



**HAL**  
open science

# Imagerie tomographique d'un volcan à l'aide des muons atmosphériques

Samuel Béné

► **To cite this version:**

Samuel Béné. Imagerie tomographique d'un volcan à l'aide des muons atmosphériques. Autre [cond-mat.other]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2016. Français. NNT : 2016CLF22786 . tel-01584221

**HAL Id: tel-01584221**

**<https://theses.hal.science/tel-01584221v1>**

Submitted on 8 Sep 2017

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'ordre DU : 2786

# UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL

U.F.R. Sciences et Technologies

## ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

N° 901

# THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

## DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

*Spécialité* : Physique Subatomique

Par :

**SAMUEL BÉNÉ**

*Imagerie tomographique d'un volcan à l'aide des  
muons atmosphériques*

Soutenue publiquement le 22 décembre 2016 devant la commission d'examen :

<i>Président :</i>	Isabelle RIPP-BAUDOT	IPHC
<i>Rapporteurs :</i>	Imad LAKTINEH	IPNL
	François MONTANET	LPSC
<i>Examineurs :</i>	Olivier MARTINEAU-HUYNH	LPNHE
	Didier MIALLIER	LPC
	Valentin NIESS	LPC
	Sylvie ROSIER-LEES	LAPP
<i>Directeur de thèse :</i>	Cristina CÂRLOGANU	LPC

# Remerciements

Je tiens à exprimer ma sincère gratitude envers toutes les personnes que j'ai pu côtoyer ou même rencontrer ponctuellement et qui ont contribué d'une manière ou d'une autre à la réalisation de ce travail de thèse.

Des remerciements particuliers vont bien évidemment tout d'abord à Cristina Cârloganu, qui m'a fait confiance et m'a encadré, et pour m'avoir encouragé à m'intéresser à toutes les facettes du projet et permis de m'y impliquer. Je remercie également Didier Miallier pour son rôle de co-encadrant, qui ne s'est pas limité à une formalité administrative mais m'a au contraire été d'une grande aide dans les moments où elle était la plus bienvenue. Mes pensées vont de façon générale à tous les membres de l'équipe Tomuvol, présents ou passés, qui ont tous été bienveillants et prompts à partager leurs bons conseils lorsque l'occasion se présentait. Je tiens cependant à mentionner spécifiquement Valentin Niess pour toutes les fois où il a mis au service de ce travail ses qualités scientifiques qui ne sont plus à démontrer. Je te remercie humblement.

Ma gratitude va bien évidemment à tous les membres du jury qui se sont libérés quelques jours avant les fêtes de fin d'année pour assister à ma soutenance, et a fortiori à Imad Laktineh et François Montanet qui ont accepté la tâche d'être rapporteurs.

Je souhaite également faire mention ici de ceux parmi les personnels du LPC, et plus généralement du campus des Cézeaux, avec qui j'ai pu sympathiser. J'ai apprécié votre capacité à apporter un peu de vie, autour d'un ballon de foot, d'une guitare ou de projets de courts-métrages délirants, au sein d'un environnement peu favorable et qui parfois flirte avec le morne. Je vous souhaite de continuer à trouver votre équilibre.

À tous les autres, je vous le dirai de vive voix.

# Contents

<b>Introduction</b>	9
<b>1 Tomographie des volcans par les muons atmosphériques</b>	11
1.1 De l'imagerie médicale à la muographie	11
1.1.1 Sonder la matière à l'aide de rayonnements	11
1.1.2 Imagerie par les muons	13
1.2 La collaboration TOMUVOL	16
1.2.1 Mesures géophysiques sur le Puy de Dôme	16
1.2.2 Campagnes de mesures par tomographie muonique sur le Puy de Dôme	20
1.3 Principe de la muographie	21
1.3.1 Transmittance	21
1.3.2 Direction d'observation	22
1.3.3 Flux de muons et mesure de densité	22
1.4 Problématiques de la tomographie muonique	23
1.4.1 Problématiques instrumentales	23
1.4.2 Connaissance des modèles physiques	24
1.4.3 Paramètres de nuisance en muographie	24
<b>2 Les muons atmosphériques</b>	27
Introduction	27
2.1 Le Modèle Standard de la physique des particules	27
2.1.1 Particules élémentaires de matière	28
2.1.2 Interactions forte, faible et électromagnétique	29
2.2 Propriétés physiques du muon	29
2.3 Les rayons cosmiques	33
2.4 Les muons au sein des gerbes atmosphériques	35
2.5 Modèles de flux de muons atmosphériques	39
2.5.1 Modèle de flux de Gaisser	39
2.5.2 Améliorations au modèle de Gaisser	40
2.6 Simulation d'un flux de muons atmosphériques dans GEANT4	42
2.6.1 Description de l'atmosphère	42
2.6.2 Simulation des gerbes	43

<b>3 Le détecteur Tomuvo!</b>	<b>46</b>
<b>Introduction</b>	46
<b>3.1 Les Glass Resistive Plate Chambers</b>	46
<b>3.1.1 Compteurs à étincelle</b>	48
<b>3.1.2 Électrodes résistives</b>	48
<b>3.1.3 Fonctionnement des RPC en mode avalanche</b>	49
<b>3.1.4 Utilisation des RPC pour la muographie</b>	53
<b>3.2 Le trajectographe à muons du projet TOMUVOL</b>	54
<b>3.2.1 Description des GRPC</b>	54
<b>3.2.2 Électronique de lecture</b>	56
<b>3.2.3 Structure des données</b>	59
<b>3.2.4 Géométrie du détecteur</b>	60
<b>3.3 Reconstruction des traces de muons avec le détecteur TOMUVOL</b>	63
<b>3.3.1 Estimateurs des paramètres des traces</b>	64
<b>3.3.2 Incertitude sur la position des coups</b>	65
<b>3.3.3 Intervalles de confiance sur les paramètres des traces.</b>	66
<b>3.4 Grandeurs caractéristiques du point de fonctionnement du détecteur</b>	66
<b>3.4.1 Efficacité de détection</b>	67
<b>3.4.2 Bruit</b>	68
<b>3.4.3 Multiplicité</b>	68
<b>3.4.4 Temps mort</b>	69
<b>4 Calibration et optimisation du fonctionnement des chambres GRPC</b>	<b>70</b>
<b>Introduction</b>	70
<b>4.1 Optimisation du fonctionnement du détecteur</b>	71
<b>4.2 Banc de test</b>	75
<b>4.3 Comparaison de différentes tailles d'interstice gazeux</b>	76
4.3.1 Efficacité de détection	77
4.3.2 Bruit	78
<b>4.3.3 Conclusion</b>	79
<b>4.4 Optimisation du fonctionnement des chambres - procédure actuelle</b>	79
<b>5 Performances in-situ du détecteur Tomuvo!</b>	<b>84</b>
<b>Introduction</b>	84
<b>5.1 Performances du détecteur TOMUVOL lors des campagnes de prise de données de 2013 à 2015</b>	84
<b>5.2 Influence des conditions de pression et de température</b>	85
<b>5.3 Traces reconstruites</b>	86
<b>5.4 Étude du bruit détecteur</b>	87
<b>5.4.1 Distribution temporelle</b>	88
<b>5.4.2 Corrélations entre les voies électroniques</b>	89

<b>6 Simulations Monte-Carlo pour la muographie</b>	<b>95</b>
Introduction	95
6.1 Simulation d'une expérience de muographie	96
6.1.1 Géométrie de la simulation	96
6.1.2 Génération du flux de muons atmosphériques	97
6.1.3 Propagation et interaction des muons dans la matière	99
6.1.4 Temps d'exposition équivalent	101
6.2 Production de données avec une cible conique	102
6.3 Simulation de la géométrie du détecteur TOMUVOL	104
<b>7 Analyse des données et mesure de densité</b>	<b>105</b>
Introduction	105
7.1 Mesure de densité à partir des données obtenues à l'aide du détecteur TOMUVOL	106
7.2 Estimation du flux de muons transmis par la méthode des noyaux	108
7.2.1 Généralités sur la méthode des noyaux	108
7.2.2 Application à la muographie	110
7.3 Analyse de données issues d'une simulation simple	112
7.3.1 Analyse des données avec un noyau gaussien uniforme	113
7.3.2 Étude de la distribution d'échantillonnage de $f$	114
7.3.3 Simulation d'erreurs expérimentales	114
7.3.4 Reconstruction de la densité	116
7.3.5 Conclusion sur les propriétés de l'estimateur par noyau appliqué à la muographie	117
7.4 Analyse de données de simulation Monte-Carlo	118
7.4.1 Présentation du lot de données	118
7.4.2 Analyse des données avec un noyau gaussien uniforme	119
7.4.3 Mesure de densité de l'édifice simulé	120
7.5 Analyse par noyau "physique"	120
7.5.1 Construction du noyau	121
7.5.2 Application aux données de simulation simple	122
7.5.3 Perspectives d'application de la méthode	124
7.6 Analyse des données de la campagne Col de Ceysat 2015	126
7.6.1 Analyse avec un noyau gaussien	126
7.6.2 Mesure de densité	127
7.6.3 Comparaison avec l'analyse TOMUVOL officielle et les résultats de gravimétrie	127

# List of Figures

1.1 Radiographie X de la main de la femme de Rontgen. . . . .	12
1.2 Schéma de principe de la radiographie par transmission. . . . .	12
1.3 Résultats obtenus par Alvarez dans la pyramide de Khéphren. . . . .	14
1.4 Résultats obtenus par Nagamine et al. sur le mont Tsukuba. . . . .	15
1.5 Relevé LiDAR du Puy de Dôme. . . . .	17
1.6 Mesures gravimétriques sur le Puy de Dôme. . . . .	18
1.7 Mesures de résistivité électrique sur le Puy de Dôme. . . . .	19
1.8 Emplacement des campagnes de mesures en radiographie muonique sur le Puy de Dôme. . . . .	20
1.9 Schéma de principe de la muographie par transmission. . . . .	21
1.10 Représentation schématique de différentes hypothèses pouvant expli- quer le bruit de fond observé en muographie. . . . .	25
1.11 Représentation schématique du biais induit par la diffusion des muons lors de leur parcours vers le détecteur. . . . .	26
2.1 Diagramme de Feynman de la désintégration d'un muon en neutrino muonique, électron et antineutrino électronique. . . . .	30
2.2 Pouvoir d'arrêt du cuivre sur les muons. . . . .	31
2.3 Diagramme de Feynmann des processus radiatifs du muon. . . . .	32
2.4 Diffusion des muons simulée avec GEANT4. . . . .	33
2.5 Spectre en énergie des rayons cosmiques. . . . .	36
2.6 Schéma d'une gerbe atmosphérique. . . . .	37
2.7 Mesure du flux de muons atmosphériques en fonction de leur énergie .	38
2.8 Modèle de flux intégré des muons atmosphériques pour différentes énergies seuil. . . . .	41
2.9 Modèles de flux différentiel des muons atmosphériques pour différents angles zénithaux. . . . .	42
2.10 Comparaison de la distribution radiale des muons simulés dans GEANT4 et CORSIKA. . . . .	44
2.11 Comparaison des spectres en énergie des muons simulés dans GEANT4 et CORSIKA. . . . .	45
2.12 Comparaison des distributions temporelles des muons simulés dans GEANT4 et CORSIKA. . . . .	45

3.1	Représentation schématique d'un compteur à étincelles tel que développé par Keufel en 1949 [38].	47
3.2	Schéma de principe d'une chambre RPC utilisée en mode avalanche.	51
3.3	Zone "efficace" du volume de gaz d'une chambre RPC.	53
3.4	Photographie du détecteur TOMUVOL.	55
3.5	Photographie d'une chambre GRPC utilisée pour le détecteur TOMUVOL. La carte DIF assurant l'interface entre les ASIC et la système d'acquisition de données est visible, ainsi que le connecteur haute tension et les entrée/sortie de gaz.	56
3.6	Vue schématique éclatée d'une chambre GRPC utilisée pour le détecteur TOMUVOL.	57
3.7	Schéma de l'architecture de l'électronique de lecture.	58
3.8	Structure des fichiers de données.	59
3.9	Mur de plomb permettant de discriminer le bruit de fond atmosphérique.	61
3.10	Effet du mur de plomb sur le flux mesuré en direction du volcan.	62
3.11	Acceptance géométrique d'un détecteur idéal.	64
4.1	Fraction de temps mort typique en fonction du bruit.	71
4.2	Taux de bruit typique en fonction de la tension.	72
4.3	Correlation entre le bruit et la multiplicité.	73
4.4	Forme typique de l'efficacité des chambres RPC en fonction de la valeur haute tension appliquée.	74
4.5	Banc de test utilisé pour la calibration des chambres.	75
4.6	Mesure de l'efficacité des chambres prototypes.	77
4.7	Mesure du taux de bruit des chambres prototypes.	78
4.8	Mesure de la distribution spatiale du bruit des chambres prototypes.	78
4.9	Mesure de l'efficacité par ASIC d'une chambre GRPC lorsque la tension et les seuils sont variés.	80
4.10	Mesure de bruit par ASIC d'une chambre GRPC lorsque la tension et les seuils sont variés.	81
4.11	Mesure de la multiplicité moyenne par ASIC d'une chambre GRPC lorsque la tension et les seuils sont variés.	82
4.12	Effet de la correction des gains sur les distributions de bruit.	83
5.1	Efficacité des chambres utilisées dans le détecteur TOMUVOL lors de la campagne 2013 en fonction du temps.	85
5.2	Distribution de l'efficacité du plan 0 lors de la campagne 2015 en fonction de la position, dans le repère local du détecteur.	86
5.3	Évolution en fonction du temps du bruit moyen par voie électronique dans chacune des chambres GRPC utilisée dans le détecteur TOMUVOL lors de la campagne 2015.	87
5.4	Dépendance du temps mort avec la température relevée lors de la campagne de mesure de 2015.	88



5.5	Conditions de pression et de température lors des campagnes de mesures effectuées sur le Puy de Dôme au cours des campagnes de mesure de 2013,2014 et 2015.	88
5.6	Corrélation du bruit avec, respectivement, la température, le rapport $P/T$ et le temps mort au cours de la campagne 2015.	89
5.7	Taux de traces à quatre plans enregistrées au cours de la campagne 2015 en fonction du temps.	90
5.8	Taux de traces à quatre plans enregistrées au cours de la campagne 2013 en fonction du temps.	90
5.9	Distribution des incertitudes sur $\alpha$ et $\beta$ .	91
5.10	Distribution temporelle des coups au sein de leur trigger	92
5.11	Distribution des coefficients de corrélation pour toutes les paires de voies possibles dans le détecteur.	92
5.12	Distribution des coefficients de corrélation entre les fréquences de bruit de voies appartenant à des plans différents.	93
5.13	Distribution des coefficients de corrélation entre les fréquences de bruit de voies appartenant à la même chambre.	94
6.1	Structure de la simulation <code>tmvg4sim</code> .	96
6.2	Représentation schématique de la problématique de la surface de génération des muons	99
6.3	Comparaison entre les flux de muons obtenus au niveau du détecteur pour différentes tailles de surfaces de génération et le flux théorique.	100
6.4	Comparaisons des distributions des angles de déflexions pour deux listes de physique.	101
6.5	Contamination par le flux plein ciel simulée avec la liste ILC.	103
6.6	Contamination par le flux plein ciel simulée avec la liste native.	103
7.1	Tabulation de la fonction associant le grammage présent le long d'une trajectoire à l'angle d'élévation et la transmittance mesurée.	108
7.2	Comparaison entre estimation par histogramme et estimation par noyau.	109
7.3	Densité de probabilité théorique des variables $(\alpha, \beta)$ et reconstruction de cette densité par la méthode des noyaux.	113
7.4	Erreur relative entre le flux estimé par la méthode des noyaux et la valeur vraie pour les données de simulation simple.	113
7.5	Convergence de l'estimateur par noyau en fonction de la valeur moyenne de l'estimateur.	115
7.6	Qualité de l'ajustement, de l'estimateur par noyau avec une gaussienne.	116
7.7	Erreur relative entre le flux estimé par la méthode des noyaux et la valeur vraie pour les données de simulation simple lorsque des erreurs sont simulées.	117
7.8	Mesure de densité à partir des données de simulation simple en utilisant la méthode des noyaux.	117

7.9	Estimation de la densité de probabilité des variables $(\alpha, \beta)$ à partir des données Monte-Carlo et erreur relative avec le flux théorique.	119
7.10	Profils en $\beta$ des erreurs relatives au modèle de flux théorique pour les estimations réalisées à partir des différentes données simulées.	120
7.11	Mesure de densité du cône simulé sous GEANT4 à l'aide de la méthode des noyaux.	121
7.12	Mesure de densité d'une cible conique à l'aide d'un noyau "physique" pour une hypothèse de départ juste et biaisée.	124
7.13	Mesure de densité d'une cible conique à l'aide d'un histogramme simple.	124
7.14	Densité moyenne théorique du modèle de cible avec défaut de structure en fonction de la direction d'observation.	125
7.15	Mesure de densité d'une cible conique présentant un défaut de densité réalisé à l'aide de noyaux "physiques" et d'un histogramme.	125
7.16	Produit de l'acceptance géométrique et de l'efficacité de détection mesurée lors de la campagne de mesure CDC 2015, en fonction de la direction d'observation.	126
7.17	Estimation du flux de muons et de la densité pour les données de la campagne 2015 avec un noyau gaussien.	127
7.18	Comparaison entre le flux théorique et le flux mesuré à travers le Puy de Dôme pour les données 2015.	128
7.19	Carte de densité du Puy de Dôme obtenue après analyse des données de la campagne de mesure de 2015 au Col-de-Ceyssat.	129
7.20	Cartes de densité du Puy de Dôme obtenues par gravimétrie et muographie.	129

# Introduction

Le principe de base de la radiographie, bien connu étant donnée son utilisation répandue en médecine, est de sonder l'intérieur d'une cible en mesurant l'atténuation d'une radiation qui la traverse. Son application médicale est réalisée à l'aide de rayons X, qui ont la propriété avantageuse pour leur utilisation en imagerie d'avoir un parcours moyen dans la matière organique du même ordre de grandeur que les dimensions d'un corps humain.

