillateurs, en remplaçant le fer par du carbone. Pour obtenir le nombre total d'interactions se produisant dans un module, il nous faut maintenant calculer le nombre de plaques de fer et de scintillateurs présents dans le volume fiduciel. Comme expliqué au moment du calcul des corrections dues aux masses des plaques de fer, ce volume est constitué de huit plans de scintillateurs et huit plaques de fer, car seules les traces passant par au moins trois plans de tracking sont reconstruites.

Efficacité de reconstruction

Les étapes précédentes nous ont permis de connaître le nombre d'interactions en fonction du nombre de POT. Il nous reste maintenant à déterminer la proportion de ces interactions qui seront reconstruites, et qui passeront les différentes coupures pour donner des événements dans les modules d'INGRID. Nous allons calculer cette efficacité de reconstruction en utilisant la simulation Monte Carlo complète : les interactions obtenues à l'aide du générateur NEUT sont propagées dans le détecteur avec une simulation Geant4. Nous obtenons ainsi des événements, qui sont ensuite reconstruits à l'aide de l'algorithme de reconstruction utilisé pour les données, en appliquant les mêmes coupures. Nous obtenons alors la proportion d'interactions qui ont été reconstruites en fonction de l'énergie du neutrino incident (figure 14.8).

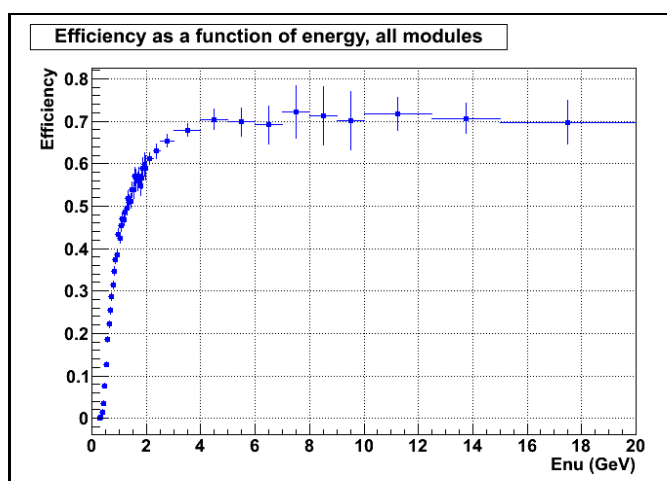


FIGURE 14.8 – Efficacité de reconstruction en fonction de l'énergie du neutrino.

Le flux de neutrinos utilisé provient de la distribution officielle, ce qui crée comme précédemment un problème de statistique à haute énergie. Malgré l'utilisation d'intervalles de tailles variables, l'erreur statistique est de nouveau importante à haute énergie. Ce problème ne devrait pas trop affecter les résultats, car l'efficacité augmente avec l'énergie jusqu'à environ 4 GeV, puis atteint un palier correspondant à une efficacité d'environ 0.7.

Il suffit finalement de multiplier le nombre d'interactions obtenu dans l'étape précédente par l'efficacité de tracking à l'énergie correspondante pour obtenir le nombre final d'événements dans INGRID. C'est ce nombre qui sera comparé aux données.

Validité de la méthode utilisant les tables de section efficace

Nous avons substitué au générateur d'interactions neutrino avec un Monte Carlo complet une méthode utilisant des tables de sections efficaces. Si cette méthode paraît correcte dans son principe, sous réserve que la statistique utilisée pour calculer l'efficacité de reconstruction soit suffisante, il convient d'en étudier la précision. Pour s'assurer de la validité de la méthode, nous pouvons comparer les profils des événements reconstruits dans les modules horizontaux obtenus avec les deux méthodes (figure 14.9).

Il y a sur cette figure des trous dans le profil obtenu avec le Monte Carlo complet. Ils proviennent en fait de la simulation Geant4 qui ne produit des événements que là où il y a effectivement des modules, et pas dans l'espace entre deux modules. L'erreur statistique est assez importante sur le profil obtenu à

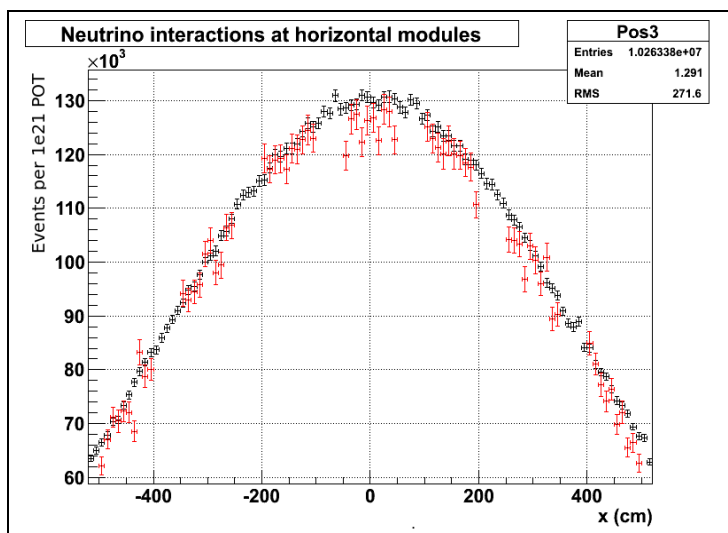


FIGURE 14.9 – Profil au niveau des modules horizontaux, obtenu avec le Monte Carlo complet (rouge), et la méthode utilisant les tables de sections efficaces (noir). Les barres d’erreur correspondent à l’erreur statistique.

l’aide du Monte Carlo complet. Le fait que l’on puisse générer un grand nombre d’évènements avec l’autre méthode est l’une des raisons pour lesquelles nous avons préféré utiliser cette méthode. Elle semble donner des résultats compatibles avec ceux obtenus en utilisant la simulation Monte Carlo complète.

La principale différence entre les deux profils est située au niveau du module central (zone de -50 à 50 cm), où le Monte Carlo complet est inférieur à l’autre méthode. Cela ne posera pas de problèmes au moment de la détermination du centre du faisceau, car pour l’interpolation par une fonction gaussienne la partie importante est constituée des modules périphériques, où la quantité d’évènements varie rapidement avec la position. Cela semble plus problématique pour le calcul du nombre total d’évènements, qui est l’intégrale de la distribution.

Le profil obtenu avec le Monte Carlo complet souffre d’erreurs statistiques importantes, qui le rendent moins régulier que le profil obtenu avec la méthode utilisant les tables de section efficace. Il semble donc préférable d’utiliser cette dernière méthode dans le cadre de cette thèse.

Erreurs systématiques

Nous allons chercher dans cette partie à calculer les erreurs systématiques pour la comparaison du taux d’évènements entre les données et la simulation Monte Carlo.

Courant des cornes

Les cornes servent à focaliser les particules produites (pions, kaons) par collisions de protons sur la cible de graphite. Elles permettent de sélectionner les neutrinos par rapport aux anti-neutrinos, et leur utilisation augmente le flux de neutrinos qui traversent le détecteur INGRID. Comme expliqué au moment de la présentation de la ligne de faisceau neutrino, l’effet de focalisation du faisceau dépend du courant qui traverse les cornes. La valeur nominale de ce courant était de 250 kA pour les runs 29 à 34. Il y a eu cependant des variations pendant la prise de données, qui sont visibles sur la figure 14.10.

Le courant de la première corne varie sur une plage d’environ 2 kA. Pour reproduire cet effet dans la distribution officielle le courant des cornes est fixé à sa valeur moyenne mesurée pendant les runs 29 à 34. Cette méthode sera valable si le flux de neutrinos dépend linéairement du courant des cornes, au moins dans le domaine de variation de courant considéré.

Nous allons chercher à mesurer l’effet d’une variation du courant traversant la première corne sur le taux d’évènements dans INGRID. Pour cela les flux de neutrinos pour différentes valeurs de ce courant

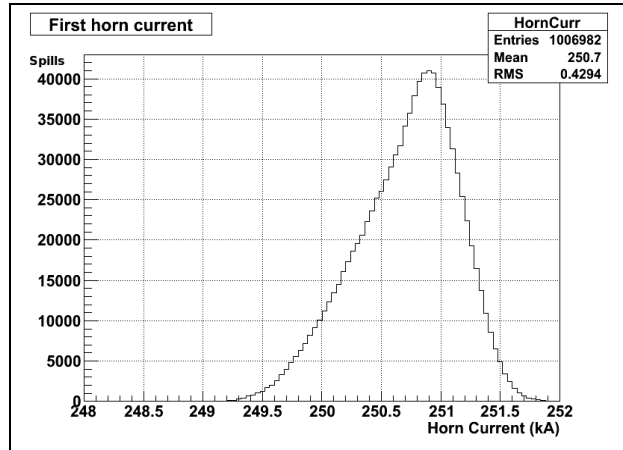


FIGURE 14.10 – Distribution du courant alimentant la première corne pour les tirs de faisceau des runs 29 à 34.

sont simulés à l’aide de JNUBEAM, puis la méthode utilisant les tables de sections efficaces est utilisée pour calculer le taux d’évènements. Le résultat est présenté en figure 14.11.

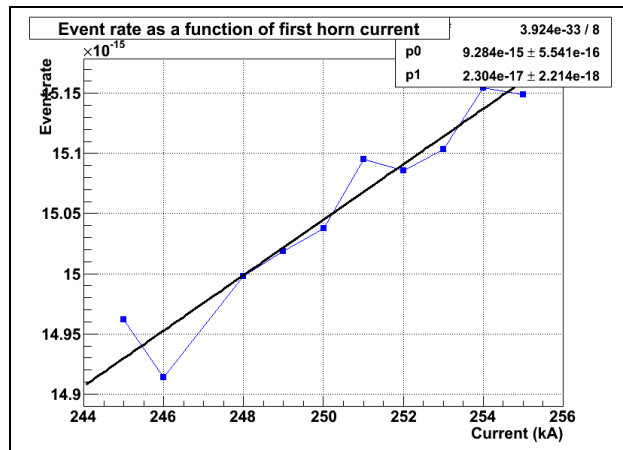


FIGURE 14.11 – Taux d’évènement dans le détecteur INGRID en fonction du courant alimentant la première corne. En noir la droite obtenue par interpolation linéaire.