La physique des particules a mis en évidence au cours du siècle dernier l'existence d'une radiation existant naturellement en abondance dans l'atmosphère, et facilement détectable : les muons atmosphériques, créés lors de l'interaction des rayons cosmiques avec notre atmosphère. Ces muons sont beaucoup plus pénétrants dans la matière que les rayons X et peuvent par exemple traverser jusqu'à plusieurs kilomètres de roche, en fonction de leur énergie. Cette propriété fait de la radiation muonique une bonne candidate en vue de l'imagerie de grandes structures, construites par l'homme ou géologiques telles que des volcans. La radiographie muonique, ou *muographie*, appliquée à la géologie est une technique en plein essor depuis le début des années 1990, et les volcans représentent un des sujets d'étude les plus fréquemment abordés. Du fait des intérêts sociétaux mis en jeu et des perspectives d'application concrètes à relativement court terme, de nombreux projets de recherche se sont développés dans ce domaine.

La collaboration TOMUVOL, au sein de laquelle cette thèse s'est déroulée, est un projet français regroupant physiciens des particules et géophysiciens, ayant pour objectif en particulier de développer un détecteur et des techniques d'analyse permettant de mesurer la carte de densité des volcans par muographie. De plus, l'association de scientifiques de disciplines différentes doit permettre non seulement d'étudier la muographie en tant que technique d'imagerie mais également de la positionner par rapport aux techniques géophysiques dédiées à la mesure de la structure interne d'objets géologiques. Lors de la première phase du projet, qui a englobé la durée de cette thèse, un volcan situé dans la Chaîne des Puys a servi de cas d'étude : le Puy de Dôme. Les travaux présentés ici concernent l'aspect propre à la physique des particules de ce projet, à savoir la mesure du flux de muons atmosphériques et son utilisation pour déterminer la densité de la matière composant la cible imagée.

Dans une collaboration nouvelle, consacrée au développement d'une technique relativement jeune qu'est la muographie, de nombreux territoires sont à défricher et il est difficile de prévoir à l'avance quels seront les problématiques nécessitant des

efforts de recherche poussés. Ainsi, cette thèse, dont la durée a correspondu approximativement au temps de conception d'un détecteur fonctionnel et à la compréhension et l'analyse des premiers résultats obtenus grâce à celui-ci, aborde la question de la muographie aussi bien du point de vue instrumental que de l'analyse des données et des simulations Monte-Carlo. Des problématiques inhérentes à la muographie ont émergé dans chacun de ces domaines et sont présentées dans ce document qui, on l'espère, pourra être utile aux futurs développements de cette technique.

Ce document est organisé de la manière suivante. Le chapitre [1](#) présente un état de l'art de la muographie et situe la collaboration TOMUVOL dans ce contexte. Le chapitre 2 est consacré au flux de muons atmosphériques et à l'interaction de ces particules dans la matière, qui sont les fondations théoriques nécessaires à la mesure de densité. Les chapitres 3, 4 et 5 sont dédiés aux solutions instrumentales développées par la collaboration TOMUVOL pour la réalisation d'une muographie. Le chapitre 6 résume les travaux effectués sur le développement d'un code permettant de simuler une expérience de muographie. Enfin, le chapitre [7](#) s'intéresse à l'analyse des données de muographie, simulées et réelles.

# Chapter 1

## Tomographie des volcans par les muons atmosphériques

### 1.1 De l'imagerie médicale à la muographie

#### 1.1.1 Sonder la matière à l'aide de rayonnements

La première utilisation de radiations ionisantes à des fins d'imagerie remonte à 1895, avec la découverte des rayons X par Rontgen [1]. Après avoir réalisé une image de la main de sa femme (figure 1.1) ornée de son alliance à l'aide de cette radiation dont la nature était encore inconnue, il remarque que les rayons X peuvent traverser les tissus de la main mais sont arrêtés lorsqu'ils rencontrent des os ou du métal. De cette observation découle le principe de la radiographie par absorption, qui est illustré sur la figure 1.2 : il s'agit d'émettre une radiation en direction de l'objet d'intérêt et de placer de l'autre côté un détecteur capable de mesurer la distribution spatiale de l'intensité transmise. En comparant cette distribution avec celle émise en amont de la cible, on fait apparaître les contrastes dans la transmission de la radiation, ce qui nous renseigne sur la structure de l'objet d'intérêt. Notons que la grandeur mesurée lors d'une radiographie par absorption est le produit de la densité moyenne de l'objet et de son épaisseur, le long de la direction d'observation considérée. Les avantages de cette technique résident en la possibilité d'observer l'intérieur de la cible de façon rapide et non destructive. La médecine, en particulier, a su très vite s'approprier ce procédé pour faciliter le diagnostic, mais de nombreuses autres applications, industrielles ou ayant trait à la sécurité par exemple, sont également apparues au cours du siècle dernier.

Un résultat optimal pour la radiographie est obtenu lorsque les caractéristiques que l'on souhaite observer (par exemple, les os de la main), ont un fort impact sur la transmission de la radiation par rapport au niveau obtenu lorsque ces caractéristiques sont absentes (par exemple, du tissu mou uniquement). Pour illustrer ce principe, on peut aisément se convaincre qu'une radiographie d'un corps humain par la lumière visible ou par des ondes radio résulterait en une absence quasi-totale



Figure 1.1 – Image de la main de l'épouse de Rontgen par radiographie X [1]. Les os et l'alliance qu'elle porte ressortent nettement, témoignant de leur fort pouvoir absorbant pour les rayons X. Les tissus mous sont également visibles mais présentent un pouvoir d'absorption intermédiaire.

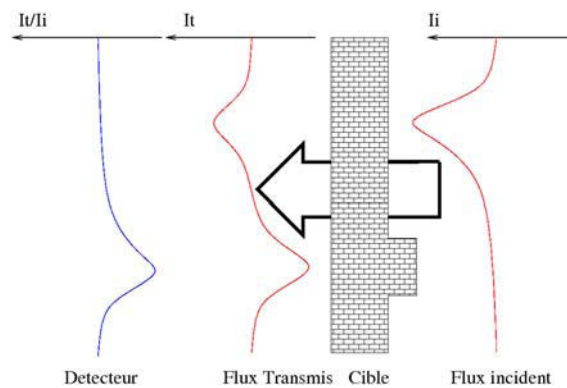


Figure 1.2 – Schéma de principe d'une radiographie par transmission. La distribution de l'intensité émise, qui n'est pas nécessairement uniforme, est comparée avec celle de l'intensité transmise mesurée par un détecteur adéquat.

de contraste et n'aurait aucune application en termes d'imagerie.

La plupart des dispositifs de radiographie, médicaux ou non, utilisent encore de nos jours des rayons X ou gammas. Ces rayonnements, faciles à produire et à détecter avec les technologies actuelles, permettent de sonder efficacement des cibles telles qu'un corps humain, un bagage, etc., mais ne peuvent traverser des objets plus grands ou plus denses.

Les avancées du siècle dernier en physique fondamentale ont conduit à la découverte de nouvelles particules, qui étaient jusque là restées inconnues à l'homme car n'entrant pas dans la composition de la matière ordinaire. L'une d'entre elles, le muon, existe naturellement en nombre abondant dans l'atmosphère. L'origine de ces particules est expliquée dans le chapitre 2 de ce manuscrit. Notons simplement ici que, alors que quelques centimètres d'os ou de métal suffisent à absorber les rayons X utilisés en radiographie classique, les muons atmosphériques sont capables de traverser plusieurs mètres voire kilomètres d'eau ou de roche avant d'être arrêtés.

### 1.1.2 Imagerie par les muons

En 1955, George 2 a eu l'idée d'utiliser les propriétés des muons atmosphériques pour estimer l'épaisseur de roche située au dessus d'un tunnel, en comparant les flux mesurés dans le tunnel et à l'air libre à l'aide d'un assemblage de cent compteurs Geiger. Cette expérience marque le début de l'utilisation des muons atmosphériques comme sonde permettant d'obtenir des informations sur une cible matérielle. La première expérience d'imagerie proprement dite via les muons atmosphériques a eu lieu plusieurs décennies plus tard, en 1970, avec l'expédition d'Alvarez [3] qui plaça des compteurs à étincelles dans la grande pyramide de Khéphren afin de vérifier l'existence d'une hypothétique chambre funéraire cachée dans la pierre (figure 1.3). Cette investigation fut basée sur le comptage des muons en fonction de leur direction, comparé au résultat attendu estimé à partir de simulations. Le résultat fut négatif mais les conditions expérimentales n'ont permis de sonder qu'environ 20 % du volume total de la pyramide.

Une dizaine d'années plus tard, Nagamine et al. [4] proposèrent d'utiliser les muons atmosphériques pour radiographier les volcans et réalisent une première mesure sur le mont Tsukuba (figure 1.4) en utilisant un trajectographe fait de scintillateurs plastiques. Notons que contrairement aux expériences précédentes, cette mesure a été réalisée en plaçant le détecteur à l'air libre face à la cible, ce qui se traduit dans les résultats par la présence d'un bruit de fond de basse énergie, problématique sur laquelle nous reviendrons à la fin de ce chapitre. La muographie appliquée aux volcans peut être un outil d'investigation au service des volcanologues étudiant leur formation et leur structure, mais peut également aider à mieux prévenir les risques liés aux éruptions lorsque la technique est appliquée à des sites actifs. Dans ce dernier cas, le fait que la mesure puisse être réalisée à distance et de façon autonome est un avantage à considérer.

Il existe de nos jours une diversité de collaborations dont l'objectif est d'utiliser

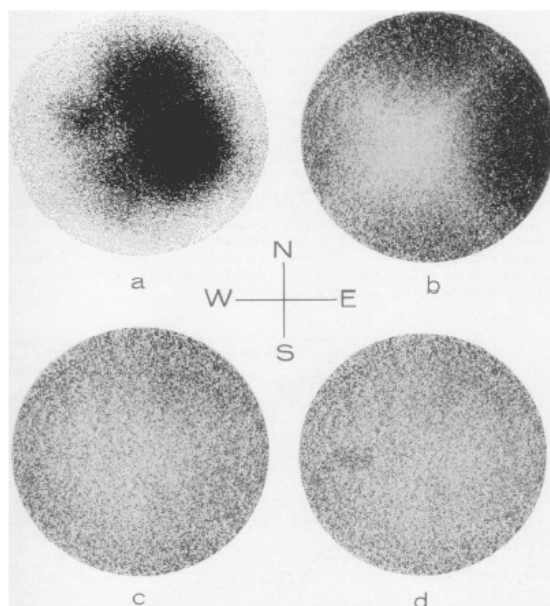


Figure 1.3 – Recherche d’une chambre secrète dans la pyramide de Khéphren à l’aide des muons atmosphériques [3]. Les figures correspondent à : a) l’image obtenue avec les données brutes, b) l’image obtenue en corrigeant de l’acceptance du détecteur, c) l’image obtenue en corrigeant de la topographie de la pyramide et d) l’image obtenue par simulation en supposant l’existence d’une chambre secrète (visible sur la partie gauche du graphique).

les muons à des fins d’imagerie. Les volcans sont un des sujets d’étude que l’on retrouve fréquemment [5][6][7], et, d’une manière générale, les structures géologiques [8][9] sont par leurs dimensions et leur densité particulièrement adaptées à la muographie par absorption. Notons également que plusieurs projets [10][11] sont consacrés à la détection de matériaux denses, comme l’uranium, pour des applications ayant trait à la sécurité publique notamment. Ces expériences, en revanche, utilisent un procédé sensiblement différent basé sur l’utilisation des effets de diffusions induits sur les muons par les matériaux à numéro atomique élevé. La collaboration TOMUVOL, au sein de laquelle cette thèse a été conduite, est une expérience de muographie par absorption appliquée à l’étude des volcans, et est présentée dans la section suivante.



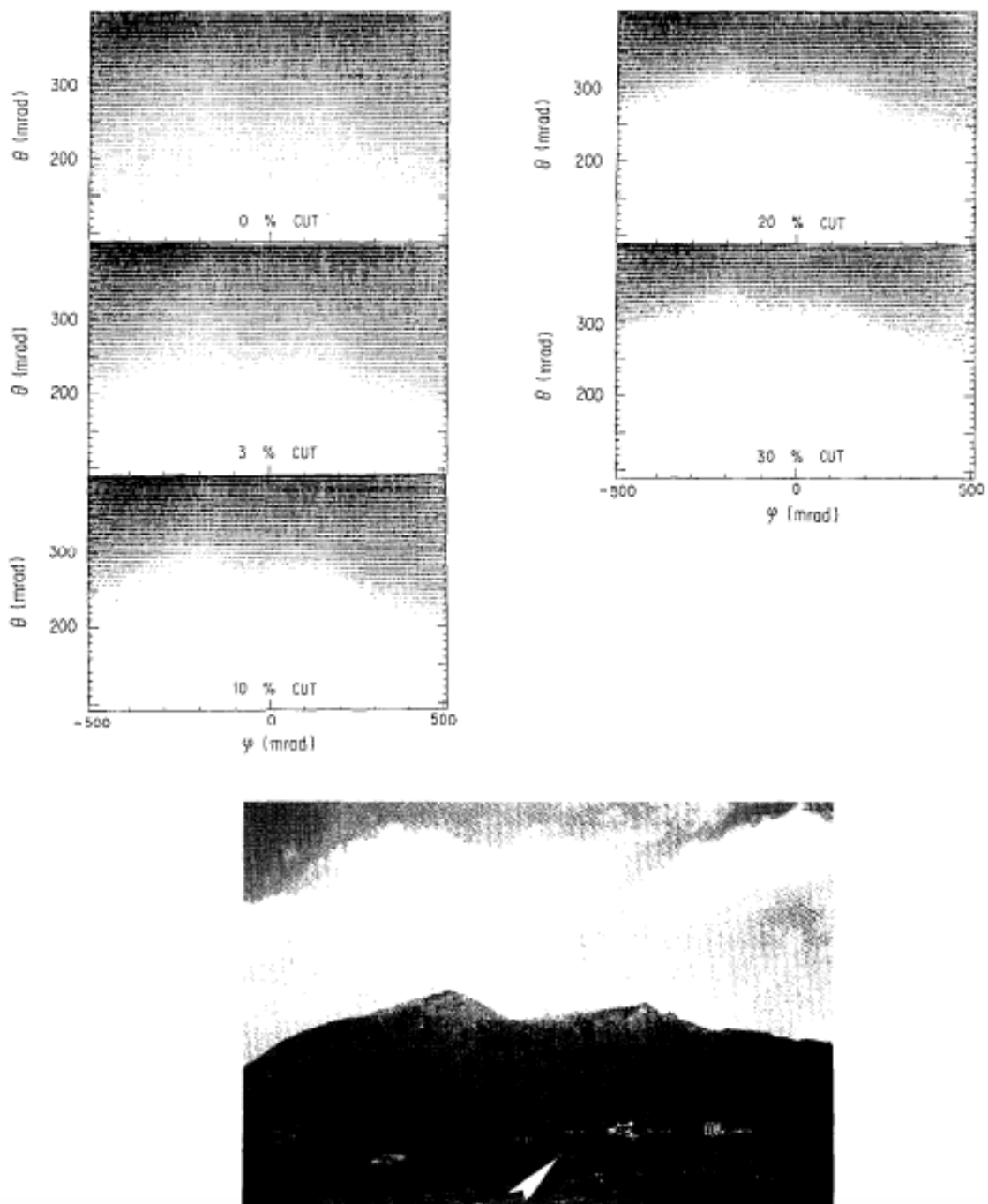
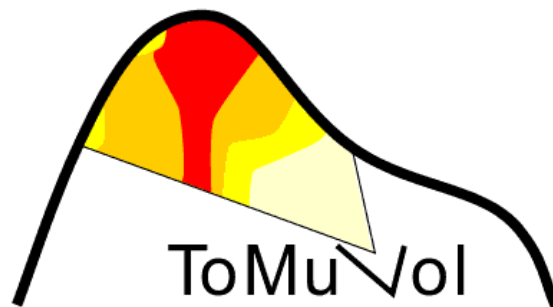


Figure 1.4 – Image obtenue par radiographie muonique du mont Tsukuba publiée dans [4]. Les différentes images correspondent à des coupures sur le taux d'événements enregistrés en fonction de la direction d'observation, pour des seuils fixés à 0,3, 10, 20 et 30 % du taux maximal observé. La photographie au bas de la figure donne la position et l'orientation du détecteur par rapport à la cible.