Le taux d’évènements semble bien varier linéairement avec le courant alimentant la première corne, ce qui valide la méthode consistant à prendre la valeur moyenne de ce courant pour les simulations. La variation obtenue par interpolation linéaire est de 2.3×10^{-17} évènements par POT et par kA. Une variation de l’ordre de 2 kA comme observée sur la figure 14.10 pour les runs 29 à 34 produirait alors une variation du taux d’évènement de l’ordre de 0.3% du taux nominal à 250 kA.

Nous pouvons donc considérer que la simulation reproduit correctement les effets dus aux variations de courant dans les cornes en prenant la valeur moyenne des courants pendant la période de prise de données, et nous ne conserverons pas d’erreur systématique due à ces variations.

Volume fiduciel d’un module

Nous allons à présent étudier les effets de la coupure fiducielle dans la reconstruction : les évènements dont l’origine de la trace reconstruite est située à moins de 10 cm du bord du module ne sont pas conservés. Nous voulons vérifier que la simulation reproduit correctement les variations observées dans les données

lors d'un changement de ce volume fiduciel. Nous allons considérer de petites variations, proches du volume fiduciel nominal.

L'algorithme de reconstruction donne la position du vertex avec une précision de la dimension d'un scintillateur (il indique le scintillateur dans lequel est situé ce vertex). En conséquence, les variations de la taille du volume fiduciel ne pourront pas être plus petites que la dimension d'un scintillateur. La stratégie employée est illustrée sur la figure 14.12.

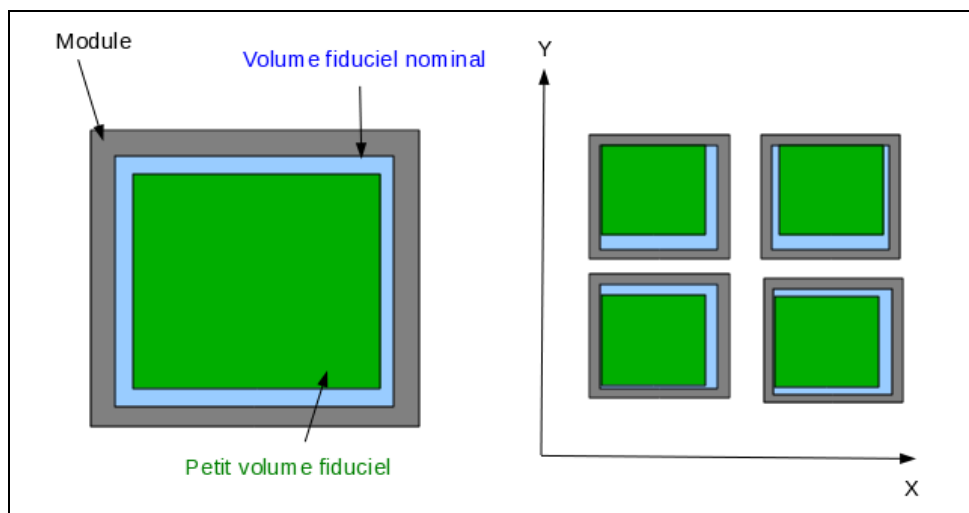


FIGURE 14.12 – Figure de gauche : définition des volumes fiduciels. Figure de droite : 4 des 9 positions possibles pour le nouveau volume fiduciel à l'intérieur du volume fiduciel standard.

Un nouveau volume fiduciel, plus petit que le volume nominal, est défini en enlevant un scintillateur supplémentaire sur chaque bord du module. Ce nouveau volume fiduciel est ensuite placé à différentes positions à l'intérieur de l'ancien. Pour chacune des neuf positions possibles les variations du nombre d'évènements reconstruits dans les données et dans le Monte Carlo sont mesurées. Les résultats sont présentés dans la table 14.3, où la référence est le nombre d'évènements observés avec le volume fiduciel standard, fixé à 100. Les volumes 1 à 9 correspondent aux différentes positions du petit volume fiduciel dans le volume nominal.

Volume Fiduciel	Données	Simulation
Nominal	100	100
1	81.8	81.7
2	82.1	81.9
3	82.1	81.9
4	81.9	81.8
5	82.2	82.0
6	82.2	82.0
7	81.7	81.7
8	82.0	81.9
9	82.1	81.8

TABLE 14.3 – Nombre d'évènements reconstruits en fonction du volume fiduciel

Dans l'ensemble, les variations observées dans la simulation reproduisent bien celles qui sont observées dans les données. La différence la plus importante observée est de 0.3, ce qui correspond à une différence

d'environ 0.4%. Cette valeur sera prise comme erreur systématique provenant de la coupure fiducielle.

Un point à remarquer est que le nombre d'évènements n'évolue pas linéairement avec le volume fiduciel : le petit volume fiducielle représente 81% du volume nominal, et le nombre d'évènements reconstruits dans ce volume correspond à 82% de celui du volume nominal. Il est donc important de prendre des variations de volume aussi petites que possible pour calculer cette erreur systématique.

Efficacité des scintillateurs

Comme expliqué dans le chapitre consacré à l'étude de l'efficacité des scintillateurs, la forme des scintillateurs utilisés dans le Monte Carlo a été ajustée par le groupe de l'université de Kyoto pour reproduire les courbes d'efficacité mesurées dans les données. L'erreur sur cet ajustement est d'environ 1%.

Cet ajustement est également fait à partir des mesures d'efficacité présentées au chapitre précédent. Nous avons alors conclu que l'erreur sur ces mesures était de 0.70%. En considérant ces deux sources d'erreur comme non corrélées, l'erreur sur l'efficacité des scintillateurs dans le Monte Carlo est de 1.22%.

Par une étude sur cette simulation, M. Otani de l'université de Kyoto a montré qu'une augmentation de 1% de l'inefficacité des scintillateurs entraînait une diminution de 1.6% du nombre d'évènements reconstruits. L'erreur systématique due à l'inefficacité des scintillateurs obtenue est alors de l'ordre de 2%.

Appariement des traces

Les traces sont reconstruites séparément dans les plans (x,z) et (y,z), puis ensuite combinées pour fournir une unique trace en trois dimensions. Comme expliqué en début de partie, les traces ne sont appariées que si les points de départ des traces dans les deux projections ne sont pas distants de plus d'un plan de tracking, pour s'assurer qu'il s'agit bien des deux projections de la trace réelle d'une particule.

Nous souhaitons ici évaluer l'effet de cette coupure. Nous allons pour cela procéder de la même façon que pour la coupure fiducielle, en regardant si des variations sur cette coupure produisent les mêmes effets dans les données et la simulation. Définissons tout d'abord la différence D comme le plan de départ de la trace dans les scintillateurs verticaux (coordonnée x) moins le plan de départ de la trace dans les scintillateurs horizontaux (coordonnée y). La coupure standard est alors $-1 \leq D \leq 1$. L'évolution du nombre d'évènements reconstruits dans les données et la simulation lorsque cette coupure varie est présentée dans la table 14.4.

Coupure	Données run 33	Simulation sans bruit	Simulation bruit défaut	Simulation bruit run 33
Nominal	100	100	100	100
$-1 \leq D \leq 0$	90.0	92.5	91.9	91.8
$0 \leq D \leq 1$	92.6	91.4	91.5	90.9
$-2 \leq D \leq 1$	102	102.1	102.2	102.9
$-1 \leq D \leq 2$	102.3	101.4	101.7	102.3
$-2 \leq D \leq 2$	104.3	103.5	103.9	105.2

TABLE 14.4 – Nombre d'évènements reconstruits en fonction de la coupure d'appariement.

Comme dans le cas de la coupure fiducielle, le nombre d'évènements reconstruits a été normalisé par rapport au cas de la coupure standard, pour lequel ce nombre est fixé à 100. Trois versions différentes de la simulation sont ici utilisées. Il s'agit en fait des mêmes évènements, auxquels un bruit électronique différent dans chaque cas a été ajouté, pour vérifier l'influence du bruit sur cette coupure. Dans un premier cas, aucun bruit n'est ajouté, l'évènement est utilisé tel qu'il sort de la simulation Geant4. Dans un second cas, le bruit par défaut de la simulation Monte Carlo est utilisé. C'est un modèle de bruit développé par le groupe de Kyoto pour reproduire le bruit produit par un MPPC en modélisant son fonctionnement. Enfin, le dernier modèle utilisé est le générateur de bruit présenté dans cette thèse. Le générateur utilise les mesures de bruit effectuées sur les données du run 33 comme modèle, et les résultats sont comparés

aux données de ce même run. Il apparaît sur le tableau des résultats que le bruit a un véritable impact sur cette coupure. Elle est l’une des raisons pour lesquelles le nombre d’évènements reconstruits diminue lorsque le bruit électronique augmente.

Il semble également qu’aucun modèle de bruit ne reproduise les variations observées dans les données. En particulier, une asymétrie entre les cas $D \leq 0$ et $D \geq 0$ est observée. Cette asymétrie est observée dans des directions opposées entre les données et la simulation : dans le cas de la simulation, il y a un peu plus d’évènements $D \leq 0$ que d’évènements $D \geq 0$, alors que dans le cas des données il y a nettement plus d’évènements $D \geq 0$ que d’évènements $D \leq 0$. Ceci est confirmé par les distributions de D dans les deux cas (figure 14.13).

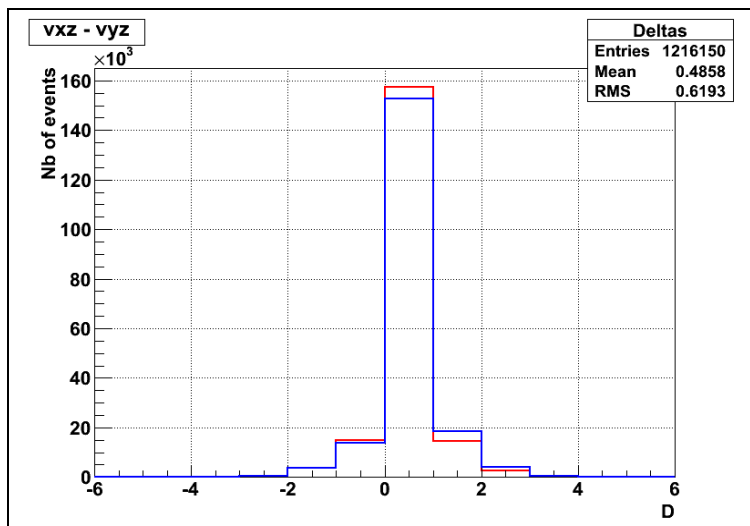


FIGURE 14.13 – Distribution de D pour les données (en bleu) et pour la simulation Monte Carlo (en rouge).

Il devrait y avoir plus d’évènements avec $D \geq 0$ que d’évènements $D \leq 0$. En effet, un plan de tracking correspond à un plan de scintillateurs verticaux et un plan de scintillateurs horizontaux collés ensemble. Le faisceau de neutrino rencontre d’abord le plan de scintillateurs horizontaux, ce qui signifie que dans le cas où l’interaction a lieu dans le plan vertical, ce qui se produit dans 1.85% des cas d’après le calcul présenté en début de chapitre, il y aura un hit dans le plan de scintillateurs verticaux, mais pas dans le plan de scintillateurs horizontaux, et donc $D=1$. Ceci expliquerait ce qui est observé dans les données, même si l’effet visible dans la table 14.4 est plus important que cette valeur de 1.85%.

Après vérification, il s’avère que les plans verticaux et horizontaux sont placés dans le bon ordre dans la simulation. Nous observons donc ici une véritable différence entre la simulation et les données, pour laquelle il faut ajouter une erreur systématique. Cette erreur correspond à la plus grande différence observée entre données et simulation, pour la simulation utilisée (avec le générateur de bruit), soit 1.96% que nous arrondirons à 2% pour la suite.

Cette différence entre simulation et données pose la question des corrections dues au bruit électronique dans le détecteur. En effet, la variation du nombre d’évènements imputable au bruit a été calculée en mesurant dans la simulation les effets du bruit. Une des raisons pour lesquelles ce nombre d’évènements varie avec le bruit est la coupure d’appariement, et ces résultats montrent que pour cette coupure la simulation ne reproduit pas les données. Il a donc été décidé de ne pas utiliser ces corrections tant que la différence observée dans le Monte Carlo n’aurait pas été comprise.

Autres erreurs systématiques

Nous avons étudié les sources principales d’erreurs systématiques. D’autres sources d’erreurs, donnant de faibles erreurs, ont été étudiées dans le groupe de travail INGRID pour l’analyse 2010a. Il s’agit

en particulier des erreurs liées à la sélection temporelle des événements, ainsi que par la méthode des plans actifs présentée précédemment. Une autre source d'erreur est la contamination des données par des événements de bruit de fond (autres particules, muons provenant d'interactions à l'extérieur des modules), qui a été étudiée par simulation Monte Carlo. Ces sources d'erreur seront ajoutées aux erreurs présentées ici pour obtenir l'erreur systématique totale.

Bilan des erreurs systématiques

Les différentes sources d'erreur systématique sont résumées dans la table 14.5. Elles sont considérées non corrélées, et donc ajoutées en quadrature pour obtenir l'erreur systématique finale.

Objet	Erreur (%)
Volume fiduciel	0.4
Efficacité des scintillateurs	2.0
Appariement	2.0
Sélection	0.1
Bruit de fond	0.2
Masse des plaques de fer	0.1
TOTAL	2.8

TABLE 14.5 – Bilan des erreurs systématiques sur le nombre d'événements reconstruits dans le détecteur INGRID.

Il faut noter que ces erreurs correspondent uniquement à la partie détecteur. Il y aurait également une erreur au niveau du Monte Carlo, sur le flux de neutrinos et sur les sections efficaces d'interaction, ce qui entraîne une erreur sur la prédiction du nombre d'interactions se produisant dans le détecteur. Ces erreurs sont étudiées par d'autres groupes de travail de l'expérience. En particulier, le groupe de travail faisceau qui développe la simulation du faisceau de neutrinos peut utiliser les résultats d'INGRID utilisant les erreurs systématiques du tableau 14.5 pour améliorer cette simulation.

Comparaison avec les données

Nous pouvons désormais calculer par simulation le taux d'événements attendu. Ce taux va être comparé au taux mesuré dans les données, en prenant en compte les erreurs systématiques calculées précédemment. Le résultat est présenté en figure 14.14.

Cette figure est similaire à la figure 14.4 à laquelle les prédictions de la simulation ont été ajoutées. Chaque intervalle correspond à une période de 10^5 secondes. Pour la plupart de ces intervalles, les données sont situées au dessus de la valeur prédite par la simulation, mais restent dans le domaine permis par l'erreur systématique. Sur l'ensemble de la période, le taux d'événements mesuré dans les données est de 1.52×10^{-14} POT⁻¹, alors que la simulation prédit 1.45×10^{-14} POT⁻¹ avec une erreur systématique de 0.04×10^{-14} . Les deux valeurs ne sont donc pas compatibles dans la limite des erreurs systématiques.

Il semble que le taux d'événements mesuré avec les données soit systématiquement supérieur à celui prédit par simulation. La simulation du faisceau de neutrinos est une opération complexe. Les différents ajustements dus au modèle hadronique, et aux comparaisons avec les résultats de l'expérience NA61 ont permis de réduire les différences entre données et simulation, mais l'accord n'est pas encore parfait. Une nouvelle série de résultats de l'expérience NA61, notamment obtenus en utilisant une réplique de la cible utilisée dans T2K devrait permettre de réduire la différence.

Au niveau d'INGRID, il semble qu'il faille faire un effort supplémentaire pour réduire les erreurs systématiques, et ainsi pouvoir mesurer plus précisément les différences entre les prédictions et les données. Dans la table 14.14, deux erreurs importantes apparaissent : l'appariement des traces et l'efficacité des scintillateurs. Une meilleure compréhension de la simulation Geant4 devrait permettre de réduire la première. Le groupe de travail INGRID envisage de changer de simulation pour la prochaine période d'analyse, en

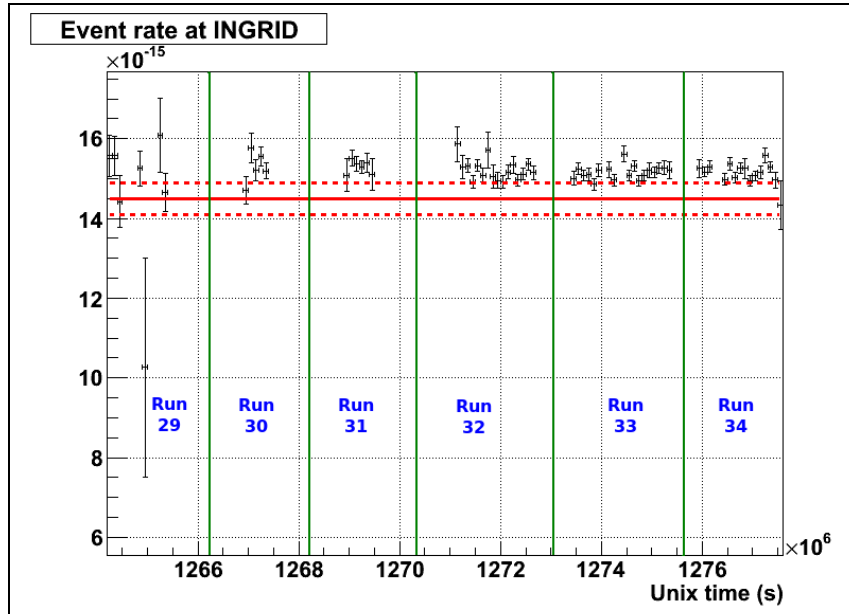


FIGURE 14.14 – Comparaison entre les données et la simulation pour le taux d'évènement. La ligne rouge donne la valeur obtenue par simulation, et les lignes pointillées les bornes provenant de l'erreur systématique.

migrant vers le logiciel développé par les groupes des détecteurs hors-axe. Cela permettra peut-être de réduire ces erreurs.

Pour l'étude du profil, les différences observées vont se traduire par une différence dans l'intégrale des profils mesurés entre les données et la simulation. La forme attendue du profil suit une distribution gaussienne, ces différences vont alors se retrouver dans le paramètre donnant l'amplitude de la gaussienne, mais ne devrait pas affecter les deux autres paramètres, position du centre et écart type, qui seront étudiés dans la partie suivante.

14.4 Profil du faisceau dans le plan transverse

Après avoir étudié le nombre total d'évènements observés par INGRID, nous allons maintenant nous intéresser à leur répartition dans le plan transverse. Il nous faut en particulier mesurer la position du centre du faisceau de neutrinos qui est l'un des objectifs principaux d'INGRID car cette mesure permet de fixer l'angle hors-axe.

Tracé du profil

Des études préliminaires prédisent à 280 mètres de la cible une forme gaussienne pour le faisceau de neutrinos. Ses caractéristiques seront donc étudiées en réalisant une interpolation gaussienne sur la distribution des évènements. Les profils horizontaux et verticaux sont tracés et étudiés séparément. Dans cette partie l'exemple du profil horizontal est présenté, mais les résultats sont directement transposables au profil vertical. Le profil peut être tracé de différentes façons, en fonction du nombre de points de mesure que l'on prend pour chaque module.

Un intervalle de mesure par module

Cette méthode de tracé a été employée pour une première analyse 2010a des données d'INGRID. Elle consiste à placer un point par module sur l'histogramme du profil. La position de ce point correspond au centre du module, et sa valeur au nombre d'évènements reconstruits dans ce module. L'avantage de cette

méthode est qu'elle ne nécessite pas de corrections dues à d'éventuelles inhomogénéités à l'intérieur d'un module. Elle ne dépend pas non plus de la précision de la reconstruction du vertex en (x,y). Un exemple de profil obtenu avec cette méthode est présenté sur la figure 14.15.