## 1.2 La collaboration Tomuvol



La collaboration TOMUVOL [12] (Tomographie Muonique des Volcans) s'est formée en 2010, et regroupe physiciens des particules et géophysiciens de différents laboratoires (Laboratoire de Physique Corpusculaire, Laboratoire Magmas et Volcans, Institut de Physique Nucléaire de Lyon). Elle a pour projet la conception d'un détecteur, que nous présenterons au chapitre 3, capable de réaliser une muographie de volcan, puis la réalisation d'une image du Puy de Dôme. Ce dernier est un volcan éteint localisé dans la Chaîne des Puys, en Auvergne. Cette expérience a été financée entre autres par le Labex ClerVolc (centre Clermontois de recherche sur le Volcanisme) [13] et bénéficie donc des compétences de volcanologues et géophysiciens impliqués dans l'étude du Puy de Dôme. Un des objectifs est de faire valoir la connaissance de la structure du volcan apportée par les méthodes géophysiques pour faire du Puy de Dôme une cible de référence pour les collaborations développant la muographie à travers le monde. À titre d'exemple, des prises de données conjointes entre TOMUVOL et l'expérience MU-RAY ont eu lieu sur le Puy de Dôme en 2014 [14]. Cette thèse, qui porte sur les aspects de l'expérience propres à la physique des muons atmosphériques, s'est déroulée au Laboratoire de Physique Corpusculaire.

### 1.2.1 Mesures géophysiques sur le Puy de Dôme

Comme nous l'avons mentionné, en parallèle de la radiographie par les muons atmosphériques, différentes mesures géophysiques ont été réalisées sur le Puy de Dôme, qui pourront permettre de disposer d'une base de comparaison pour évaluer le potentiel de la muographie. Nous en présentons les principaux résultats dans cette section.

#### Relevé LiDAR de la topographie

En 2011, une mesure de la topographie du volcan a été réalisée par relevé LiDAR (Light Detection And Ranging), permettant de déterminer le profil géométrique du volcan avec une précision de l'ordre de la dizaine de centimètres. La connaissance de ce modèle est indispensable pour pouvoir mesurer la densité de l'édifice par muographie, et comme nous le montrerons dans la suite de ce manuscrit, la précision

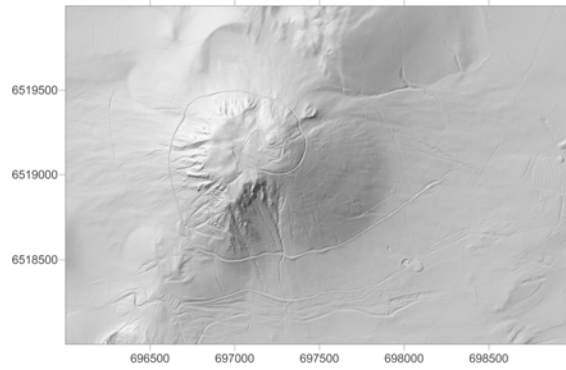


Figure 1.5 – Relevé LIDAR de la topographie du Puy de Dôme réalisé en 2013, représenté dans le système de coordonnées Lambert.

obtenue ici est très bonne au regard des incertitudes caractéristiques de la muographie en général et de celles liées au détecteur employé dans TOMUVOL. Le résultat du relevé LiDAR est présenté sur la figure [1.5](#).

### Mesures gravimétriques et de résistivité électrique

Des campagnes de mesures gravimétriques et de résistivité électrique ont été réalisées sur le Puy de Dôme au sein de la collaboration TOMUVOL. La gravimétrie consiste à mesurer le champ de pesanteur en différents points de l'espace, ici répartis sur la surface du volcan, afin de déterminer la distribution de masse environnante. Les résultats obtenus en gravimétrie, résumés sur la figure [1.6](#), sont donc a priori directement corrélés avec ceux obtenus en muographie et pourront donc potentiellement être comparés voire, à terme, utilisés conjointement lors de la construction d'une carte 3D de densité. La gravimétrie permet une mesure de densité relative à une hypothèse de densité donnée, et permet donc d'exhiber des contrastes dans la structure du volcan, avec une résolution dépendant de la profondeur, comme cela est représenté sur la figure 1.6. Les résultats présentés ici suggèrent la présence d'un cœur dense dans la partie centrale du volcan, contrastant avec des flancs peu denses, notamment sur la coupe Ouest/Est.

Les mesures de résistivité électrique se font à l'aide d'un réseau d'électrodes plantées au sol entre lesquelles est mesurée la résistivité électrique du volcan. Différents profils ont ainsi été sondés et les principaux résultats des campagnes de mesures sont présentés sur la figure 1.7. Les données ainsi obtenues sur le volcan sont influencées principalement par le contenu en eau et la nature des matériaux le composant, et ne sont donc pas nécessairement aussi bien corrélées avec la densité de la structure que pour les données gravimétriques. Il est notamment attendu qu'ils puissent présenter en fonction des conditions climatiques sous lesquels ils ont été obtenus (voir par exemple [16](#)). On remarquera toute fois une certaine corrélation entre les résultats de gravimétrie et de résistivité électrique sur la présence d'une zone de cœur dont les propriétés contrastent avec les flancs du volcan. En tout état de cause, la com-

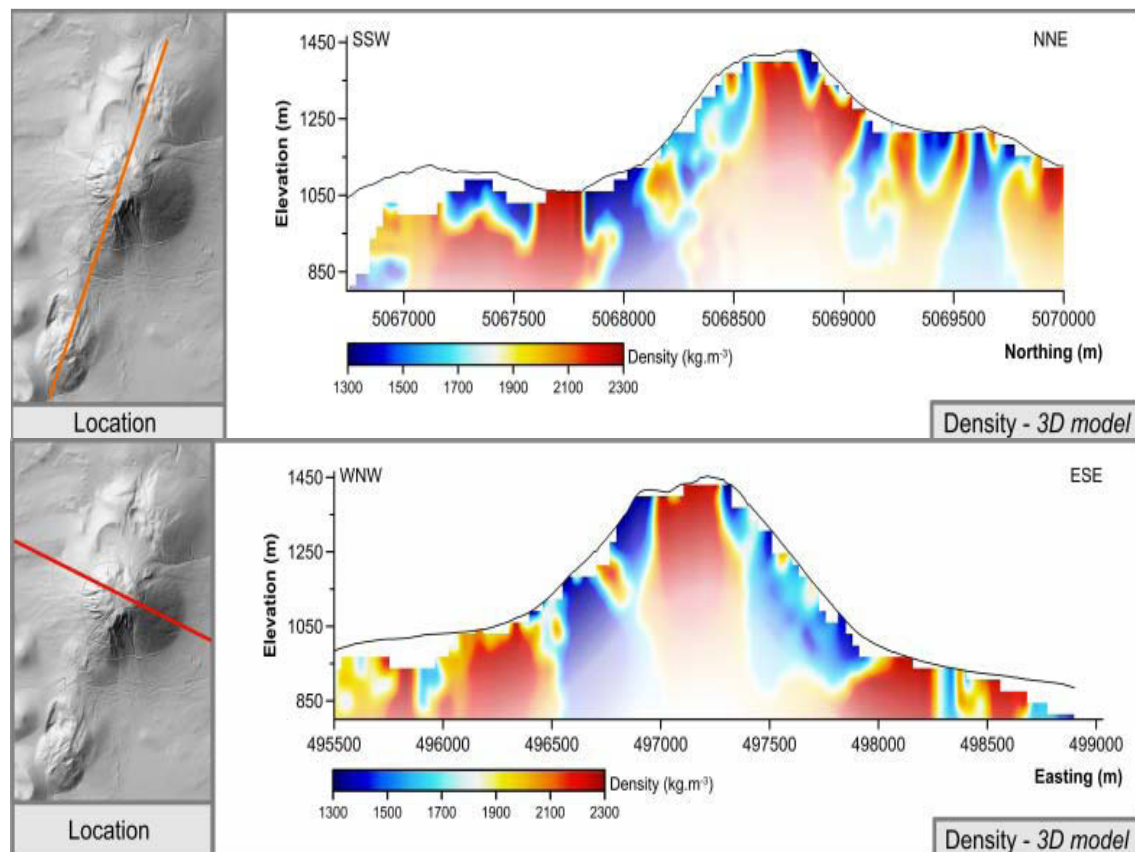


Figure 1.6 – Résultat de l'inversion 3D des données de gravimétrie acquises sur le Puy de Dôme [15], selon deux axes de coupe (Sud/Nord) et (Ouest/Est) représentés sur la partie gauche de la figure. La résolution de la mesure est indiquée par le degré de floutage de l'image.

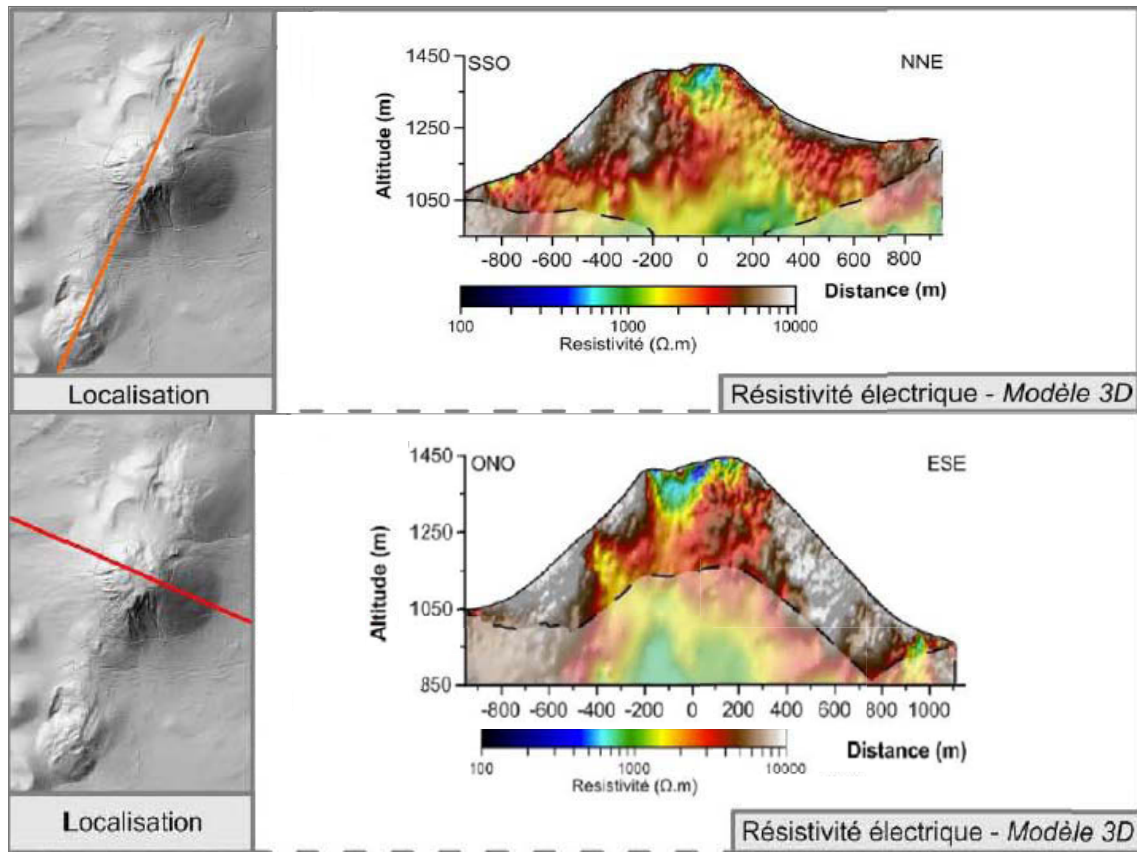


Figure 1.7 – Résultat de l'inversion 3D des données de résistivité électrique acquises sur le Puy de Dôme [17], selon deux axes de coupe (Sud/Nord) et (Ouest/Est). La résolution de la mesure est indiquée par le degré de floutage de l'image.

paraison des résultats obtenus par résistivité électrique et par muographie pourra certainement se révéler intéressante afin de mieux comprendre la structure interne du volcan. De la même façon que pour la gravimétrie, la résolution de la mesure se dégrade au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la surface du volcan.

En effet, pour les deux méthodes présentées ici les relevés sont réalisés en surface, et les principes physiques qu'elles font intervenir les rendent naturellement plus sensibles à leur environnement proche. Nous verrons que pour la muographie, la résolution se dégrade également vers la base de l'édifice, cependant la cause n'est dans ce cas pas intrinsèque au procédé de mesure, mais de nature purement statistique. La forme généralement conique des volcans a pour conséquence une épaisseur de matière au niveau de la base plus importante, et donc un plus faible nombre de muons le traversant dans cette zone. Ainsi, pour la muographie il reste en théorie possible d'imager avec précision le cœur du volcan pourvu que l'on accumule une quantité de données suffisante.

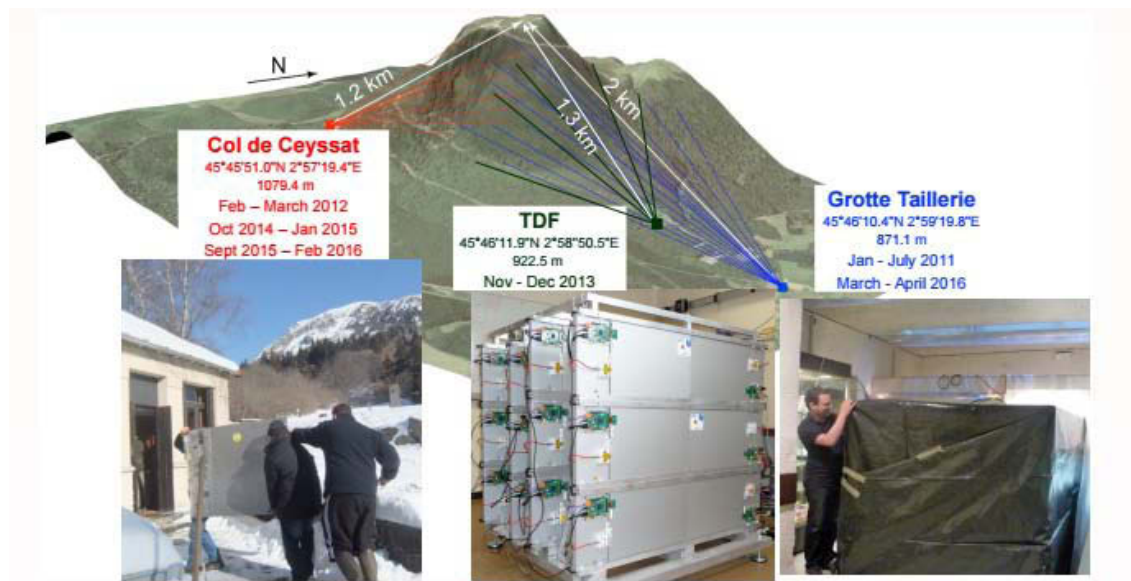


Figure 1.8 – Emplacement des différents points de vue choisis pour une radiographie muonique du Puy de Dôme. Les coordonnées géographiques des différents sites sont indiquées ainsi que les périodes durant lesquelles des prises de données y ont eu lieu.

### 1.2.2 Campagnes de mesures par tomographie muonique sur le Puy de Dôme

Afin de pouvoir reconstruire la distribution tri-dimensionnelle de la densité du volcan, plusieurs prises de données à des angles différents doivent être réalisées. Notons ici que l'inversion 3D des données n'a actuellement pas encore été réalisée au sein de la collaboration. Les différents sites choisis pour accueillir le détecteur lors des campagnes de mesures sont présentés sur la figure 1.8. Ils ont également permis d'observer le comportement du détecteur dans des environnements différents, et de comparer les performances en termes d'imagerie pour différentes distances à la cible. La Grotte Taillerie du Puy de Dôme est un emplacement souterrain surplombé par environ 60 cm de béton, au sein duquel l'humidité est très importante et dont le détecteur a dû être protégé. Le Local TDF est un hangar en tôle au sein duquel les conditions atmosphériques possèdent une grande variabilité. Enfin, le local au Col-de-Ceyssat est entouré de murs épais en pierre, assurant une relative isolation. Plusieurs campagnes de mesures ont été réalisées depuis ces différents sites entre 2010 et 2015, période durant laquelle le détecteur a connu différentes configurations et de nombreuses évolutions matérielles. Les travaux et résultats présentés dans la suite de ce manuscrit concernent le détecteur dans sa version la plus récente. Notamment, dans le chapitre 7 est présentée une analyse des résultats obtenus lors la campagne de 2015 au Col-de-Ceyssat.