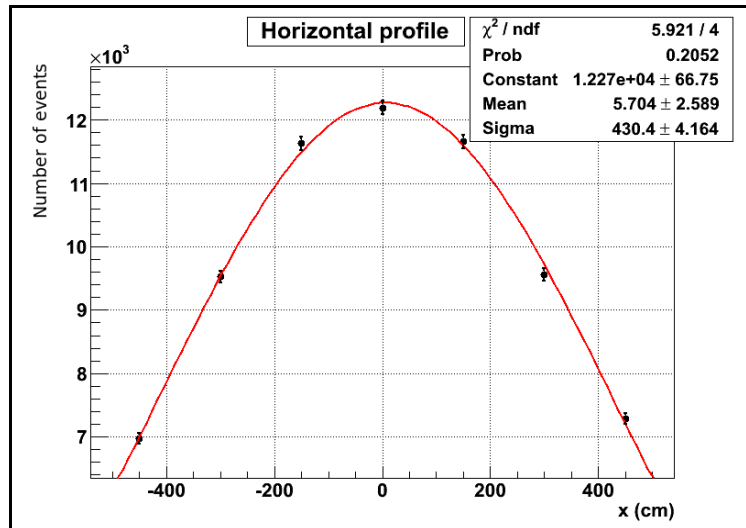


FIGURE 14.15 – Profil horizontal avec un intervalle par module, run 34. Erreur statistique uniquement.

Plusieurs intervalles de mesure par module

Pour mesurer plus en détail la forme du profil, notamment au niveau des modules périphériques où la pente est la plus forte, il est également possible de réaliser ce profil en prenant plusieurs points par module. Cela permettrait surtout de détecter d'éventuelles irrégularités dans ce profil.

Le nombre d'intervalles par module ne peut cependant pas être choisi arbitrairement, pour deux raisons. Premièrement, la reconstruction ne donne pas la position absolue du vertex, mais le scintillateur dans lequel il est situé. Il faut donc que chaque intervalle de mesure contienne un nombre entier de scintillateurs, en sachant qu'il y a un total de 20 scintillateurs dans le volume fiduciel. Deuxièmement, une étude Monte Carlo montre que l'erreur quadratique moyenne sur la position du vertex reconstruit est de 4.6 cm, il n'y aurait donc pas beaucoup de sens à choisir des intervalles plus petits. Nous allons ici étudier les cas des profils obtenus avec 5 et 10 intervalles de mesure par module. Un tracé direct de ces profils donne le résultat présenté sur la figure 14.16.

Nous pouvons constater que dans l'ensemble, les différents points des modules suivent la distribution gaussienne. Néanmoins il semble y avoir une structure à l'intérieur de chaque module, où plus d'événements sont reconstruits au centre que sur les bords. Il nous faut donc étudier l'efficacité de reconstruction en fonction de la position de l'interaction dans le module. Cette étude sera faite à l'aide de la simulation Monte Carlo complète.

Il faut dans un premier temps veiller à décorréler cet effet de la variation d'efficacité en fonction de l'énergie des neutrinos. En effet l'énergie des neutrinos décroît lorsque l'on s'éloigne du centre du faisceau (ce phénomène sera étudié plus tard). Il est prévisible que pour le module central, l'efficacité de reconstruction soit meilleure au centre que sur les bords où l'énergie moyenne des neutrinos est plus faible. Pour cela, on utilisera les corrections de l'efficacité en fonction de l'énergie du neutrino incident présentées précédemment. Le résultat de cette étude est présentée en figure 14.17.

La figure de gauche montre l'efficacité en fonction de la position de l'interaction, en unité de scintillateurs (soit 5 cm), pour les scintillateurs horizontaux. L'efficacité mesurée est effectivement supérieur au centre du module que sur les bords. L'efficacité est proche de l'unité au centre car les corrections d'efficacité en fonction de l'énergie sont appliquées. Elle peut dépasser un par endroit car l'efficacité est calculée en faisant le rapport du nombre d'interactions reconstruites à un endroit, qui n'ont pas forcément eu lieu à cet endroit, sur le nombre d'interactions ayant réellement eu lieu à cet endroit.

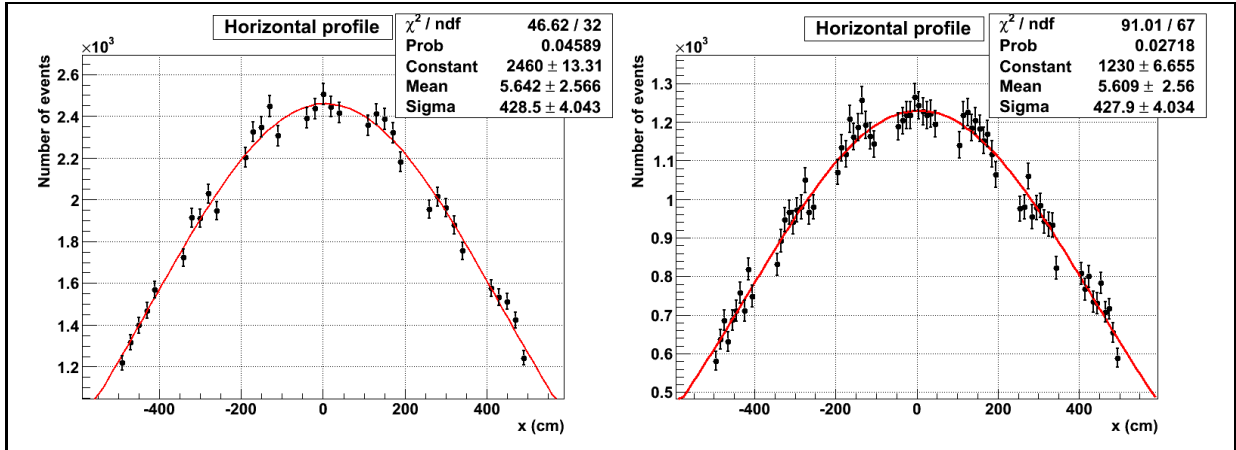


FIGURE 14.16 – Profil horizontal pour le run 34 avec cinq (à gauche) et dix (à droite) intervalles de mesure par module. Erreur statistique uniquement.

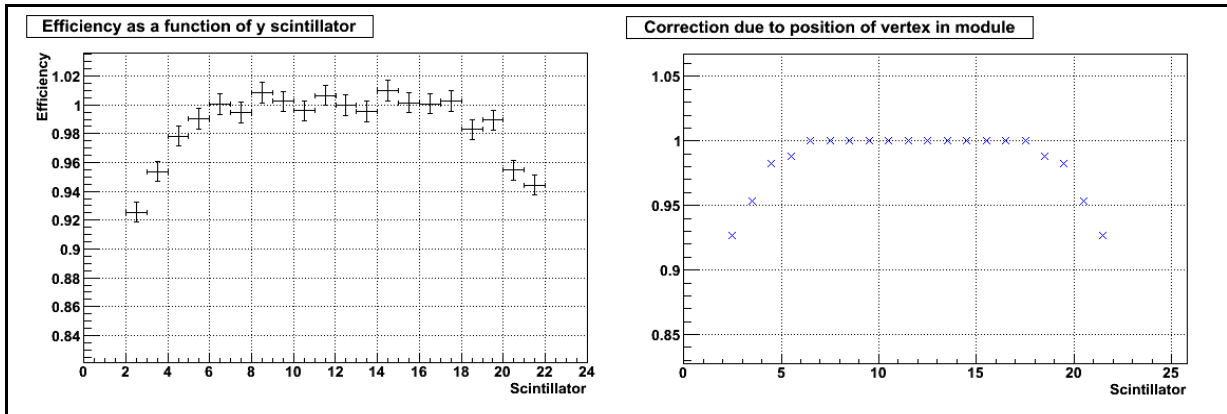


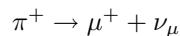
FIGURE 14.17 – Figure de gauche : efficacité de reconstruction en fonction de la position de l'interaction. Figure de droite : modèle utilisé pour reproduire cet effet

Cette variation de l'efficacité en fonction de la position dans le module sera reproduite à l'aide du modèle présenté sur la figure de droite. Ce modèle considère simplement que l'efficacité diminue progressivement vers les bords du module, car la particule a plus de chances de quitter le module avant d'avoir traversé trois plans de tracking, ce qui est la condition pour que sa trace puisse être reconstruite. Cet effet est considéré comme symétrique, et les coefficients de correction sont obtenus en moyennant les valeurs obtenues pour les différents scintillateurs situés à une même distance du centre du module. Le profil obtenu en utilisant ces corrections est présenté sur la figure 14.18.

Nous constatons que ce profil corrigé est désormais plus proche d'une distribution gaussienne. L'interpolation gaussienne fonctionne bien, avec un χ^2 par degré de liberté inférieur à 1. Pour la suite, ces corrections d'efficacité seront toujours utilisées pour tracer un profil avec plusieurs intervalles par module.

Energie des neutrinos

Nous allons étudier dans cette partie l'énergie des neutrinos en fonction de leur position, et les conséquences pour le profil des événements dans INGRID. Pour cela nous allons considérer la réaction principale de production des neutrinos muons dans l'expérience :



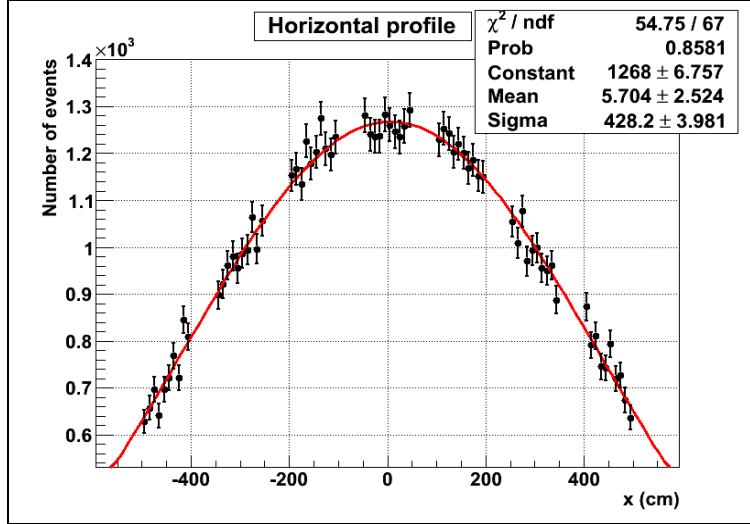


FIGURE 14.18 – Profil horizontal pour le run 34, obtenu en corrigeant les variations d’efficacité en fonction de la position de l’interaction dans le module.

L’énergie du neutrino produit dans cette désintégration est donnée par la formule :

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

L’angle θ est petit pour des neutrinos arrivant dans le détecteur INGRID, ce qui permet de faire un développement limité :

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi)} \times \left(1 - \frac{p_\pi \theta^2}{2(E_\pi - p_\pi)} \right)$$

L’approximation des petits angles donne :

$$\theta \approx \tan \theta = \frac{r}{280}$$

Où r est la distance dans le plan transverse entre le point de passage du neutrino et le centre d’INGRID. Nous allons également considérer que dans le domaine considéré, E_π et p_π peuvent être pris constants, ce qui permet d’obtenir une expression à deux paramètres pour l’énergie des neutrinos en fonction de r :

$$E_\nu \approx \alpha(1 - \beta r^2)$$

Cette formule va maintenant être comparée au flux obtenu à l’aide de la simulation JNUBEAM. Nous pouvons tracer l’énergie moyenne des neutrinos en fonction de leur distance au centre de la croix, et interpoler cette distribution par la formule précédente. L’accord obtenu est bon (figure 14.19). Cela nous permet de comprendre comment évolue l’énergie des neutrinos en fonction de l’éloignement du centre d’INGRID. Cependant cette formule n’est qu’une approximation valable aux environs du centre du faisceau : en utilisant les paramètres déduits de l’interpolation précédente, l’énergie des neutrinos situés à l’angle hors-axe nominal de l’expérience (2.5°) serait négative.

Cette variation d’énergie en fonction de la distance aura des conséquences sur le profil des événements : en effet les sections efficaces d’interaction des neutrinos dépendent de l’énergie. Il est donc prévisible que le nombre d’interactions pour un flux de neutrinos donné va varier lorsque l’on s’éloigne du centre du détecteur. C’est ce qui est observé sur la figure 14.20, où sont tracées les distributions normalisées du flux de neutrinos et des interactions (obtenues par la méthode des sections efficaces) pour les modules horizontaux.

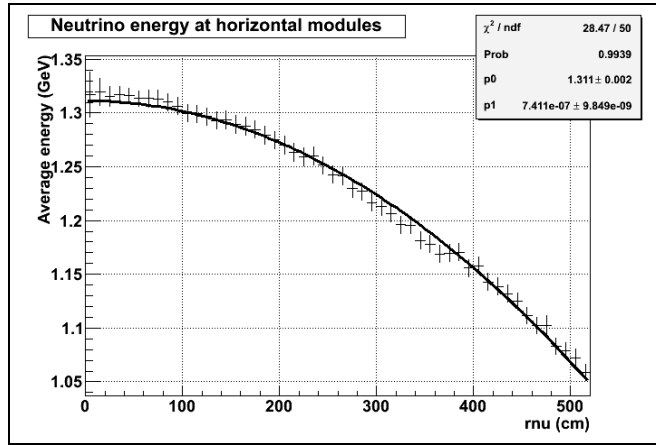


FIGURE 14.19 – Simulation de l’énergie moyenne des neutrinos muons en fonction de leur distance “rnu” au centre du faisceau, au niveau du détecteur INGRID.

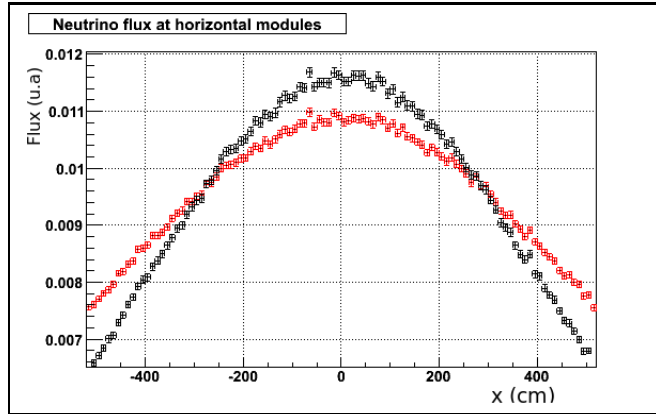


FIGURE 14.20 – Distributions normalisées du flux incident de neutrinos (en rouge) et de leurs interactions (en noir) dans les modules horizontaux.

Nous pouvons constater que le flux de neutrinos possède une largeur supérieure à celle de la distribution des interactions, ce qui montre que le facteur de conversion du flux de neutrinos vers les interactions diminue lorsque la distance au centre du faisceau augmente. Cela était attendu, car en première approximation et dans le domaine d’énergie qui nous intéresse (environ 1 GeV), le rapport section efficace d’interaction sur l’énergie des neutrinos est considéré comme constant.

Cela signifie que pour remonter au profil du faisceau de neutrinos à partir des mesures faites dans INGRID, il faudrait prendre en compte ces variations d’énergie. Or l’énergie des neutrinos n’est pas mesurée à l’aide du détecteur INGRID, seule est connue leur position.

Comparaison entre données et simulations

Nous allons procéder pour ces comparaisons de la même façon que pour le taux d’évènements : le profil simulé est obtenu à l’aide de la méthode utilisant les tables de section efficaces. Nous allons nous intéresser ici à l’écart type de la distribution gaussienne, qui mesure sa largeur. Le dernier paramètre, le centre de cette distribution, sera étudié dans la section suivante. Une comparaison des profils verticaux et horizontaux pour le run 34 est présentée en figures 14.21 et 14.22.

Comme attendu, les données sont supérieures à la simulation, ce qui s’explique par la différence du nombre d’évènements reconstruits étudiée précédemment. Cependant, au niveau de la forme, et en par-

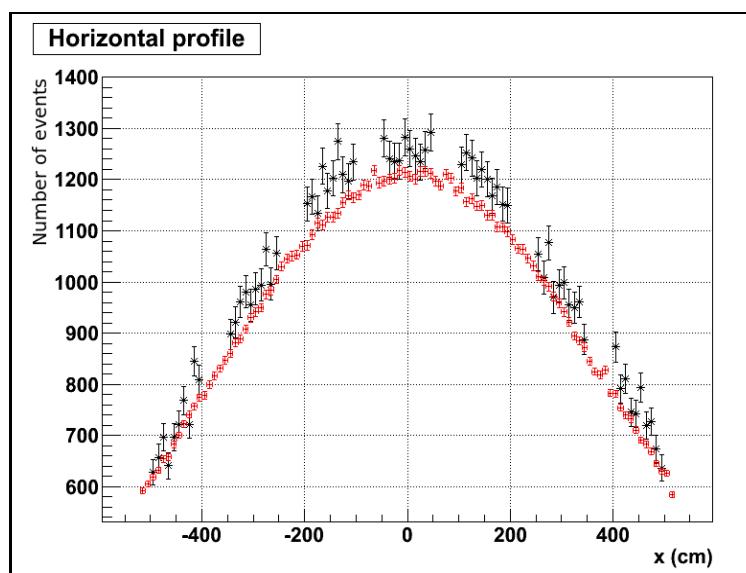


FIGURE 14.21 – Comparaison entre données du run 34 (en noir) et simulation (en rouge) pour le profil horizontal.

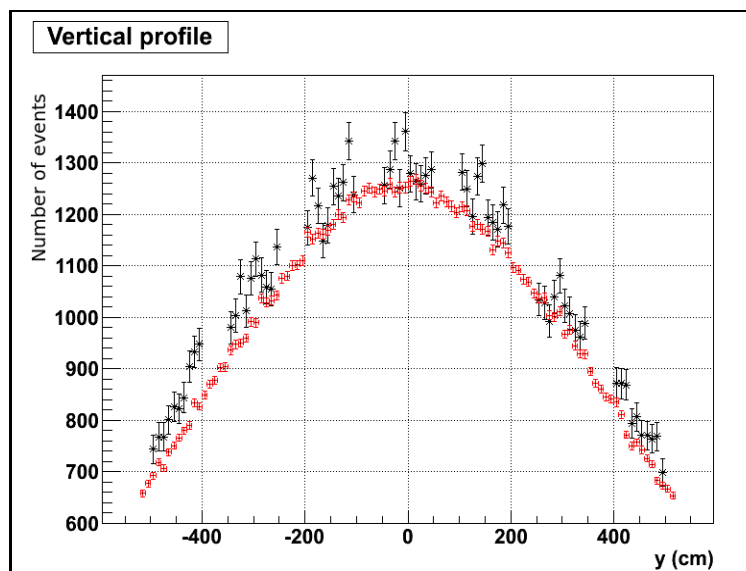


FIGURE 14.22 – Comparaison entre données du run 34 (en noir) et simulation (en rouge) pour le profil vertical.

ticulier de la largeur de la distribution, données et simulation semblent assez proches. Une comparaison détaillée est effectuée dans la table 14.6.

Dans ce tableau, les runs 29 à 31 ne sont pas représentés, car ils comportent trop peu d'évènements pour pouvoir faire une interpolation gaussienne correcte. Le run 33 est séparé en deux sous ensembles. Les erreurs indiquées sont les erreurs données par le logiciel ROOT sur les paramètres de l'interpolation.

Au niveau des résultats les écarts types pour les profils verticaux sont plus grands que ceux des profils horizontaux. Cela s'explique par des raisons géométriques au niveau du tunnel de désintégration. Ce tunnel est en effet plus haut que large, et ces dimensions ont un impact direct sur l'écart type du profil [27]. Au niveau des données, les écarts types mesurés entre les différents runs sont compatibles aux erreurs près

	Ecart type horizontal (cm)	Ecart type vertical (cm)
Run 32	431.4 ± 4.5	462.6 ± 5.4
Run 33-1	446.7 ± 6	467.6 ± 6.7
Run 33-2	438.5 ± 4.9	461.5 ± 5.6
Run 34	428.2 ± 4	468.5 ± 5.0
Simulation	428.9 ± 0.9	448.4 ± 1.0

TABLE 14.6 – Ecart type des profils mesurés et simulés dans le détecteur INGRID.

pour les profils verticaux, mais ce n'est pas le cas des profils horizontaux. Dans les deux cas, les erreurs sont bien plus importantes que dans la simulation, ce qui provient sûrement de la statistique limitée. Pour les runs des années suivantes, l'augmentation de l'intensité du faisceau devrait réduire ces erreurs et permettre de meilleures comparaisons entre données et simulation. A l'heure actuelle, les largeurs mesurées et simulées ne sont pas compatibles pour les profils verticaux, et compatibles pour certains runs au niveau des profils horizontaux.