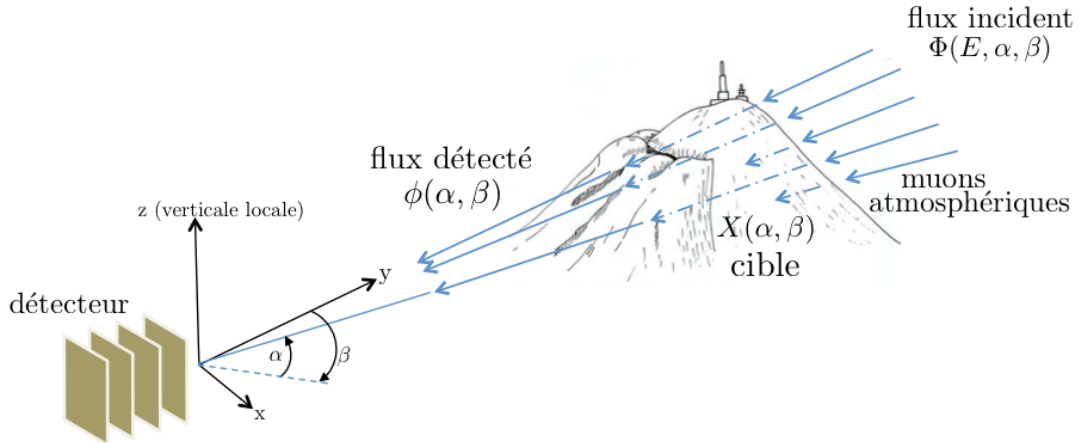


Figure 1.9 – Schéma de principe de la muographie par transmission. Le détecteur est repéré géographiquement par rapport à la cible à l'aide d'un repère cartésien, et la direction d'observation est définie par deux angles  $\alpha$  et  $\beta$ .

## 1.3 Principe de la muographie

Nous allons maintenant décrire plus précisément comment relier la mesure de flux de muons transmis à la distribution de densité de la cible. La démarche présentée ici est conforme à celle présentée dans l'article fondateur de Nagamine [4]. Une présentation plus spécifique de l'analyse telle qu'elle est effectuée au sein de la collaboration TOMUVOL sera donnée dans le chapitre [7]. Notons également que dans les développements qui suivent, la trajectoire des muons utilisés pour la mesure est supposée rectiligne, et il n'est pas fait mention des phénomènes de diffusion qu'ils peuvent subir, durant leur parcours, bien que nous verrons plus tard que cette problématique existe en muographie. Cette section s'articule autour de la figure [1.9], où le schéma de principe de la muographie par transmission est représenté. Les différentes variables qui y sont mentionnées sont définies dans la suite du texte.

### 1.3.1 Transmittance

Dans la suite de ce manuscrit et de manière générale en muographie, le point de vue particulière est adopté pour décrire les propriétés de la radiation, muonique, utilisée. On parlera donc de *nombre* de muons incidents ou transmis à travers la cible, contrairement à la radiographie X classique où l'intensité lumineuse est généralement la grandeur utilisée. Nous définissons la transmittance comme :

$$T = \frac{N_{tr}}{N_0} \quad (1.1)$$

Où  $N_{tr}$  est le nombre de muons transmis et détectés et  $N_0$  le nombre attendu en l'absence de cible.

Afin d'obtenir une image de la structure interne d'un édifice, il faut disposer d'un détecteur capable de reconstruire la direction des muons qu'il enregistre, afin de mesurer cette transmittance en fonction de la direction d'observation, que nous définissons maintenant.

### 1.3.2 Direction d'observation

Les conventions utilisées pour la mesure d'une direction d'observation sont données sur la figure 1.9. Un repère cartésien est défini en choisissant l'axe  $y$  pointant depuis le détecteur vers la cible et l'axe  $z$  selon la verticale locale. Un système d'angles équivalent aux coordonnées sphériques est alors utilisé, où chaque direction d'observation est caractérisée par le couple d'angles  $(\alpha, \beta)$ , avec :

- $\alpha$  le complémentaire de l'angle zénithal  $\theta$  (mesuré ici par rapport au plan  $xy$ ).
- $\beta$  l'angle azimut mesuré à partir de l'axe  $y$ .

En général, en muographie par transmission, le détecteur est de taille négligeable par rapport à la cible, et l'on associera donc à l'ensemble des muons détectés avec des angles d'incidence  $\alpha$  et  $\beta$  identiques un même point de l'image. Notons ici que l'on associera dans ce manuscrit des angles d'élévation négatifs et des azimuts compris dans  $[-90^\circ, 90^\circ]$  aux directions d'observation pointant du côté opposé au volcan.

### 1.3.3 Flux de muons et mesure de densité

La réalisation d'une image par muographie implique de mesurer les variations de la transmittance de la radiation muonique sur toute une portion de l'espace des  $(\alpha, \beta)$ . Pour donner un sens physique à  $T(\alpha, \beta)$ , c'est à dire la transmittance mesurée pour une direction donnée, nous la redéfinissons comme le ratio entre le flux de muons détecté  $\phi$  et le flux de muons attendu en l'absence de cible,  $\phi_0$  :

$$T(\alpha, \beta) = \frac{\phi(\alpha, \beta)}{\phi_0(\alpha, \beta)} \quad (1.2)$$

où les flux sont exprimés en nombre de muons par unité de temps, de surface et d'angle solide.

Dans l'article de Nagamine,  $\phi$  est exprimé en fonction du flux incident  $\Phi$ , différentiel en énergie, en faisant l'hypothèse simplificatrice qu'il existe une coupure en énergie, fonction de  $(\alpha, \beta)$ , au delà de laquelle tous les muons incidents traversent la cible et sont détectés :

$$T(\alpha, \beta) = \frac{\int_{E_{seuil}(\alpha, \beta)}^{\infty} \Phi(E, \alpha, \beta) dE}{\phi_0(\alpha, \beta)} \quad (1.3)$$

Dans ce cadre,  $E_{seuil}(\alpha, \beta)$  peut être obtenu analytiquement si l'on dispose d'une estimation de la transmittance. L'hypothèse centrale pour une mesure absolue de



densité en muographie est alors qu'il existe, en fonction de la nature du matériau composant la cible, une bijection entre les pertes d'énergie des muons et le grammage  $X(\alpha, \beta)$  (en  $\text{g cm}^{-2}$ ). Nous définissons cette dernière grandeur comme la masse de matière contenue dans une colonne de section  $1 \text{ cm}^2$  centrée autour de la direction  $(\alpha, \beta)$ . Cette grandeur est donc proportionnelle, pour une direction d'observation considérée, à la densité moyenne du volcan et à son épaisseur. En revenant sur l'équation [1.3](#), l'existence de cette bijection implique que le grammage de la cible peut être obtenu à partir d'une mesure de transmittance. Si la topographie de la cible est par ailleurs connue, par exemple au moyen des relevés LiDAR présentés plus tôt dans ce chapitre, la densité moyenne en fonction de  $(\alpha, \beta)$  peut alors être déterminée.

Après avoir présenté le principe général de la mesure de densité par muographie, nous concluons ce chapitre en exposant dans la section suivante les principales problématiques inhérentes à cette méthode et qui ont orienté ce travail de thèse.

## 1.4 Problématiques de la tomographie muonique

Bien que le principe de base de la muographie énoncé dans la section précédente soit simple, plusieurs problématiques non triviales émergent lorsque l'on souhaite appliquer la méthode. Nous les divisons en trois catégories : celles d'ordre instrumental, celles liées à la connaissance des modèles décrivant la physique des muons atmosphériques, et enfin celle des paramètres de nuisance existant naturellement en muographie.

### 1.4.1 Problématiques instrumentales

La muographie appliquée à l'étude de structures géophysiques, et a fortiori de volcans, pose un défi instrumental qui est de pouvoir reconstruire précisément la trajectoire des muons atmosphériques dans un environnement très différent de celui d'un laboratoire de physique. En effet, la distance typique d'un détecteur à la cible dans le cadre de la muographie appliquée aux volcans est de l'ordre du kilomètre. Ceci implique dans la majorité des cas d'utiliser des locaux a priori non prévus pour accueillir un détecteur de physique des particules, dans des régions montagneuses offrant des conditions climatiques parfois hostiles, et ne proposant pas nécessairement l'infrastructure pour relier le détecteur à un réseau électrique et informatique de façon stable. Pour toutes ces raisons, le détecteur doit, entre autres, être robuste, capable de s'adapter à des changements de conditions environnementales, facilement déployable, et également relativement autonome. Par ailleurs, comme pour toute expérience de comptage, la résolution de la mesure sera directement liée au nombre de muons enregistrés. Pour cette raison, il faut s'assurer que le détecteur fonctionne de la façon la plus efficace possible. Les solutions instrumentales proposées dans l'expérience TOMUVOL pour répondre à ces contraintes, seront l'objet des chapitres 3 et 4.

### 1.4.2 Connaissance des modèles physiques

Une des difficultés principales rencontrée en muographie est que, contrairement au cas de l'imagerie médicale, nous ne disposons d'aucun contrôle sur la source de la radiation. Or, nous avons vu que pour pouvoir estimer le grammage de la cible, la connaissance du spectre en énergie des muons atmosphériques incidents est nécessaire. Nous verrons dans le chapitre suivant que les phénomènes à l'origine de ces particules sont complexes, et la modélisation de leur flux demeure une source d'erreur systématique dont l'impact sur les résultats obtenus est difficile à quantifier précisément. La principale limitation rencontrée est que le flux est dépendant de la localisation à laquelle on le considère et que les modélisations existantes ne permettent pas ce niveau de détail ou sont ajustées à un site bien précis. Notamment le spectre en énergie des muons atmosphériques incidents sur le volcan peut dévier de sa forme théorique. Or, les contraintes instrumentales de la muographie, présentées dans la section précédente, ne favorisent pas la perspective d'adjoindre aux détecteurs un module supplémentaire dédié à une mesure d'énergie.

Outre le flux incident, la mesure de densité en muographie fait intervenir les modèles physiques décrivant l'interaction des muons dans la matière, et en particulier leurs pertes d'énergie et leur diffusion. Ces phénomènes ont été étudiés de façon extensive en laboratoire par de nombreuses expériences et sont en général bien modélisés. Toutefois, ces effets sont en général dépendants de la nature précise du matériau que les muons traversent, qui dans le cas d'un volcan est a priori de nature complexe et présentant de nombreuses interfaces entre des milieux de propriétés différentes. Les résultats disponibles dans la littérature dans des conditions "standard" ne s'appliquent donc aux situations relatives à la muographie de volcans qu'avec une précision limitée.

### 1.4.3 Paramètres de nuisance en muographie

Il est apparu au vu des premières campagnes de mesures et des résultats des autres collaborations travaillant sur la muographie [18][4][6][19] qu'un important bruit de fond contamine les données, dominant rapidement le signal lorsque l'on s'éloigne des bords du volcan vers les zones où le flux transmis est moindre. L'origine de ce bruit de fond est a priori comprise : les muons atmosphériques sont, comme nous le verrons au chapitre suivant, accompagnés dans leur création par une multitude d'autres particules de nature et d'énergie variées qui existent donc dans l'atmosphère suivant un parcours plus ou moins chaotique. Plusieurs hypothèses ont été avancées, schématisées sur la partie gauche de la figure 1.10, pour expliquer le mécanisme exact par lequel ce bruit de fond affecte les mesures :

- Des particules quasi horizontales de haute énergie, en provenance du côté opposé à la cible, diffusant dans le sol et traversant le détecteur avec une trajectoire montante (1).

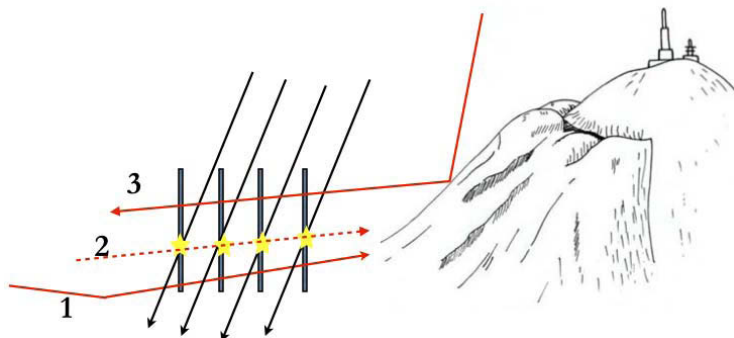


Figure 1.10 – Représentation schématique de différentes hypothèses pouvant expliquer le bruit de fond observé en muographie.

- Des groupes de particules se déplaçant selon un même front et interceptant le détecteur de façon cohérente, laissant une signature imitant celle d’une particule unique (2).
- Des particules de basse énergie changeant de direction à proximité du détecteur de façon à traverser ce dernier selon une droite passant par la cible (3).

Les résultats obtenus en blindant le détecteur contre les particules de basse énergie, comme cela a été fait dans le cas de l’expérience TOMUVOL à l’aide d’un mur de plomb, sont en faveur de la troisième hypothèse. Le blindage est la solution la plus simple et la plus couramment employée dans les expériences de muographie [4] [18], faute de dispositif permettant une mesure de l’énergie des particules. Notons, concernant la solution adoptée dans TOMUVOL, qu’il ne s’agit pas d’arrêter complètement les particules de basse énergie mais simplement d’utiliser la capacité qu’ont les matériaux denses à modifier les trajectoires des particules pour identifier et rejeter dans l’analyse celles de plus basse énergie, ce qui nécessite une épaisseur moindre de matériau absorbant et rend le dispositif plus transportable.

Un second paramètre de nuisance limitant la précision de la mesure est la diffusion des muons contribuant au signal. Ainsi, lorsqu’un muon est détecté avec une direction donnée, il lui est associé un parcours dans la cible qui diffère de son parcours réel, comme cela est schématisé sur la partie droite de la figure 1.10. Comme nous le verrons au chapitre suivant, l’amplitude moyenne de cet effet est fonction de l’énergie de la particule, qui pour le cas des muons atmosphériques est distribuée sur un large domaine, et également du l’épaisseur de roche traversée. Une solution pour quantifier l’impact de ces phénomènes complexes sur la mesure de la transmittance est de recourir à des simulations Monte-Carlo, sujet sur lequel nous reviendrons au chapitre 6.

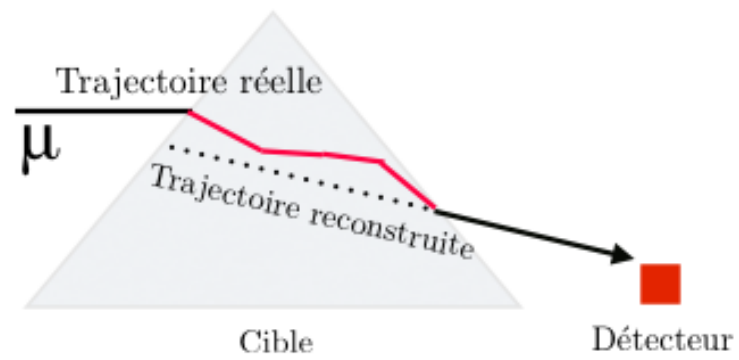


Figure 1.11 – Représentation schématique du biais induit par la diffusion des muons lors de leur parcours vers le détecteur.

# Chapter 2

## Les muons atmosphériques

### Introduction

Ce chapitre est consacré aux muons atmosphériques, qui sont la source de radiation utilisée pour la muographie. Nous commencerons par de brefs rappels concernant le Modèle Standard de la physique des particules et nous exposerons les propriétés physiques du muon. Ces prérequis nous permettront ensuite de comprendre comment l'interaction des rayons cosmiques avec notre atmosphère est à l'origine du flux de muons atmosphériques. Pour cela, un rappel sur les propriétés de ces rayons cosmiques sera d'abord effectué. La formation des gerbes atmosphériques, conséquences des collisions des rayons cosmiques les plus énergétiques avec les atomes de l'air, sera ensuite détaillée en portant une attention particulière aux processus engendrant la création des muons. Puis, nous verrons qu'il existe des modèles décrivant le spectre en énergie et la distribution angulaire des muons atmosphériques au niveau du sol. Ils nous permettent en muographie d'estimer la transmission du flux de muons à travers une cible, et le modèle utilisé dans l'expérience TOMUVOL sera présenté. Enfin, les travaux effectués au cours de cette thèse concernant le développement d'un code de simulation de gerbes atmosphériques à l'aide du logiciel GEANT4 seront présentés.

### 2.1 Le Modèle Standard de la physique des particules

Comme nous le verrons dans ce chapitre, les muons utilisés en muographie sont produits au sein des gerbes atmosphériques engendrées par la collision de rayons cosmiques de très haute énergie avec notre atmosphère. Lors de tels événements, de nombreux processus physiques différents ont lieu, faisant intervenir un certain nombre de particules n'entrant pas dans la composition de la matière ordinaire. La théorie physique actuelle décrivant comment les différentes particules élémentaires interagissent entre elles est le Modèle Standard, dont nous allons ici présenter les

fondations, suffisantes pour la lecture de la suite de ce chapitre.

### 2.1.1 Particules élémentaires de matière

À ce jour, il a été découvert que l'univers est composé de douze particules élémentaires de matière dont les propriétés permettent de les regrouper en deux familles distinctes : les quarks et les leptons. Notons qu'à chacune d'entre elles est associée une anti-particule possédant des caractéristiques similaires mais des nombres quantiques, parmi lesquels figure notamment la charge électrique, opposés. Il existe six quarks différents, nommés  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$ ,  $b$  et  $t$ , présentés dans le tableau 2.1 avec leurs charge et masse respectives.

Nom	Symbole	Masse ( $\text{MeV } c^{-2}$ )	Charge ( $\times 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ )
up	u	1,7 - 3,3	2/3
down	d	4,1 - 5,8	-1/3
strange	s	$1,27 \cdot 10^3$	2/3
charm	c	101	-1/3
bottom	b	$173 \cdot 10^3$	2/3
top	t	$4,19 \cdot 10^3$	-1/3

Table 2.1 – Liste des particules appartenant à la famille des quarks. Leur masse respective [20] et leur charge est indiquée.