Centre du faisceau

Nous allons finalement nous intéresser à la détermination de la position du centre du faisceau à l'aide d'INGRID. Nous allons commencer par étudier la précision de cette détermination, en regardant l'impact des erreurs statistiques et systématiques sur la position du centre mesurée. Pour respecter les erreurs systématiques de l'expérience, cette position doit être mesurée avec une précision permettant de déterminer l'angle hors-axe à un milliradian près, soit 28 cm dans le plan transverse du faisceau. Cette précision correspond à la position à deux dimensions, et non pas à la précision sur les mesures séparées des centres des profils horizontaux et verticaux.

Erreur statistique

Le nombre d'évènements reconstruits dans le profil influe fortement sur la précision de cette mesure. Nous allons évaluer son impact à l'aide d'une simulation de type Monte Carlo. Nous souhaitons mesurer uniquement l'effet de la statistique sur la précision de l'interpolation, et allons donc utiliser un modèle donnant des profils parfaitement gaussien. Pour cela, un générateur qui crée une distribution gaussienne d'évènements dans les modules INGRID est construit. Il permet de choisir le nombre total d'évènements et la position du centre. L'écart type de la distribution est fixé à 430 cm pour reproduire ce qui est observé au niveau des modules horizontaux. Un exemple est présenté en figure 14.23.

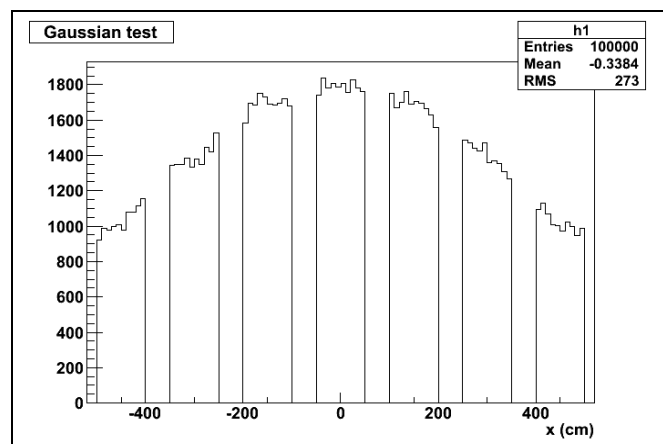


FIGURE 14.23 – Exemple de distribution gaussienne simulée avec 10000 entrées et centrée en 0.

La procédure utilisée pour cette étude est la suivante : tout d'abord, un nombre d'évènements est fixé pour la distribution. Ensuite une distribution gaussienne est simulée avec ce nombre d'entrées, et un centre situé aléatoirement entre -20 et 20 cm, puis le centre de la distribution est mesuré par interpolation gaussienne. L'opération est répétée 150 000 fois en relevant à chaque fois la différence entre les positions mesurées et simulées. Ces erreurs forment des distributions gaussiennes (voir les exemples en figure 14.24), l'erreur statistique sera prise comme égale à l'écart type de ces distributions.

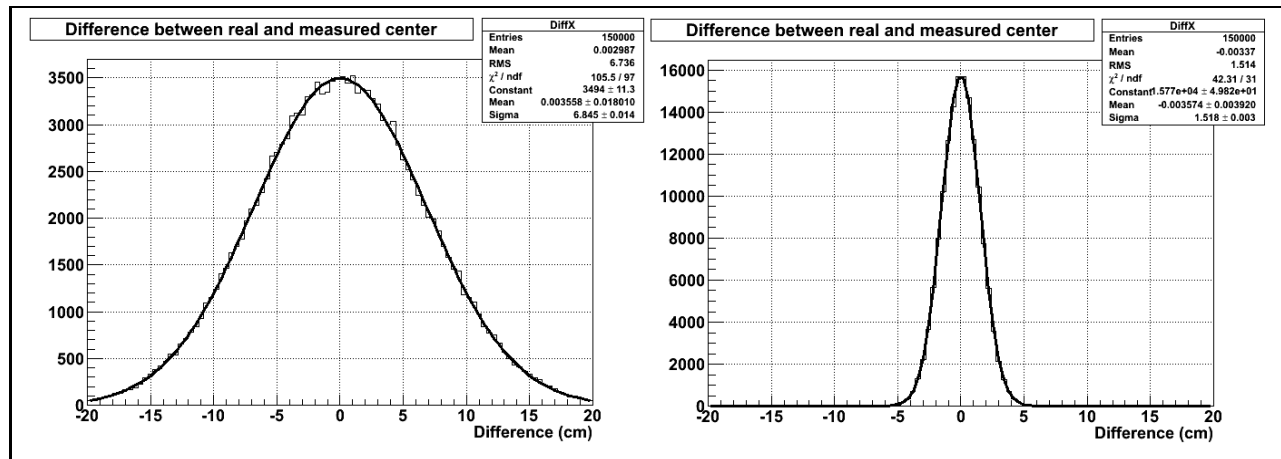


FIGURE 14.24 – Distributions des erreurs sur la position du centre, avec respectivement 10000 (figure de gauche) et 200000 (figure de droite) entrées par profil.

Nous allons maintenant étudier l'évolution de cette erreur en fonction du nombre d'entrées par profil. Trois méthodes différentes pour déterminer la position du centre vont être comparées : le fit gaussien avec respectivement dix et un intervalles par module, ainsi qu'une méthode utilisant la valeur moyenne de l'histogramme pour en déduire la position du centre. A cause des espaces entre les modules, la valeur moyenne de l'histogramme n'est pas directement égale au centre de la gaussienne, mais il existe une relation linéaire entre les deux visible sur la figure 14.25. Cette relation peut être utilisée pour mesurer la position du centre à partir de la valeur moyenne de la distribution.

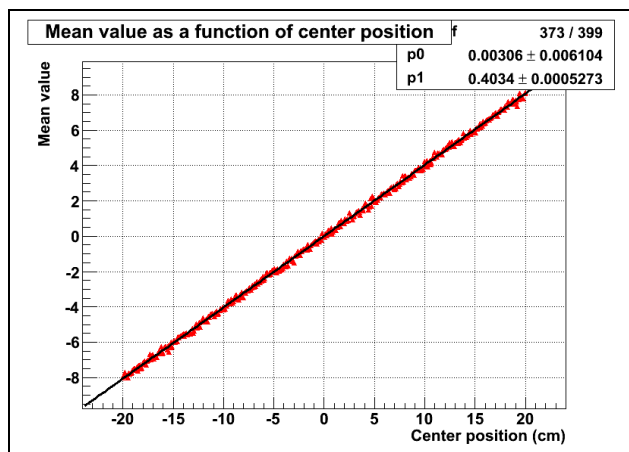


FIGURE 14.25 – Relation entre la valeur moyenne de la distribution et la position du centre de la gaussienne.

L'erreur obtenue en fonction de la statistique pour ces trois méthodes est tracée sur la figure 14.26. L'erreur donnée par le logiciel ROOT sur le paramètre représentant le centre de la gaussienne dans l'interpolation gaussienne est également représentée.

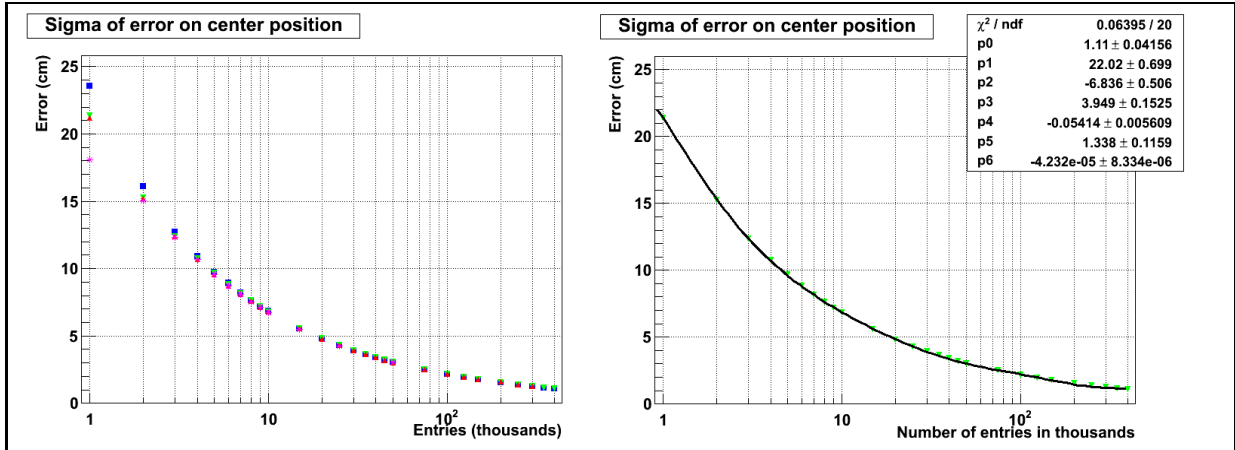


FIGURE 14.26 – Erreur sur la position du centre en fonction de la statistique pour les méthodes d’interpolation gaussiennes avec 10 (bleu) et un (vert) intervalles par module, la méthode utilisant la valeur moyenne (rouge) et l’erreur sur l’interpolation donnée par ROOT (fushia). Figure de droite : interpolation de l’erreur pour la méthode gaussienne à un intervalle par module.

La figure de gauche montre que les trois méthodes deviennent équivalentes lorsque le nombre d’entrées par profil atteint 5000. En dessous la méthode utilisant la valeur moyenne est plus précise que les interpolations gaussiennes. L’erreur moyenne donnée par ROOT est sous estimée à très basse statistique, puis devient rapidement égale à la véritable erreur. Il semblerait donc que l’on puisse utiliser cette erreur pour mesurer l’erreur statistique lors de la mesure du centre du faisceau. Ce n’est en fait pas le cas, car ce qui est représenté sur la figure de gauche représente l’erreur moyenne sur 150000 essais. La moyenne correspond à la véritable erreur, mais la dispersion pour les mesures prises individuellement est assez forte tant que le nombre d’entrées est inférieure à 75000, il est préférable d’utiliser les courbes d’erreur moyenne pour calculer l’erreur statistique. Cela est fait à l’aide d’une interpolation de l’erreur obtenue avec la méthode d’interpolation gaussienne à un intervalle par module en fonction de la statistique (figure de droite). La fonction utilisée pour l’interpolation est :

$$f(x) = [0] + \frac{[1]}{x} + \frac{[2]}{x^2} + [3] \times e^{[4] \times x} + [5] \times e^{[6] \times x^2}$$

et l’interpolation est valable pour un nombre d’entrées compris entre 1000 et 400000, ce qui couvre l’ensemble des profils étudiés ici. Cette interpolation sera utilisée par la suite pour donner l’erreur statistique sur la position du centre du faisceau en fonction du nombre d’entrées.

Erreur systématique

Nous avons obtenu précédemment une erreur systématique de 2.8% sur le nombre d’évènements reconstitués dans les modules d’INGRID. Il nous faut maintenant déterminer comment cette erreur se traduit en termes d’erreur sur la position du centre du faisceau. Nous allons pour cela utiliser encore une fois une simulation de type Monte Carlo, qui part d’un profil mesuré dans les données, en utilisant dix intervalles par module. Nous faisons ensuite varier le nombre d’évènements dans chacun des intervalles dans la zone permise par l’erreur systématique : chaque intervalle a alors une valeur située à $\pm 2.8\%$ de sa valeur d’origine. Le centre est alors mesuré par interpolation gaussienne. L’opération est effectuée un grand nombre de fois (250000) pour tracer la distribution des centres mesurés. Les résultats pour le run 34 sont présentés sur la figure 14.27.

Ces distributions suivent une loi normale, nous pouvons donc utiliser l’écart type de ces distributions comme erreur. La figure 14.27 correspondait au run 34, les résultats pour les autres périodes de prise de données sont présentés dans la table 14.7. De façon conservatrice, la valeur la plus haute de ce tableau, 1.42 cm est prise comme erreur systématique.

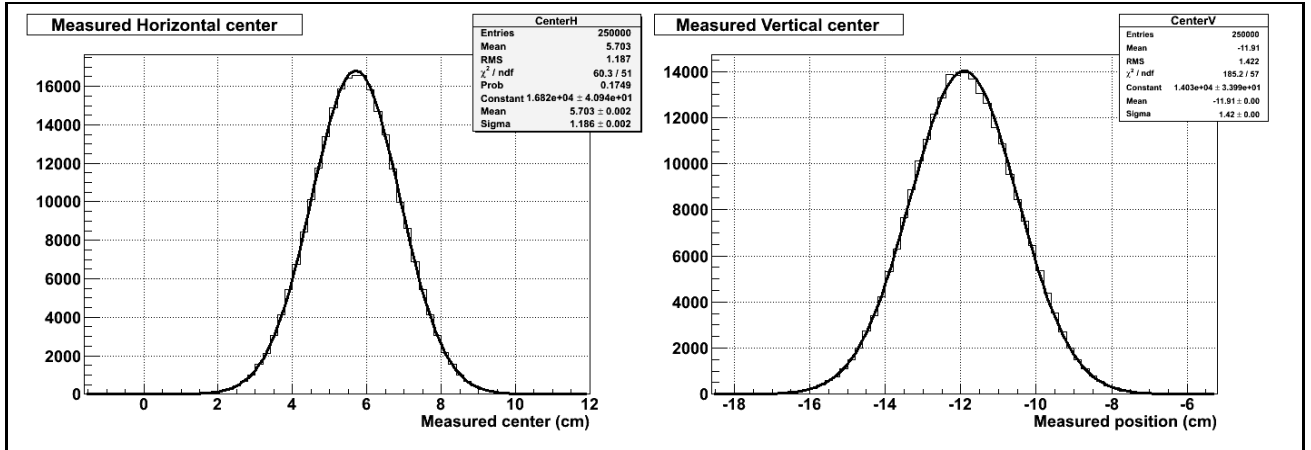


FIGURE 14.27 – Distribution des centres mesurés pour les profils horizontaux (à gauche) et verticaux (à droite) lorsque l'on fait varier le nombre d'évènements reconstruits dans le domaine permis par les erreurs systématiques.

Run	Profil horizontal (cm)	Profil vertical (cm)
Run 33-1	1.29	1.42
Run 33-2	1.24	1.37
Run 34	1.19	1.42

TABLE 14.7 – Erreur systématique sur la position du centre du faisceau, obtenue en faisant varier le nombre d'évènements reconstruits dans les différents runs.

Dans l'étude précédente, nous avons fait varier le nombre d'évènements dans chaque intervalle indépendamment les uns des autres. Cela revient à faire l'hypothèse que les erreurs systématiques ne sont pas corrélées entre les différents intervalles d'un même module. Il est néanmoins possible que les effets dus à l'appariement des traces soient similaires en différents endroits d'un même module.

Cette étude peut être reprise en faisant varier de la même façon tous les intervalles correspondant à un même module. L'erreur systématique obtenue sur la position du centre est alors de 3.74 cm et 4.68 cm pour les profils horizontaux et verticaux. Cette erreur est plus importante, ce qui n'est pas surprenant car faire varier ensemble tous les intervalles d'un module produit une plus grande distorsion dans la distribution que de les faire varier séparément.

Il est probable qu'une partie des erreurs systématiques soient corrélées entre les différentes parties d'un même module, mais cette corrélation n'est sans doute pas totale. Nous prendrons finalement la valeur moyenne des erreurs systématiques obtenues avec les deux méthodes, soit 3.05 cm, arrondie à 3 cm.

Pour les données étudiées ici, l'intensité du faisceau était encore faible, ce qui entraîne un faible nombre d'évènements dans les profils. La précision est donc limitée par les erreurs statistiques plus que par les erreurs systématiques. L'erreur systématique actuelle, 3 cm, est bien inférieure à la précision demandée pour INGRID, soit un mrad sur l'angle hors-axe qui correspond à 28 cm de précision sur la position du centre du faisceau.

Position du centre mesurée dans les différentes périodes de prise de données

Le détecteur INGRID est prévu pour mesurer la position du centre du faisceau toutes les 24 heures, nous allons nous intéresser au résultat des mesures sur des période de temps de cet ordre. Comme dans le cas du taux d'évènements, la période correspondant aux runs 29 à 34 est découpée en intervalles de 10^5 secondes. Le centre du faisceau est mesuré par interpolation gaussienne, en utilisant dix intervalles par modules. L'erreur statistique est calculée à l'aide de la fonction interpolée de la figure 14.26, et l'erreur

systématique calculée au paragraphe précédent est prise en compte. Le résultat est présenté sur la figure 14.28.

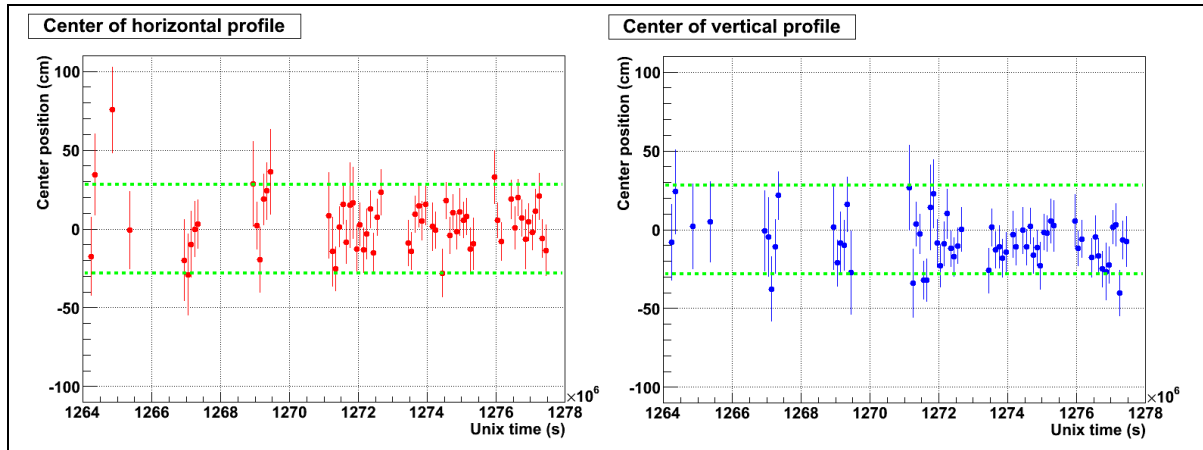


FIGURE 14.28 – Positions mesurées pour le centre du faisceau sur la période correspondant aux runs 29 à 34. Position horizontale à gauche et verticale à droite. Les lignes pointillées vertes correspondent à ± 1 mrad.

Chaque intervalle correspond à un peu plus d’une journée, qui est la durée de prise de donnée nominale pour réaliser un profil. Nous pouvons remarquer que les erreurs sont significatives, et principalement dominées par les erreurs statistiques. A l’exception d’un point, toutes les mesures sont compatibles avec un centre de faisceau situé à moins de 28 cm du centre d’INGRID, ce qui correspond à une différence avec l’angle hors-axe nominal inférieur à 1 mrad, comme demandé pour respecter les erreurs systématiques de l’expérience. Les données peuvent également être regroupées sur des périodes plus longues, pour essayer de réduire les erreurs statistiques et voir si certains effets plus notables apparaissent. C’est ce qui est fait sur la figure 14.29, où les intervalles correspondent désormais à une durée de 4×10^5 secondes, soit quatre fois la taille des intervalles précédents (ou 4.6 jours).