Ces particules ne peuvent exister qu'en des systèmes liés appelés hadrons, au sein desquels on distingue deux catégories : les mésons, composés d'un quark et d'un antiquark, et les baryons, composés de trois quarks. La matière qui nous entoure est ainsi dite baryonique, car principalement composée de deux baryons : le proton ( $uud$ ), et le neutron ( $udd$ ).

Les leptons sont également au nombre de six, dont les propriétés sont données dans le tableau 2.2 :  $e$ ,  $\mu$  et  $\tau$ , et leurs neutrinos respectifs  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$ .

Nom	Symbole	Masse ( $\text{MeV } c^{-2}$ )	Charge ( $\times 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ )
électron	$e$	$511 \cdot 10^{-3}$	-1
neutrino électronique	$\nu_e$	$< 2 \cdot 10^{-6}$	0
muon	$\mu$	105,7	-1
neutrino muonique	$\nu_\mu$	$< 0,19$	0
tau	$\tau$	$1,78 \cdot 10^3$	-1
neutrino tauique	$\nu_\tau$	$< 18,2$	0

Table 2.2 – Liste des particules appartenant à la famille des leptons. Leur masse respective [20] et leur charge est indiquée.

Contrairement aux quarks, les leptons peuvent exister librement, et, en particulier, on retrouve les électrons au sein de la matière ordinaire comme constituants des atomes. Les muons que nous utilisons comme rayonnement pour radiographier

les volcans appartiennent donc à la même famille que les électrons et diffèrent de ces derniers par leur masse, environ 200 fois plus importante :  $m_\mu = 105,7 \text{ MeV}$ . Notons ici, et nous y reviendrons dans la suite de ce chapitre, que les gerbes atmosphériques contiennent également des anti-muons, appelés  $\bar{\mu}$  ou  $\mu^+$ , de charge électrique  $+e$ . Dans le contexte de la muographie, ces anti-muons interagissent de façon similaire avec la matière et seront donc utilisés avec les muons de façon indifférente pour la réalisation d'une image.

### 2.1.2 Interactions forte, faible et électromagnétique

Dans notre description actuelle de la nature, les différentes particules élémentaires de matière présentées dans la section précédente sont liées par quatre interactions fondamentales, dont trois sont nécessaires à la compréhension des phénomènes observés en physique des particules et sont expliquées par le Modèle Standard : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte. Leur point commun est de s'opérer via l'échange de particules appelées bosons entre les particules de matière interagissant. Le photon est ainsi le vecteur de l'interaction électromagnétique qui s'exerce entre les particules possédant une charge électrique. Il s'agit de la force permettant la cohésion des atomes et molécules et elle permet d'expliquer, avec la gravitation (la quatrième interaction non décrite par le modèle standard), la quasi-totalité des phénomènes que l'on peut observer à l'échelle macroscopique. Le gluon sert, lui, de support à l'interaction forte, qui ne concerne que les quarks et est responsable, entre autres, de leur confinement au sein des hadrons. Enfin, l'interaction faible est portée par le  $W^+$ , le  $W^-$  et le  $Z^0$ , et concerne toutes les particules. Cette interaction est en particulier responsable de la désintégration spontanée, c'est à dire la propension qu'ont certaines particules de matière à se changer en une autre particule de masse plus légère, tout en respectant certaines lois de conservation (comme la conservation de la charge), que nous ne détaillerons pas ici. Ces trois interactions, faible, forte et électromagnétique, permettent d'expliquer le développement des gerbes atmosphériques et la formation du flux de muons que nous utilisons en muographie, puis passage à travers la matière. Ce dernier point est l'objet de la section suivante.

## 2.2 Propriétés physiques du muon

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, le muon est une particule chargée de la famille des leptons. Il est donc sensible aux interactions faible et électromagnétique, mais pas à l'interaction forte. La première intervient lors de la désintégration du muon, qui s'opère via l'échange d'une particule  $W$ , comme cela est schématisé sur la figure [2.1](#). Ce processus intervient de façon spontanée et est caractérisé par un temps de vie moyen avant désintégration, dont la valeur mesurée vaut :  $\tau_\mu = 2,2 \mu\text{s}$  [20](#). Les muons atmosphériques étant produits dans l'atmosphère avec une énergie importante, cette valeur est considérablement dilatée dans le référentiel terrestre et

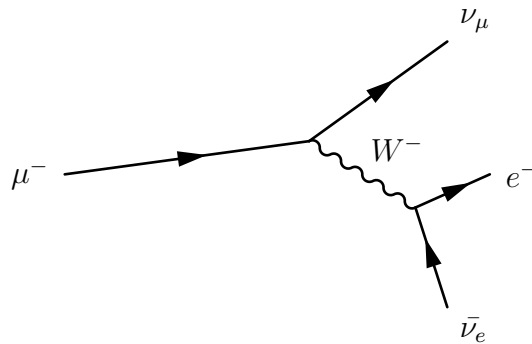


Figure 2.1 – Diagramme de Feynman de la désintégration d’un muon en neutrino muonique, électron et antineutrino électronique.

il devient ainsi très probable pour la plupart des muons d’atteindre le niveau du sol avant de subir une désintégration.

Ce sont les processus électromagnétiques entre les muons et la matière composant la cible qui induisent l’atténuation du flux de muons que nous mesurons en muographie pour estimer la densité d’un édifice. En effet, les interactions entre les muons et le milieu qu’ils traversent induisent une perte de leur vitesse, et donc une augmentation de la probabilité de se désintégrer avant d’avoir fini de traverser la cible et atteint le détecteur. La grandeur d’intérêt permettant de quantifier le pouvoir d’arrêt d’un matériau est la perte linéique d’énergie  $\langle \frac{dE}{dX} \rangle$ , qui représente la quantité moyenne d’énergie perdue lors de la traversée d’un grammage  $dX$ . Ce pouvoir d’arrêt a été mesuré pour le cuivre en fonction de l’impulsion des muons par différentes expériences et une compilation de ces résultats est proposée dans [20], que nous avons représentée ici en figure 2.2.

Le passage des muons à travers la matière est complexe à décrire car faisant intervenir une multitude de phénomènes électromagnétiques possibles, mais nous pouvons néanmoins en proposer ici une vision générale et distinguer deux types de processus : les collisions inélastiques avec le cortège électronique des atomes et les processus radiatifs. Ce faisant, nous excluons de notre description les pertes nucléaires, dominantes à faible impulsion ( $p_\mu \lesssim 100 \text{ MeV } c^{-1}$ ), mais ces processus nous concernent peu en muographie puisque les muons de basse énergie ne peuvent vraisemblablement pas traverser la cible, ni même laisser une trace rectiligne dans le détecteur. Les collisions inélastiques avec les atomes du milieu, résultant en l’excitation ou l’ionisation de ceux-ci, représentent le processus dominant de perte d’énergie dans un domaine intermédiaire d’impulsions, c’est à dire entre 1 et  $100 \text{ GeV } c^{-1}$  environ. C’est dans ce domaine que le  $\langle \frac{dE}{dX} \rangle$  est le plus faible, et il y reste relativement constant. Ainsi, la fraction de muons compris dans cet intervalle en énergie au sein des gerbes atmosphériques sera utile pour sonder des épaisseurs de matière importantes et variant sur un large intervalle, typiquement de la dizaine de mètre de roche jusqu’à plusieurs centaines de mètres.

À mesure que l’énergie des muons augmente, de nouveaux processus, de type radiatif, deviennent favorisés et dominent les pertes d’énergie. Les diagrammes des



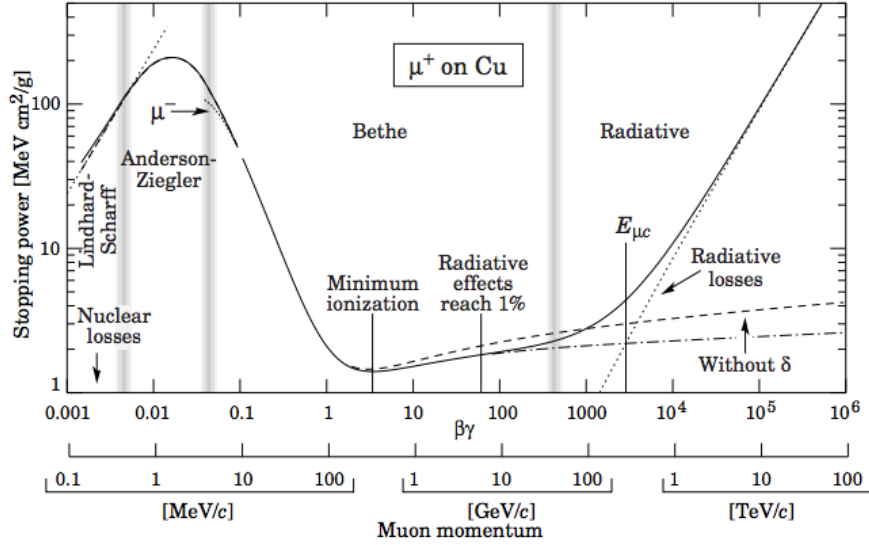


Figure 2.2 – Synthèse des résultats expérimentaux mesurant le pouvoir d’arrêt du cuivre sur les muons en fonction de leur impulsion. Des ajustements aux modèles théoriques de différents processus électromagnétiques possibles sont proposés (voir [20]).

deux principaux phénomènes se produisant sont représentés sur la figure 2.3. Le premier de ces processus est la production de paire électron-positron, rendue cinématiquement possible par l’échange d’un photon avec un noyau atomique. Vient ensuite le rayonnement de freinage, qui correspond à l’émission de photons lorsque le muon est accéléré par son interaction coulombienne avec les atomes. Dans ce cadre, la masse importante du muon est un avantage, et cette caractéristique est responsable du fort pouvoir pénétrant du muon en comparaison avec celui de l’électron qui lui est par ailleurs semblable. Comme cela est visible sur la figure 2.2, au delà d’une certaine impulsion, la perte d’énergie liée aux processus radiatifs devient dominante et croît rapidement avec l’énergie du muon limitant ainsi à quelques kilomètres de roche l’épaisseur maximale de matière que les muons atmosphériques permettent de sonder.

Les interactions entre les particules et la matière qu’elles traversent n’ont pas pour seule conséquence une perte d’énergie. Une modification de leur direction de propagation est également observée, principalement due à leur diffusion coulombienne sur les noyaux des atomes du milieu. Cet effet, que l’on modélise classiquement par la théorie de Molière [21], s’applique aux muons atmosphériques lors de leur traversée de l’atmosphère et de la cible. En pratique, l’angle de déflexion observé lors de la traversée de matière est la somme d’un grand nombre de petites contributions et de quelques rares diffusions dures, plus importantes. Ainsi, la distribution des angles de déviation causés par ce phénomène de diffusion coulombienne multiple est bien représenté par une fonction gaussienne pour la partie centrale, avec des queues de distribution plus importantes. Une paramétrisation de l’écart-type corre-

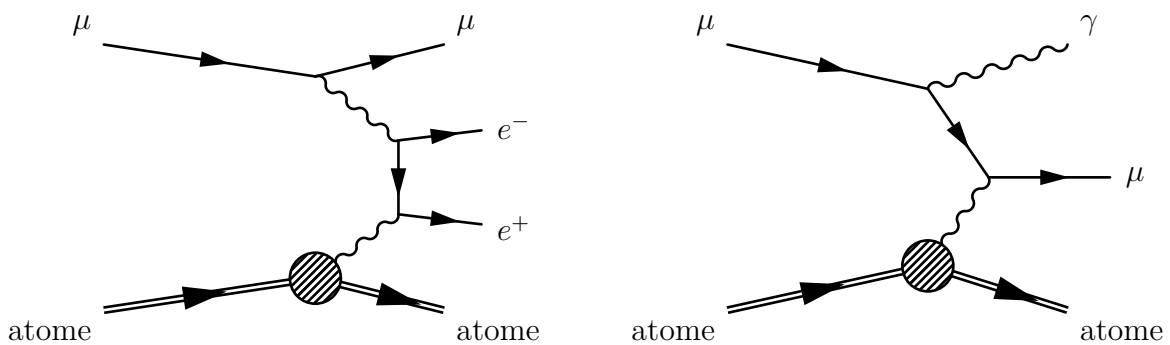


Figure 2.3 – Exemples de diagrammes de Feynman possibles des deux processus radiatifs dominant la perte d'énergie des muons de haute énergie dans la matière : la production de paire (gauche), et le rayonnement de freinage (droite).

spondant à la partie centrale, approximativement gaussienne, de cette distribution en fonction des propriétés de la particule incidente et du matériau traversé a été obtenue par un ajustement aux distributions issues de la théorie de Molière dans [22] :

$$\theta = \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} (1 + 0,0038 \ln(\frac{x}{X_0})) \quad (2.1)$$

Notons tout de suite que la formule précédente correspond à l'angle de diffusion projeté selon un des axes perpendiculaires à la direction initiale de la particule. On pourra également définir le déplacement latéral  $d$  dû à la diffusion comme la distance, projetée selon ce même axe, entre la position de la particule et la trajectoire rectiligne qu'elle aurait eu en l'absence de diffusion :

$$d = \frac{x\theta}{\sqrt{3}} \quad (2.2)$$

Dans ces formules,  $x$  correspond à l'épaisseur de matériau traversée et  $X_0$  à sa longueur de radiation, que l'on définit comme la distance que doit parcourir un électron relativiste au sein de ce matériau pour voir son énergie diminuer d'un facteur  $1 - \frac{1}{e}$  sous l'effet du rayonnement de freinage. Les termes  $\beta$ ,  $c$ ,  $p$  sont les grandeurs cinématiques classiques et  $z$  est la charge électrique de la particule incidente.  $X_0$  est en première approximation proportionnel à la densité du matériau et on en déduit donc que plus celui-ci sera dense, plus les muons qui le traverseront seront diffusés. Cette propriété est à l'origine des développements expérimentaux visant à rechercher des anomalies de densité importantes dans une cible en observant la diffusion des muons atmosphériques la traversant, dont une application est présentée dans [10]. Dans le cadre de la radiographie des volcans par absorption, qui nous intéresse dans ce manuscrit, la diffusion des muons est un paramètre de nuisance qui, ultimement, limite la résolution atteignable de l'image. Ses effets sont difficiles à corriger car dépendant de l'énergie des muons, qui, comme nous le verrons dans la section suivante, est distribuée selon un large spectre. Toutefois, afin de se fixer un ordre

de grandeur, des simulations Monte-Carlo au sein du logiciel GEANT4 (GEometry ANd Tracking) [23] ont été réalisées, en utilisant les modèles électromagnétiques standard fournis par le logiciel. Des muons de différentes énergies ont été propagés dans un absorbeur constitué d'un matériau correspondant aux échantillons relevés sur le Puy de Dôme qui seront présentés dans le tableau 6.1. Sur la figure 2.4 sont représentés les écarts-types des distributions des angles de déflexion et des déplacements latéraux en fonction de l'épaisseur longitudinale d'absorbeur traversée, tels qu'obtenus par simulation et prédits par la formule précédente. Seuls les 98% de muons centraux ont été conservés pour les données de simulation, en accord avec le domaine de validité de l'équation 2.1. On observe un bon accord entre la formule 2.1 et les résultats de simulation, excepté en fin de parcours où les résultats de simulations divergent. Ceci est dû aux pertes d'énergie des muons, qui ne sont pas prises en compte dans la formule 2.1. Ainsi la fraction des muons qui ressortent de la cible en ayant perdu la quasi-totalité de leur énergie sera une source potentielle de biais en muographie, et nous reviendrons sur les effets de la diffusion dans les chapitres suivants.

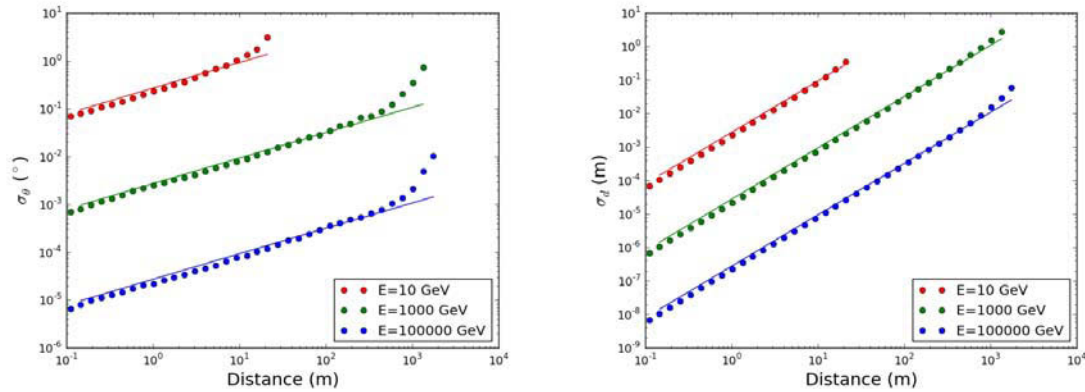


Figure 2.4 – Comparaison entre les résultats issus d'une simulation GEANT4 (points) et les prédictions théoriques issues de la formule 2.1 (trait plein) concernant la déflexion angulaire (gauche) et le déplacement latéral (droite) de muons d'énergies initiales  $E = 0, 01, 1$  et  $100$  TeV dans de la roche en fonction de la distance de propagation.