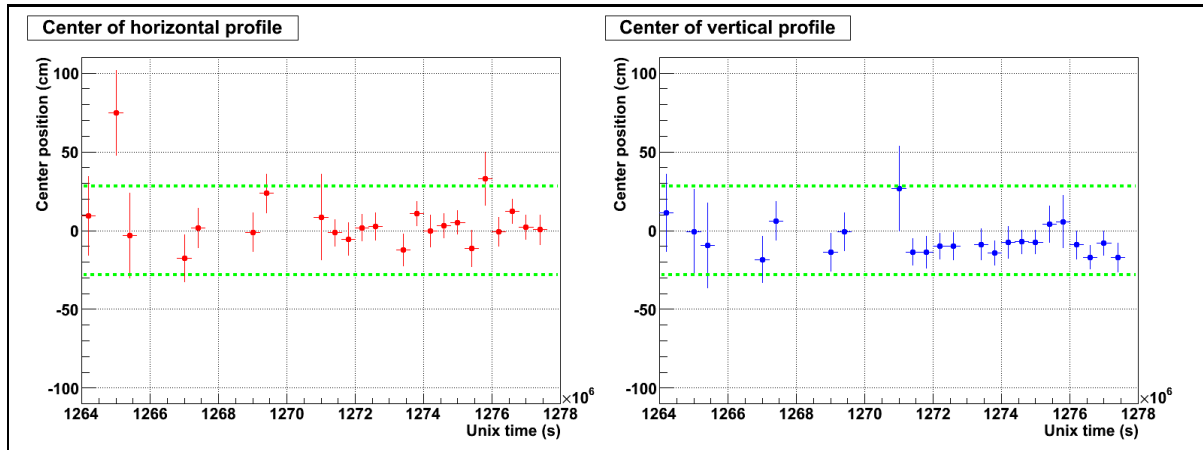


FIGURE 14.29 – Positions mesurées pour le centre du faisceau sur la période correspondant aux runs 29 à 34. Position horizontale à gauche et verticale à droite. Intervalles de 4×10^5 secondes. Les lignes pointillées vertes correspondent à ± 1 mrad.

Les erreurs deviennent plus petites avec ces nouveaux intervalles. Il est donc probable que la mesure du centre du faisceau avec une période d’un jour fonctionnera beaucoup mieux avec les données correspondant aux années suivantes de prise de mesures, où l’intensité du faisceau sera supérieure. Dans ce cas également,

tous les centres mesurés sauf un sont situés à moins de 28 cm du centre d'INGRID. Ce point correspond à une période du run 29, où l'expérience démarrait et la statistique était très faible.

Comparaison avec les mesures du MUMON

Comme expliqué dans la partie présentant l'expérience T2K, une autre mesure (indirecte contrairement à celle réalisée par INGRID) de la direction du faisceau de neutrinos muons est effectuée par le Muon Monitor. Cette mesure est précise (0.25 mrad) et nécessite moins de temps de prise de donnée (une mesure pour chaque tir de faisceau), mais elle n'est pas faite sur le faisceau de neutrinos lui-même, mais sur les muons de hautes énergies à la fin du tunnel de désintégration. Il pourrait cependant y avoir une certaine corrélation entre les mesures effectuées par INGRID et par le MUMON.

Pour étudier cette corrélation, la période de prises de données est de nouveau divisée en intervalles de 4×10^5 secondes (4.6 jours), où la position du centre du faisceau est mesuré par INGRID et par le MUMON. Nous pouvons alors tracer l'un en fonction de l'autre pour les profils horizontaux et verticaux (figure 14.30).

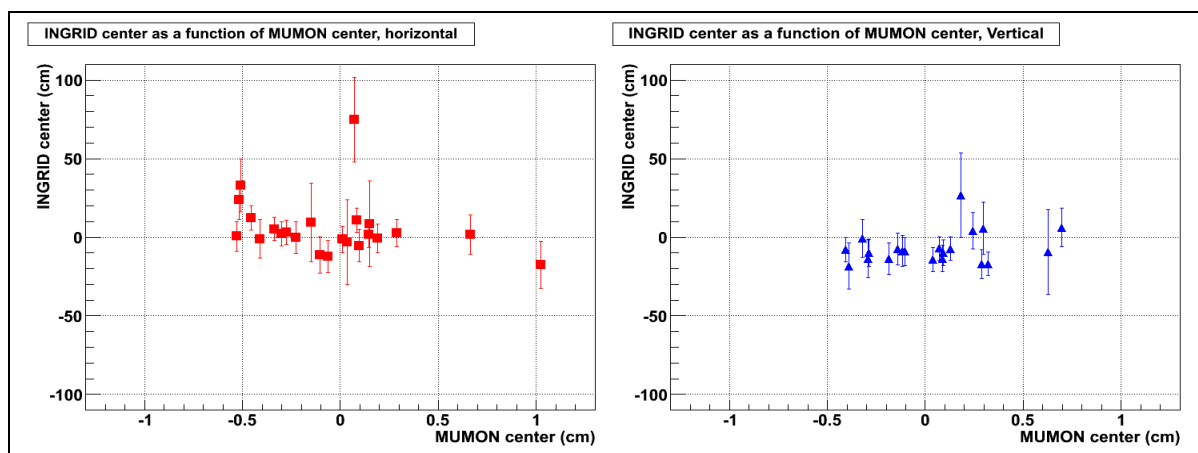


FIGURE 14.30 – Comparaison entre les positions du centre du faisceau mesurées par INGRID et par le MUMON, pour les runs 29 à 34. Position horizontale à gauche et verticale à droite. Intervalles de 4×10^5 secondes.

Il ne semble pas y avoir de corrélation entre les deux mesures sur cette figure. Ceci est essentiellement dû à la taille des erreurs sur les mesures d'INGRID. En effet, un déplacement par exemple de 1.2 cm au niveau du MUMON correspond à 2.8 cm au niveau d'INGRID. Les variations observées ici sur le MUMON sont de l'ordre du centimètre, ce qui donne des variations bien inférieures aux erreurs au niveau d'INGRID. Il faudra donc à la fois plus de statistiques et réduire les erreurs systématiques au niveau d'INGRID pour pouvoir étudier d'éventuelles corrélations entre ces deux détecteurs.

14.5 Conclusion

L'étude du profil du faisceau neutrino dans le plan transverse grâce au détecteur INGRID nous a permis d'obtenir de premières comparaisons entre les données et la simulation. Une première estimation conservative des erreurs systématiques a été effectuée, et leur valeur pour l'instant significative ne permet pas encore de comparaisons très précises avec la simulation. Plusieurs pistes sont envisagées pour les réduire, mais nous pouvons déjà voir que le nombre d'évènements reconstruits dans le détecteur est légèrement supérieur, de l'ordre de 5%, à ce que prédit la simulation.

Un autre objectif d'INGRID était de mesurer la position du centre du faisceau pour en déduire l'angle hors-axe entre la direction du faisceau et celle du détecteur lointain avec une précision d'un milliradian. Les systématiques calculées pour cette mesure donne une bien meilleure précision. Pour les données considérées

ici, l'erreur statistique est importante, mais l'angle hors-axe est mesuré comme étant situé à moins d'un milliradian de sa valeur nominale.

Ces études sont limitées par les erreurs statistiques. L'augmentation de l'intensité du faisceau, la faiblesse des erreurs systématiques ainsi que leur probable réduction permettent d'espérer des résultats encore plus précis pour les années suivantes. Cela permettra notamment une meilleure connaissance du faisceau de neutrinos, et donc d'améliorer sa simulation. L'angle hors-axe pourra également être mesuré avec une meilleure précision, pour limiter les erreurs au niveau du détecteur lointain.

A titre d'information, la table 14.8 donne le nombre d'évènements ν_μ observés par le détecteur lointain Super Kamiokande pour le run 2010a, soit 3.53×10^{19} POT. Concernant l'apparition des ν_e dans le faisceau de ν_μ , un évènement ν_e a été observé après sélection, pour un bruit de fond attendu de 0.30 ± 0.07 si θ_{13} est nul.

	Données	Attendus par simulation	
		Sans oscillations	Avec oscillation
Evènements complètement contenus	33	54.5	24.6
Après sélection	8	22.8 ± 3.2	6.3 ± 1.0

TABLE 14.8 – Nombres d'évènements ν_μ attendus et observés par Super Kamiokande pour le run 2010a [28].

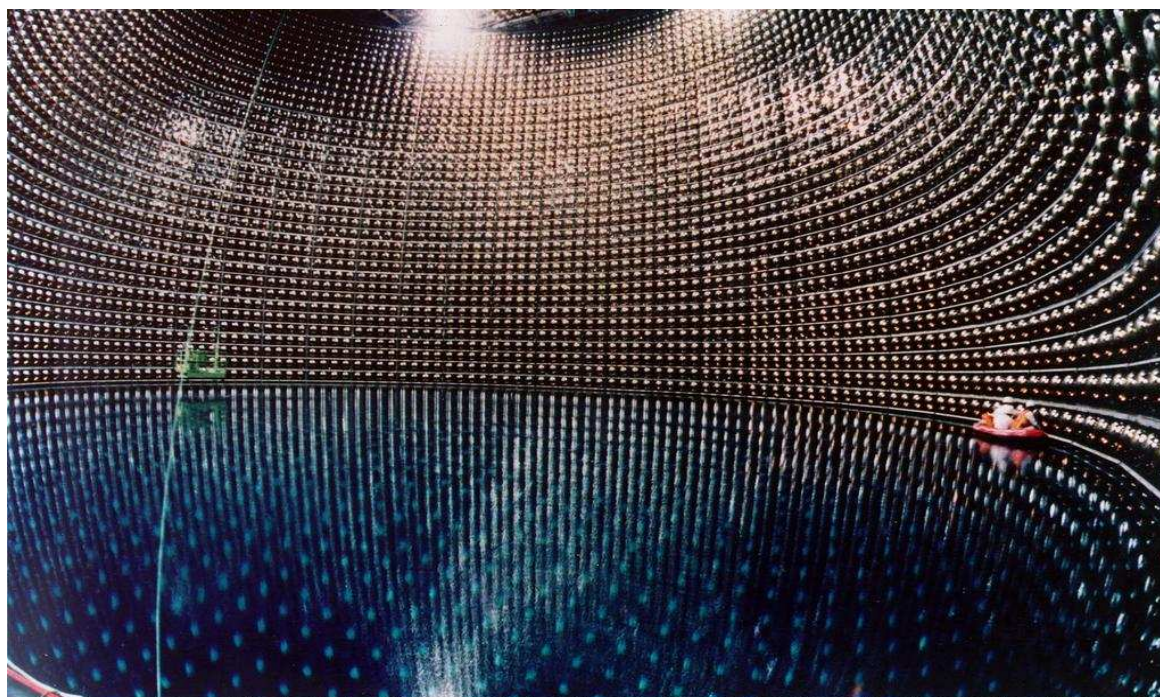


FIGURE 14.31 – Vue de l'intérieur de Super Kamiokande pendant une opération de maintenance.