Après avoir effectué ces rappels de physique des particules et détaillé les modes d'interaction des muons avec la matière, nous allons nous intéresser plus précisément aux muons appartenant aux gerbes atmosphériques, en commençant par une présentation des rayons cosmiques, qui constituent la radiation à l'origine du phénomène.

## 2.3 Les rayons cosmiques

Les rayons cosmiques désignent les particules d'origine extra-terrestre voyageant dans l'espace et pénétrant notre atmosphère. Il s'agit en grande majorité de protons et de noyaux d'hélium, qui représentent respectivement environ 89% et 9% d'entre

eux [24]. Les noyaux de numéro atomique plus élevé se partagent la fraction restante, avec également une faible proportion d'électrons, positrons et antiprotons. Pour des raisons historiques, les photons et neutrinos ne sont en général pas inclus sous la dénomination de rayons cosmiques. D'autres particules telles que le neutron ou les leptons lourds n'existent pas au sein de ce rayonnement, du fait de leur temps de vie trop faible ne leur permettant pas d'atteindre la Terre depuis leur lieu de production.

La caractéristique principale des rayons cosmiques est l'importante envergure de leur spectre en énergie. Le champ magnétique terrestre et le vent solaire constituent un bouclier électromagnétique contre les rayons cosmiques de basse énergie, dont le seuil, variable avec l'activité solaire, se situe aux alentours du GeV. Les rayons cosmiques en dessous de cette limite sont donc essentiellement d'origine solaire. Au-delà d'une dizaine de GeV environ, le flux de rayons cosmiques observé se décorrèle progressivement de l'activité solaire et est quasiment isotrope, ce qui suppose qu'ils possèdent de multiples sources galactiques et extra-galactiques. L'isotropie peut être expliquée par un long temps de parcours depuis leur lieux de production jusqu'à la Terre, au cours duquel leur trajectoire est fréquemment variée sous l'action des divers champs magnétiques existant dans le milieu galactique [20].

Leur spectre en énergie au sommet de l'atmosphère, représenté sur la figure 2.5, suit une loi en puissance d'indice spectral environ égal à  $-3$ , et les rayons cosmiques de plus haute énergie détectés à ce jour se situent au delà de  $10^{20}$  eV. À basse énergie, le flux est important, mais l'atmosphère absorbe une grande partie du rayonnement. Les expériences ayant pour objet l'étude de cette partie du spectre utilisent donc des détecteurs de petite surface embarqués sur satellite, et procèdent par détection directe. À mesure que l'énergie augmente, le flux diminue rapidement, et des surfaces de détections plus grandes s'imposent. Les mesures se font alors généralement à une altitude intermédiaire, sous ballon par exemple. Lorsque l'on s'intéresse à la partie de plus haute énergie du spectre, seuls quelques événements par kilomètres carrés sont attendus au sommet de l'atmosphère, et la détection directe n'est alors plus envisageable. En revanche, l'interaction des rayons cosmiques de très haute énergie avec les atomes de l'atmosphère engendre, nous le verrons, de nombreux secondaires. Ceux-ci sont en général suffisamment énergétiques pour atteindre la surface du sol, l'ensemble des particules issues d'un rayon cosmique, appelé *gerbe atmosphériques*, couvre en général une surface importante une fois propagé jusqu'au sol. Les expériences étudiant cette partie du spectre utilisent pour cette raison de vastes réseaux de détecteurs terrestres, échantillonnant la distribution de ces particules secondaires et remontant ainsi aux caractéristiques du rayon cosmique qui les a engendrées.

Lorsque les résultats de ces différents types d'expériences sont combinés, le spectre en énergie des rayons cosmiques est mesuré sans discontinuité sur plus de 10 ordres de grandeur en énergie. L'indice spectral mesuré est assez constant en dessous de  $10^{15}$  eV, et vaut environ  $-2,7$ . La pente s'accroît aux alentours de  $10^{15}$  eV et varie de environ  $E^{-2,7}$  à  $E^{-3,3}$  dans une zone appelée "genou". Puis, au delà de  $10^{18}$  eV, une remontée est observée ("cheville") et l'indice spectral remonte à  $2,7$ . Les muons atmosphériques utilisés en muographie sont créés au sein des gerbes at-

mosphériques, et sont donc la conséquence de l'interaction des rayons cosmiques de plus haute énergie avec l'atmosphère terrestre. La section suivante est consacrée à ces gerbes atmosphériques et détaille la façon dont les muons y sont produits.

## 2.4 Les muons au sein des gerbes atmosphériques

Le principe d'équivalence entre masse et énergie, utilisé dans les accélérateurs de particules où l'on fournit de l'énergie à des particules ordinaires comme le proton pour en découvrir de nouvelles, apparaît clairement lorsqu'un rayon cosmique d'ultra-haute énergie entre en collision avec un atome de l'atmosphère. La multitude de particules secondaires alors créée, boostée (au sens de Lorentz) selon la direction de propagation du rayon cosmique primaire, porte le nom de gerbe atmosphérique. C'est au sein de ces gerbes que les muons que nous utilisons en muographie sont produits, et leur développement est décrit dans cette section. Nous nous intéresserons dans la suite au cas de figure très majoritaire d'un rayon cosmique de nature hadronique entrant en interaction avec un atome de l'atmosphère, et sur la figure 2.6 est représenté schématiquement le développement de la gerbe atmosphérique qui s'en suit.

À l'origine d'un tel événement a donc lieu une interaction entre deux noyaux atomiques. Étant donnée l'énergie importante mise en jeu, cette collision fait participer les constituants élémentaires de ces particules, les quarks et gluons, qui interagissent via l'interaction forte. Les expériences autour des collisionneurs hadroniques tels que le LHC sont en partie dédiées à l'étude de ce type de processus, mais ceux-ci y sont encore mal mesurés dans le domaine cinématique très à l'avant caractéristique de la collision entre un rayon cosmique de très haute énergie et un atome de l'atmosphère. Or, afin de pouvoir prédire l'issue de ces collisions il est nécessaire de savoir comment l'énergie du nucléon est partagée entre ses constituants élémentaires, via la détermination de ce que l'on appelle les fonctions de distribution partoniques, et la réponse à cette problématique est à ce jour largement dépendante des résultats expérimentaux. À l'issue de cette interaction primaire, les projectiles sont fragmentés et l'énergie cinétique du rayon cosmique est partagée entre de nombreuses particules secondaires de nature hadronique. Notons que parmi celles-ci, certains hadrons comme le méson charmé D, de temps de vie extrêmement court (de l'ordre de la picoseconde), possèdent un canal de désintégration muonique et génèrent ainsi les premiers muons atmosphériques existant au sein de la gerbe. La description de la production de ces muons *prompts* est encore mal contrainte par les données expérimentales, notamment concernant les valeurs de section efficace de production des hadrons charmés à très haute énergie. Selon les modèles utilisés, il est estimé que leur flux devient prépondérant dans une région approximativement comprise entre  $10^5$  GeV et  $10^6$  GeV [26][27]. À ce stade, des pions neutres  $\pi^0$  de très haute énergie sont également produits, se désintégrant rapidement en photons qui peuvent par création de paire contribuer très minoritairement au flux de muons atmosphériques de très haute énergie.

Ces exceptions mises à part, la plupart des secondaires se désintègrent en des

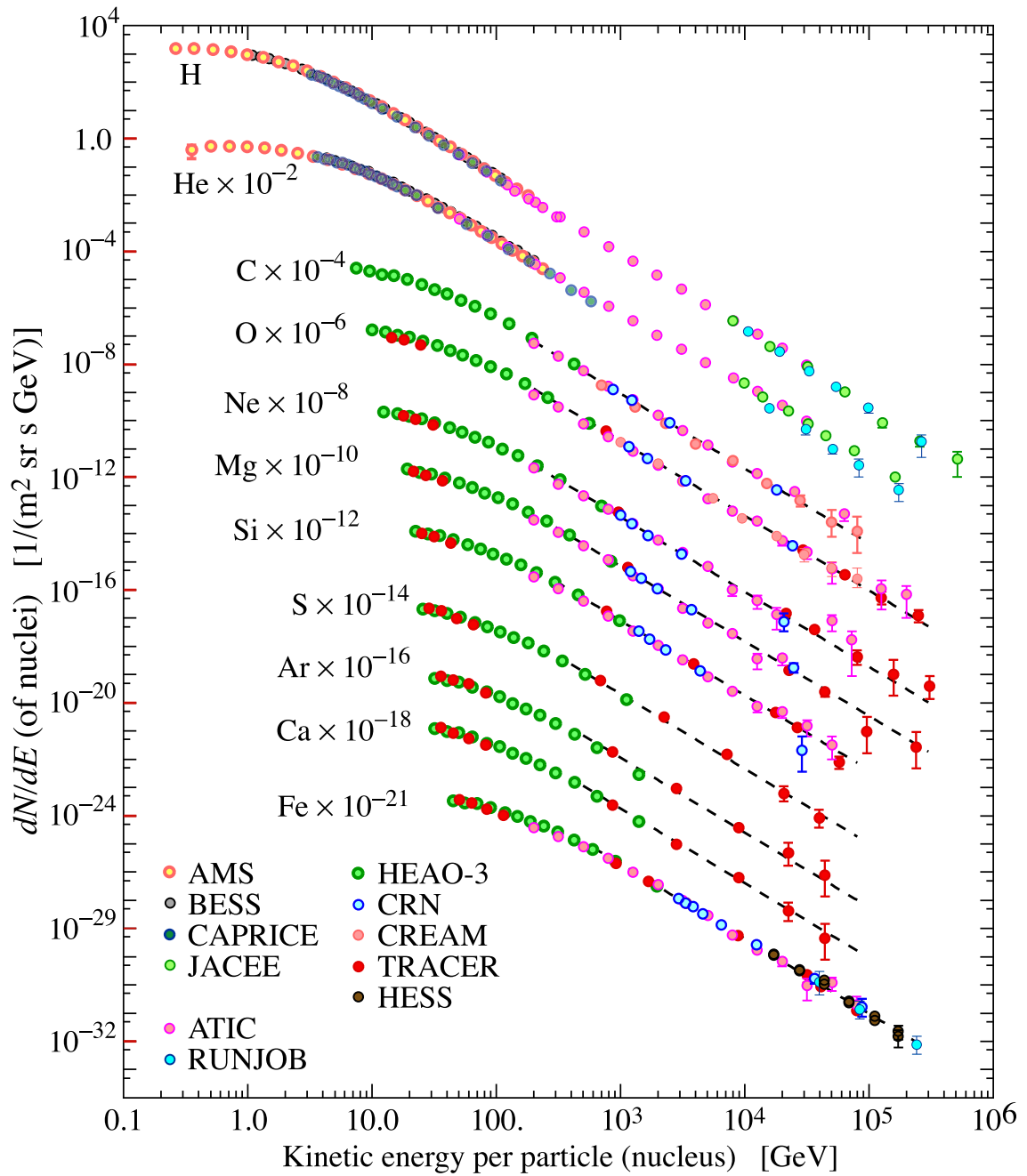


Figure 2.5 – Synthèse des mesures expérimentales, publiée dans [20], du spectre en énergie des rayons cosmiques au sommet de l’atmosphère. Les contributions des différents types de noyaux sont représentées séparément.

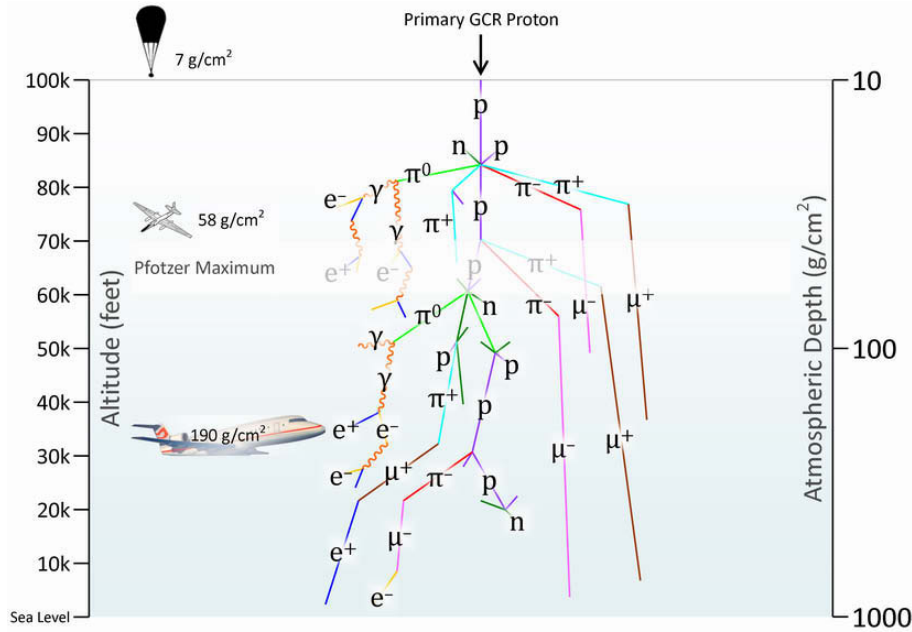


Figure 2.6 – Représentation schématique du développement des gerbes atmosphériques lorsque le rayon cosmique primaire est de nature hadronique [25].

hadrons chargés de faible masse que sont le  $\pi^\pm$  et le  $K^\pm$ , qui possèdent, eux, un temps de vie suffisamment long pour se propager dans l'atmosphère. Ces derniers emportent une fraction de l'importante énergie du rayon cosmique primaire et sont à nouveau susceptibles d'interagir avec un atome de l'air et de générer d'autres secondaires hadroniques. Ainsi, peu après l'interaction primaire, les gerbes atmosphériques se développent en cascades hadroniques au sein desquelles les pions et kaons dominent. Notons que ces cascades hadroniques alimentent par l'intermédiaire des  $\pi^0$  la composante électromagnétique de la gerbe qui emporte au final la plus grande partie de l'énergie initiale.

Les pions et kaons chargés possèdent des canaux de désintégration muonique, détaillés ci-après, et représentent la source principale de muons atmosphériques. En effet, au fur et à mesure des interactions successives des secondaires avec les atomes de l'air, l'énergie du rayon cosmique primaire se divise en des particules de plus en plus nombreuses, et en dessous d'une certaine valeur critique il devient plus probable pour les pions et kaons au cours de leur propagation de se désintégrer plutôt que d'interagir avec un atome.

$$\begin{aligned} \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm \nu_\mu & (\tau \approx 2,6 \times 10^{-8} \text{ s} \mid \text{B.R.} \approx 100 \%) \\ K^\pm &\rightarrow \mu^\pm \nu_\mu & (\tau \approx 1,2 \times 10^{-8} \text{ s} \mid \text{B.R.} \approx 64 \%) \end{aligned}$$

Alors que l'interaction primaire entre le rayon cosmique et l'atmosphère a typiquement lieu à une vingtaine de kilomètres d'altitude, le maximum de production

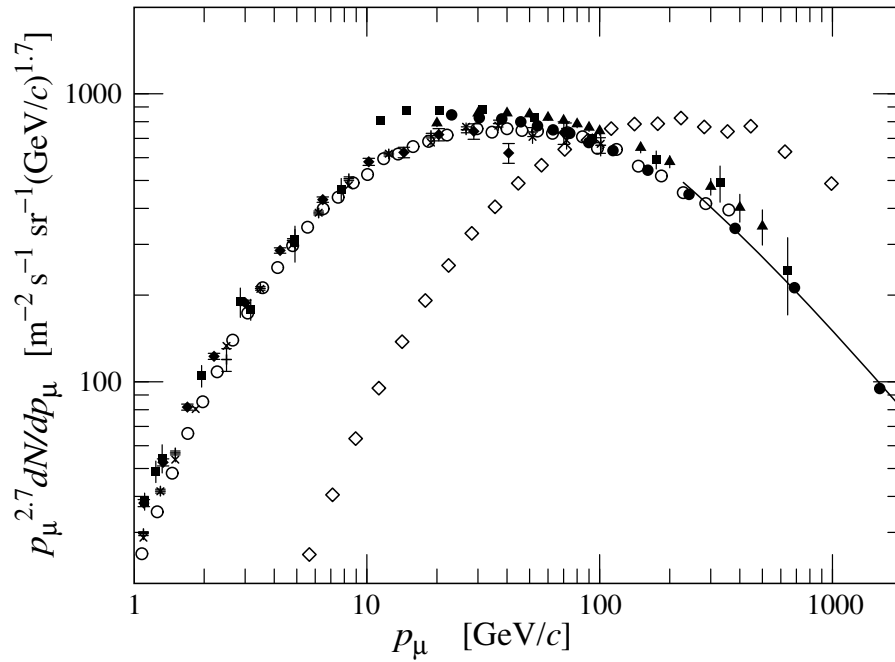


Figure 2.7 – Synthèse des mesures expérimentales, publiée dans [20], du spectre en énergie des muons atmosphériques mesuré pour deux angles zénithaux :  $\theta = 0^\circ$  et  $\theta = 70^\circ$ .

des muons se situe en moyenne entre 3 et 5 km au dessus du niveau de la mer. Grâce à leur temps de vie important et leur fort pouvoir pénétrant, la plupart des muons ainsi créés atteignent le sol, et ils constituent la fraction dominante des particules chargées composant une gerbe atmosphérique au niveau de la mer.

Comme cela est représenté sur la figure 2.7, le spectre en énergie des muons atmosphériques a tendance à se durcir à mesure que l'on se rapproche de l'horizontale. Cet effet s'interprète géométriquement car dans ce domaine angulaire les pions de très haute énergie, créés dans les premiers instants de la gerbe, voyagent plus longtemps dans une atmosphère à faible densité, ce qui augmente leur probabilité de se désintégrer (et donc d'engendrer un muon de très haute énergie) avant d'avoir interagi avec un atome de l'air. Notons que cette propriété rend le flux de muons atmosphériques particulièrement adaptés à l'imagerie de volcans, dont l'épaisseur est plus importante à la base.

Sur la figure 2.7 est représentée, sur la partie de plus haute énergie des données correspondant à un angle zénithal nul, la courbe représentative du modèle de Gaisser donnant la distribution en énergie des muons atmosphériques. De tels modèles sont d'intérêt en muographie car, en les comparant au flux mesuré en aval de la cible, ils nous permettent d'estimer la quantité de matière que les muons ont traversée. La section suivante leur est consacrée.



## 2.5 Modèles de flux de muons atmosphériques

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, les muons atmosphériques sont créés au sein des gerbes en grande majorité lors de la désintégration des mésons  $\pi$  et  $K$ . Ces phénomènes sont de nature stochastique mais étant donné l'abondance de rayons cosmiques de haute énergie entrant en interaction au sommet de l'atmosphère et le grand nombre de particules existant au sein des gerbes atmosphériques, une description du comportement moyen du flux de muons atmosphériques permet de prédire relativement précisément les observations expérimentales. Il existe ainsi des modèles analytiques donnant le flux de muons atmosphériques en fonction de leur énergie et de l'angle zénithal, faisant intervenir des grandeurs statistiques caractéristiques de la propagation et de l'interaction des particules au sein des gerbes.

### 2.5.1 Modèle de flux de Gaisser

Un modèle décrivant bien le flux de muons atmosphériques dans un large domaine en énergie et en angle zénithal est celui proposé par Gaisser en 1990 [24], qui se base principalement sur les hypothèses et approximations suivantes :

- La courbure de la Terre, et donc de l'atmosphère, est négligée. Ce modèle n'est donc valable que dans le domaine où  $\theta \lesssim 70^\circ$ .
- La perte d'énergie des muons dans l'atmosphère et leur désintégration sont supposées négligeables. Ces effets deviennent importants pour une énergie  $E_\mu \lesssim 100 \text{ GeV}$ .
- Seuls les muons issus de la désintégrations des mésons  $\pi$  et  $K$  sont considérés.

Le flux de muons atmosphériques en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal est alors donné par :

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} = \frac{0,14E_\mu^{-2,7}}{\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}} \left( \frac{1}{1 + \frac{1,1E_\mu \cos \theta}{115 \text{ GeV}}} + \frac{0,054}{1 + \frac{1,1E_\mu \cos \theta}{850 \text{ GeV}}} \right) \quad (2.3)$$

Les facteurs numériques présents dans ce modèle correspondent à un certain nombre de grandeurs statistiques concernant l'interaction et la désintégration des pions et kaons. Parmi celles-ci, on retrouve les énergies critiques  $\epsilon_\pi = \frac{115 \text{ GeV}}{\cos \theta}$  et  $\epsilon_K = \frac{850 \text{ GeV}}{\cos \theta}$  définies comme étant les énergies au dessus desquelles les pions et kaons vont en moyenne interagir avec un atome de l'air avant de subir une désintégration en muon et neutrinos. Ces valeurs sont dépendantes du modèle d'atmosphère utilisé pour décrire le milieu dans lequel les mésons voyagent entre leur production et leur interaction ou désintégration. Il est admis dans [24] qu'il s'agit de la région proche du lieu où l'interaction primaire entre le rayon cosmique et l'atmosphère a lieu et les propriétés de l'atmosphère y sont donc considérées constantes. Les autres facteurs apparaissant dans l'équation [2.3] sont principalement liés à la cinématique

des interactions des différents hadrons dans l'atmosphère et à leurs sections efficaces de production de pions et kaons, et l'exposant  $-2,7$  sur l'énergie des muons est quant à lui directement hérité du modèle de spectre en énergie des rayons cosmiques.

## 2.5.2 Améliorations au modèle de Gaisser

Une des principales limitations du modèle de flux de muons atmosphériques présenté dans l'équation 2.3 est de négliger la courbure de la Terre, ce qui est reflété dans la définition des énergies critiques  $\epsilon_\pi$  et  $\epsilon_K$  via le facteur  $\frac{1}{\cos \theta}$ . Afin d'étendre le domaine de validité de ce modèle aux angles  $\theta > 70^\circ$ , Chirkin [28] propose une paramétrisation de la correction  $\cos \theta \rightarrow \cos \theta^*$  à appliquer dans l'équation 2.3 pour tenir compte de cet effet :

$$\cos \theta^* = \sqrt{\frac{(\cos \theta)^2 + p_1^2 + p_2(\cos \theta)^{p_3} + p_4(\cos \theta)^{p_5}}{1 + p_1^2 + p_2 + p_4}} \quad (2.4)$$

où les paramètres  $p_i$  sont obtenus par un ajustement aux tabulations proposées par Volkova dans [27].

Chirkin propose également de modifier l'équation 2.3 en y introduisant la désintégration des muons et leurs pertes d'énergie dans l'air. La désintégration des muons correspond à un facteur correctif exponentiel de la forme  $\exp(\frac{-l_0 m_\mu}{c\tau_\mu E_\mu})$  où  $l_0$  est la distance moyenne parcourue par les muons entre leur lieu de production et le niveau du sol. Il modélise les pertes d'énergie par une fonction de la forme  $\frac{dE_\mu}{dX} = a + bE_\mu$ , qui est une approximation proposée dans [29] valable lorsque les processus radiatifs deviennent dominants. Le spectre corrigé a ainsi pu être ajusté à des données de simulation issues du logiciel CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KASCADE) [30], qui est un logiciel de référence développé par la collaboration KASCADE [31] et dédié spécifiquement à la simulation de gerbes atmosphériques. Cette comparaison a été réalisée pour des muons atmosphériques d'énergies comprises entre 600 GeV et 60 TeV, appartenant à des gerbes initiées par un flux de rayons cosmiques correspondant au modèle proposé dans [32]. Suite à cet ajustement, il recommande la modification de l'indice spectral du spectre en énergie des muons en 2,715 au lieu de 2,7 dans le modèle original de Gaisser, ainsi que l'application d'un coefficient de normalisation global  $A=0,701$  au flux ainsi corrigé.

Le modèle de flux de Chirkin est le modèle de flux utilisé dans l'expérience TOMUVOL, avec une modification supplémentaire dans le facteur corrigeant de la désintégration des muons visant à prendre en compte le fait que le détecteur se situe en altitude, donc plus proche du point de création des muons. Ainsi,  $l_0$  est remplacé dans ce facteur par une valeur corrigée  $l_0^*$ .

Finalement, le modèle de flux de muons prend la forme :

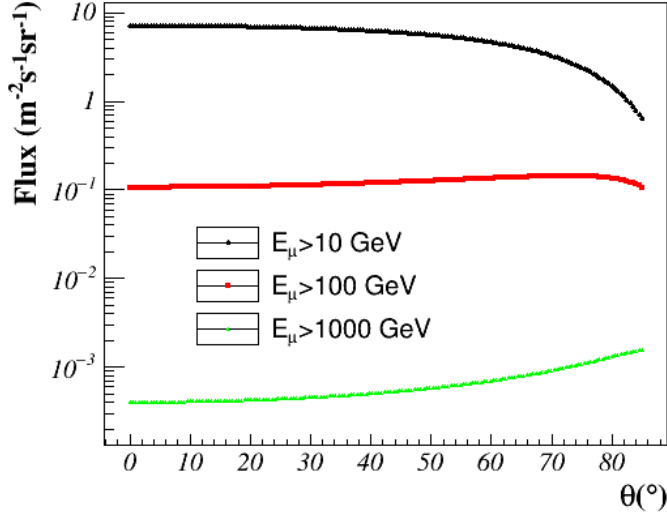


Figure 2.8 – Flux intégré de muons atmosphériques au niveau de la mer en fonction de  $\theta$  calculé à partir de l'équation 2.5, pour des énergies seuil de 10, 100 et 1000 GeV/c.

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} = A \exp\left(\frac{-l_0^* m_\mu}{c\tau_\mu E_\mu}\right) \frac{0,14 E_I(E_\mu)^{-2,715} dE_I(E_\mu)}{\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}} \left( \frac{1}{1 + \frac{1,1 E_\mu \cos \theta^*}{115 \text{ GeV}}} + \frac{0,054}{1 + \frac{1,1 E_\mu \cos \theta^*}{850 \text{ GeV}}} \right) \quad (2.5)$$

où  $E_I(E_\mu)$  est l'énergie que doit posséder un muon à sa création pour, statistiquement, atteindre le niveau du sol avec une énergie  $E_\mu$ .

Le flux de muons atmosphériques au niveau de la mer, intégré en énergie avec des seuils sur l'impulsion des muons de 1,5 et 10 GeV  $c^{-1}$  a été calculé à partir de l'équation 2.5 pour  $0^\circ \leq \theta \leq 85^\circ$  et les résultats sont représentés sur la figure 2.8. On voit que le flux intégré décroît rapidement avec l'énergie seuil mais que le comportement en fonction de  $\theta$  dépend du domaine en énergie que l'on considère : les muons de basse énergie ont tendance à être supprimés lorsque  $\theta$  augmente, alors qu'au delà de la centaine de GeV  $c^{-1}$  le flux augmente lorsque l'on se rapproche de l'horizontale, comme cela avait été expliqué dans la section 2.4.

On retrouve cet effet sur la figure 2.9 où l'on donne le flux différentiel en fonction de l'énergie des muons pour des valeurs de  $\theta$  variant de 30 à 80°

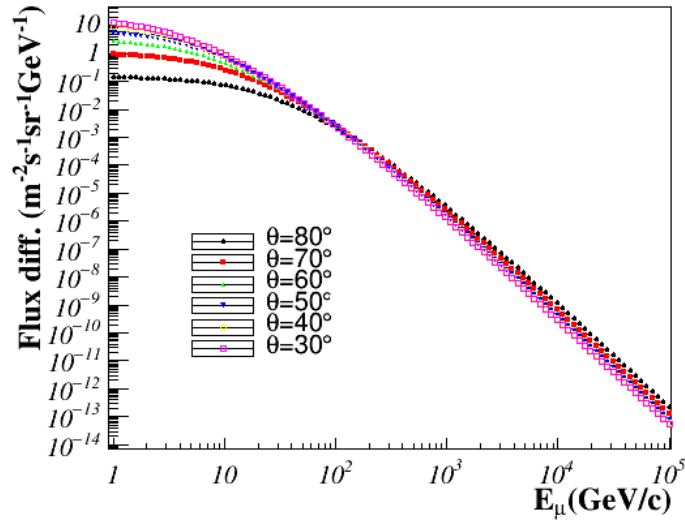


Figure 2.9 – Flux différentiel au niveau de la mer des muons atmosphériques en fonction de  $E_\mu$  calculé à partir de l'équation 2.5, pour des angles zénithaux variant de 30 à 80°.

## 2.6 Simulation d'un flux de muons atmosphériques dans GEANT4

Afin de mieux comprendre la structure des gerbes atmosphériques, en particulier les distributions spatiale et temporelle des muons qu'elles contiennent, un des axes des travaux de simulation réalisés pour l'expérience TOMUVOL a concerné la description sous GEANT4 du processus de formation des gerbes atmosphériques. Comme nous l'avons mentionné, un logiciel de référence, CORSIKA, existe déjà, mais les modèles qui y sont implémentés ont une limite de validité aux angles fortement horizontaux. Or, ce domaine angulaire nous intéresse particulièrement pour la tomographie des volcans par les muons. Ainsi, l'objectif de ces développements était de comparer GEANT4 et CORSIKA pour les gerbes verticales puis, si les résultats sont compatibles, d'utiliser GEANT4 pour simuler des gerbes horizontales

### 2.6.1 Description de l'atmosphère

Le programme de simulation dispose d'une description de l'atmosphère approximée comme une succession de coquilles sphériques concentriques s'étendant de 870 m à 120 km. Dans chaque coquille, l'air, de composition standard [33], possède une température et une pression conformes aux données publiées dans [34] qui correspondent à des conditions atmosphériques standard à nos latitudes. Ce modèle d'atmosphère est également celui utilisé dans CORSIKA.

## 2.6.2 Simulation des gerbes

Afin de générer des gerbes atmosphériques au sein de ce code de simulation, des protons primaires d'énergie initiale  $E_0=1, 10$  et  $100$  TeV ont été tirés au sommet de l'atmosphère c'est à dire à  $120$  km d'altitude avec une direction verticale descendante. L'interaction primaire proton-proton est simulée au sein de GEANT4 et est décrite par les modèles contenus dans la liste QGSP\_BERT [35]. La gerbe est ensuite développée et propagée au sein du programme de simulation, en imposant un seuil de  $1$  GeV en dessous duquel les particules ne sont plus propagées. À une altitude de  $870$  m, correspondant à celle du détecteur en situation réelle de mesure à la Grotte Taillerie, les informations sur les muons créés au sein des gerbes atmosphériques sont sauvegardées dans un fichier. Il s'agit de leurs vecteurs position et impulsion ainsi que le temps écoulé entre la génération du proton primaire et l'instant où ils traversent le plan  $z = 870$  m. Des données similaires ont été obtenues en utilisant le logiciel de simulation CORSIKA, où les interactions hadroniques ont été décrites par les modèles QGSJet-01c [36] et GHEISHA-2002d [37] à haute et basse énergie respectivement. Les distributions temporelles, spatiales ainsi que les spectres en énergie ont été comparés entre les deux logiciels de simulation, pour les trois énergies de proton primaire utilisées. Sur la figure 2.10 sont comparées les distributions radiales des muons, où  $r$  correspond à la distance de chaque muon par rapport à la position moyenne des muons de la gerbe à laquelle ils appartiennent. Les spectres en énergie sont comparés sur la figure 2.11 et, comme pour les distributions radiales, les deux logiciels sont en assez bon accord. Les queues de distribution en énergie sont légèrement plus importantes pour GEANT4 et, logiquement, l'effet est inverse pour les distributions radiales. Sur la figure 2.12 sont comparées les distributions temporelles des muons, où  $t$  correspond à la différence de temps entre l'instant où un muon traverse le plan  $z = 870$  m et le temps moyen auquel les muons de sa gerbe respective traversent ce plan. Il apparaît clairement sur ces distributions d'importantes différences entre les résultats des deux logiciels. Deux explications à cette observation ont été envisagées : une différence de description des processus physiques entre les deux logiciels, ou une différence de méthode de propagation des particules. Les interactions hadronique à haute énergie intervenant au début du développement de la gerbe étant une source importante d'incertitudes sur le développement des gerbes, différentes options ont été utilisées au sein de GEANT4, mais cela n'a pas affecté les distributions temporelles des muons. Étant donnée la difficulté à expliquer ces différences par rapport au logiciel de référence qu'est CORSIKA, les travaux sur cette simulation n'ont pas été poursuivis au sein de cette thèse. De plus, obtenir des distributions temporelles réalistes était une motivation importante à la réalisation de cette simulation, en vue d'investiguer sur une possible source de bruit de fond que sont les coïncidences fortuites engendrées au sein du détecteur par plusieurs particules le traversant de façon cohérente.

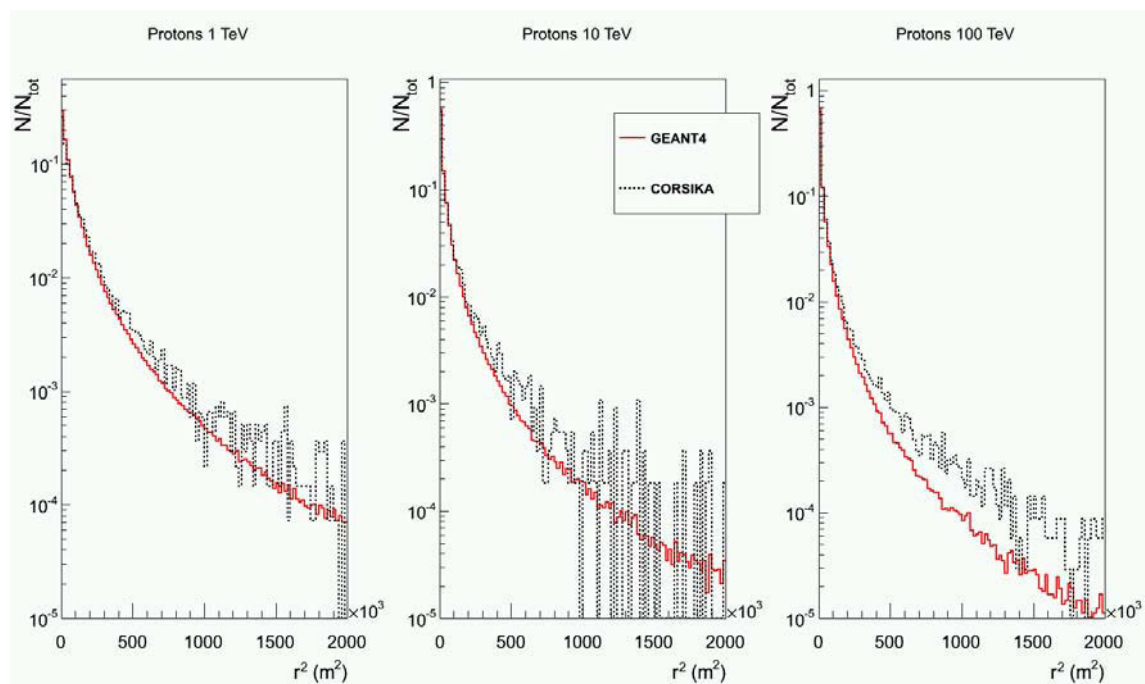


Figure 2.10 – Comparaison de la distance radiale des muons des gerbes atmosphériques simulées dans GEANT4 (trait plein) et CORSIKA (trait pointillé), par rapport à la position moyenne des muons appartenant à leurs gerbes respectives, pour des protons primaires verticaux de 1 (gauche), 10 (centre) et 100 (droite) TeV.

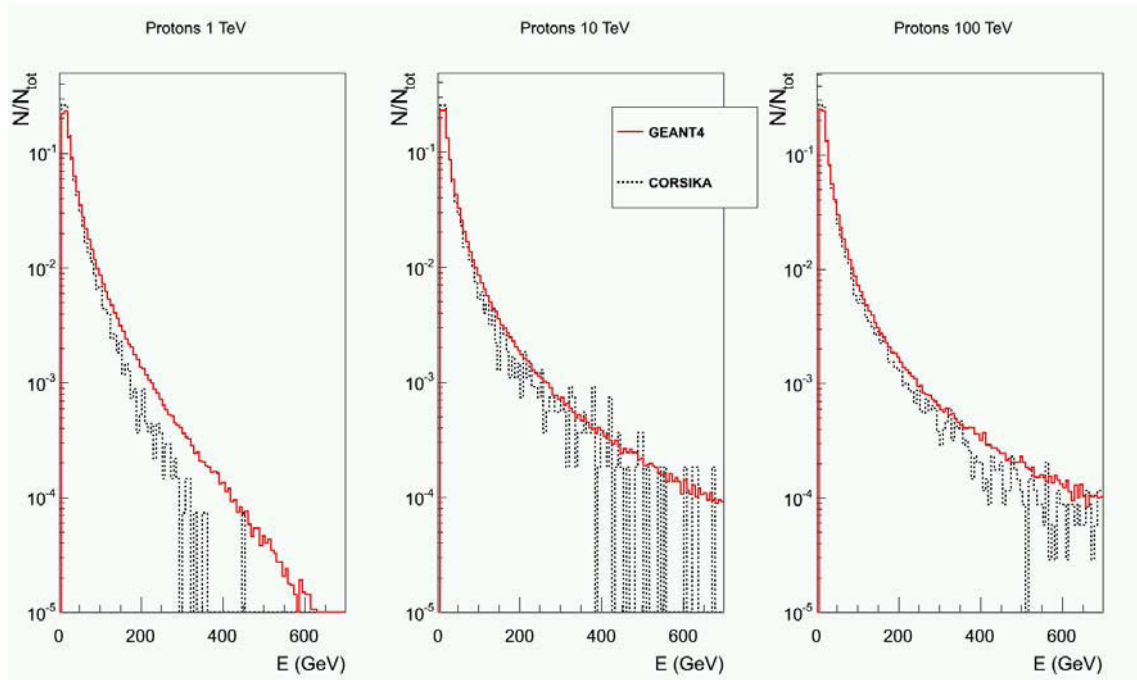


Figure 2.11 – Comparaison des spectres en énergie des muons des gerbes atmosphériques simulées dans GEANT4 (trait plein) et CORSIKA (trait pointillé) pour des protons primaires verticaux de 1 (gauche), 10 (centre) et 100 (droite) TeV.

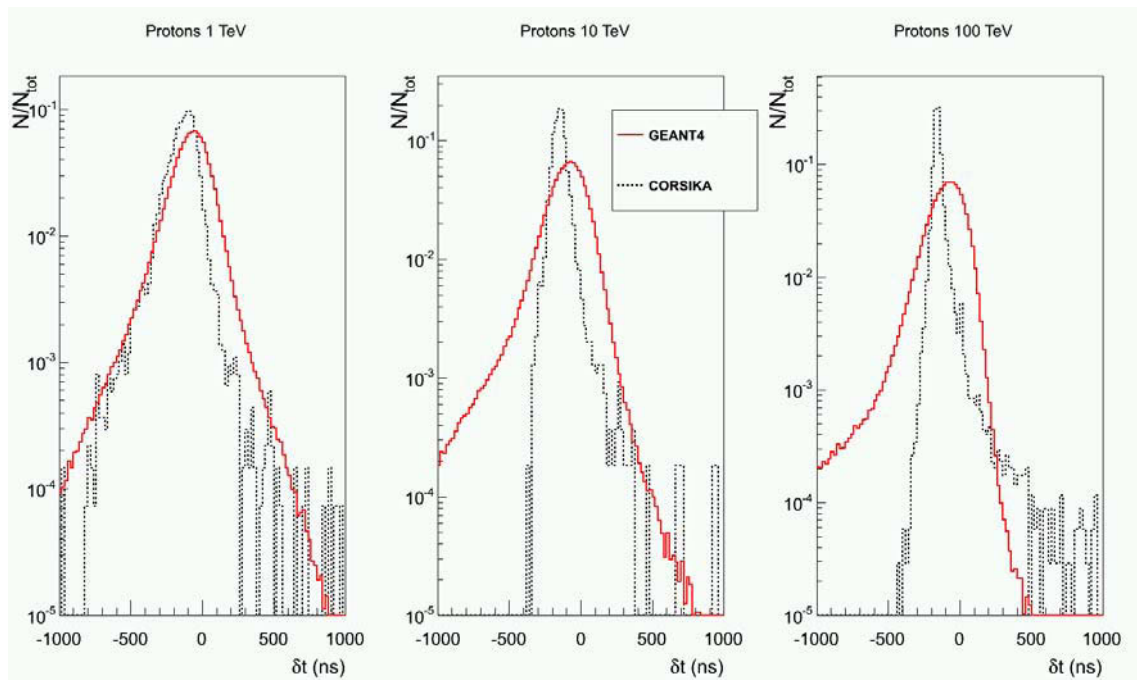


Figure 2.12 – Comparaison du temps d'arrivée des muons atmosphériques simulées dans GEANT4 (trait plein) et CORSIKA (trait pointillé) pour des protons primaires verticaux de 1 (gauche), 10 (centre) et 100 (droite) TeV.

# Chapter 3

## Le détecteur Tomuvol

### Introduction

Comme nous l'avons vu dans le chapitre [I](#), la tomographie muonique requiert un détecteur capable de compter les muons qui le traversent en fonction de leur direction de propagation. Mesurer la trajectoire des particules est une problématique récurrente en physique des hautes énergies. Une approche naturelle, et la plus souvent employée, consiste à mesurer la position d'une particule à différents instants, puis associer à ces points de mesure un modèle mathématique de trajectoire. La technologie employée pour le détecteur TOMUVOL est celle des détecteurs gazeux à ionisation, et plus particulièrement des GRPC (Glass Resistive Plate Chambers). Plusieurs plans de détection sont placés parallèlement entre eux face à la cible, et la trajectoire des muons est échantillonnée dans chacun de ces plans. Dans une première partie, la technologie GRPC sera d'abord présentée de manière générale. La seconde partie sera consacrée au détecteur TOMUVOL en particulier, en détaillant tout d'abord les caractéristiques des chambres GRPC utilisées dans l'expérience puis en présentant le détecteur dans son ensemble. Nous verrons ainsi comment les chambres y ont été intégrées, du point de vue de leur positionnement et de l'électronique qui leur est associée. Enfin, nous introduirons de façon générale la méthode de reconstruction des traces de muons à l'aide d'un trajectographe de ce type. Les travaux de caractérisation et d'optimisation effectués sur le détecteur au cours de cette thèse ainsi que les performances du détecteur en phase de prise de données feront quant à eux l'objet des deux chapitres suivants.

### 3.1 Les Glass Resistive Plate Chambers

Le mode opératoire d'un détecteur moderne de physique des particules est souvent de convertir l'énergie déposée à l'intérieur de son volume en un signal électrique exploitable par l'expérimentateur. En effet, lorsqu'un détecteur est traversé par des particules, celles-ci interagissent avec la matière qui le compose et peuvent laisser sur leur passage des atomes excités ou ionisés. Sauf cas particuliers, ce sont les ions,



électrons ou photons issus de ces interactions qui sont utilisés à la base du processus formant le signal de sortie. Néanmoins, la quantité d'énergie déposée par les particules est souvent trop faible pour être directement exploitable par l'électronique de lecture associée au détecteur. Différentes techniques sont alors utilisées, faisant intervenir une source d'énergie externe durant le processus de détection, pour accroître le nombre de particules porteuses d'information. À titre d'exemple, les scintillateurs, où les médiateurs du signal sont les photons issus de la désexcitation des atomes, sont souvent couplés à des photomultiplicateurs. Une autre technique, qui nous concerne dans le cadre de cette thèse, est associée plus spécifiquement aux détecteurs gazeux. Elle consiste à appliquer un champ électrique au sein du volume de détection, avec comme objectif de fournir de l'énergie aux porteurs de charges, ici des paires électron/ion, créés lors du passage d'une particule ionisante. Dans ce cadre, du fait de leur faible masse, ce sont les électrons qui subissent l'accélération la plus importante, et l'idée est de leur donner une vitesse suffisante pour qu'ils puissent à leur tour ioniser les autres atomes du gaz qu'ils rencontrent lors de leur dérive. Cette réaction se reproduit alors en chaîne avec les électrons nouvellement créés et permet d'accroître de plusieurs ordres de grandeur le nombre de charges libérées à l'intérieur du détecteur, rendant le signal exploitable pour nos instruments. Une des façons de mettre en œuvre ce principe est d'enserrer un volume de gaz entre deux électrodes planes parallèles entre lesquelles est appliqué un champ électrique. De nombreux développements expérimentaux ont été réalisés depuis plus de soixante ans sur des instruments possédant cette géométrie particulière, et les GRPC utilisées dans TOMUVOL en sont une des évolutions les plus récentes.

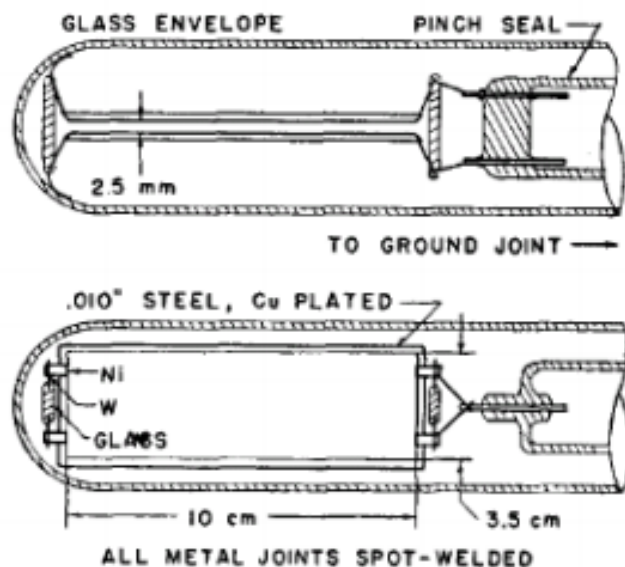


Figure 3.1 – Représentation schématique d'un compteur à étincelles tel que développé par Keufel en 1949 [38].

### 3.1.1 Compteurs à étincelle

Leur lignée remonte à la fin des années 1940, lorsque les premiers ancêtres des GRPC sont mis au point [38][39], notamment par Keuffel, à une époque où l'étude de particules nouvellement découvertes et à faible temps de vie était prépondérante. Il s'agit alors de simples compteurs à particules, tel que celui représenté sur la figure 3.1, développés comme une alternative aux compteurs Geiger, reprenant essentiellement le principe de ces derniers mais abandonnant leur géométrie cylindrique au profit de plaques parallèles. La principale motivation pour cette modification était l'amélioration de la résolution temporelle d'environ deux ordres de grandeur, permettant d'atteindre le dixième de nanoseconde. Leur mode de fonctionnement, qui leur a valu le nom compteur à étincelle, est basé sur la décharge des électrodes au passage d'une particule. En effet, lorsque la multiplication des charges atteint un niveau critique, un filament de plasma conducteur se crée au sein du gaz entre les deux électrodes, permettant la décharge de celles-ci. Afin d'arriver à la formation de ce phénomène, le processus de création de charges passe par une phase appelée *streamer* au cours de laquelle le mécanisme d'avalanche tel que décrit dans la section précédente atteint un seuil critique. Les nouvelles charges sont alors créées par l'intermédiaire de photons UV issus des avalanches saturées.

### 3.1.2 Électrodes résistives

Les compteurs à étincelles ont été principalement utilisés selon ce mode opératoire jusque dans les années 1970, où un important changement dans leur conception est intervenu. En effet, un des inconvénients majeurs de ce détecteur était son temps mort important, nécessaire au rétablissement des conditions initiales après le passage d'une particule, limitant le taux de détection à environ  $10^3$  Hz. De plus, la surface des électrodes ne pouvait excéder quelques centimètres carrés, sous peine d'endommager l'appareil du fait de la trop grande quantité d'énergie libérée lors de la décharge. L'idée, apportée par Pestov en 1971 [40], fut de remplacer le cuivre qui composait alors les électrodes par un matériau résistif, en l'occurrence du verre de résistivité comprise entre  $10^8$  et  $10^{10}$   $\Omega$  cm. Un revêtement conducteur était ensuite appliqué sur les surfaces extérieures pour y appliquer la haute tension. L'objectif de cette modification était, du fait de la résistivité des électrodes, de limiter la décharge à la zone où la particule a traversé le gaz initialement, et ainsi améliorer les performances du détecteur dans un environnement à fort taux de particules, tout en levant la limitation sur la surface de détection. Ce concept a été repris et amélioré dans les années 1980 par Santonico et Cardarelli [41][42] qui baptisèrent leur proposition de détecteur "Resistive Plate Chamber" (RPC) et introduisirent l'utilisation de Bakélite de résistivité environ égale à  $10^{11}$   $\Omega$  cm pour la conception des électrodes, simplifiant la production de masse de ces instruments et améliorant leur robustesse. Du fait des possibles applications en accélérateur avec notamment le LHC (Large Hadron Collider) en perspective, les RPC ont été le sujet de nombreuses investigations à la fin du siècle dernier et sont établies aujourd'hui comme une alternative économique

aux scintillateurs, et offrant de meilleures performances en termes de résolutions temporelle et spatiale. Les chambres GRPC telles que celles utilisées dans TOMUVOL sont simplement une évolution récente [43] des RPC, réintroduisant l'utilisation de verre dans la conception des électrodes. Ce matériau permet en particulier d'obtenir sans traitement des surfaces d'électrode plus régulières que le Bakélite, ce qui se traduit notamment en un meilleur contrôle du bruit. De plus, certains types de verre tels que le LRS (Low Resistivity Silicate) ont des effets de vieillissement moins marqués que le Bakélite, qui a tendance à voir sa conductivité augmenter sensiblement avec le temps lorsque la chambre est placée dans un environnement à fort taux de particules [44].

### 3.1.3 Fonctionnement des RPC en mode avalanche

Bien qu'historiquement les RPC ont été développées pour une utilisation impliquant la formation d'une étincelle telle que décrite dans la section précédente, un autre mode de fonctionnement est possible, basé uniquement sur la formation des avalanches électroniques au sein du volume de gaz, sans atteindre la densité de charge critique déclenchant la décharge des électrodes. Il s'agit du mode de fonctionnement utilisé dans l'expérience TOMUVOL et nous le décrivons dans cette section.

#### Principe opératoire

Comme nous l'avons mentionné, l'introduction d'électrodes résistives dans la conception des RPC a permis de grandement améliorer leur taux de détection. Néanmoins, le bruit de fond important attendu dans le contexte d'un collisionneur hadronique rendait encore jusque dans les années 1990 les RPC peu adaptées pour la perspective d'une utilisation au LHC notamment. En effet, le temps de rétablissement du champ électrique dans les zones déchargées au passage de la particule limitait encore à environ  $100 \text{ Hz cm}^{-2}$  le taux admissible par les RPC [45], ce qui se révélait insuffisant dans le cadre d'une utilisation en collisionneur hadronique. Pour cette raison, de nombreux efforts ont été entrepris à la fin du siècle dernier concernant le développement d'un mode d'utilisation des RPC n'impliquant pas la décharge des électrodes [46] [47].

Les défis principaux liés à l'utilisation du mode avalanche consistent, concernant les RPC en elles-mêmes tout d'abord, à pouvoir utiliser des valeurs de haute tension élevées permettant un développement maximal de l'avalanche, ce qui permet de faciliter la lecture du signal, mais sans apparition de streamers qui viendraient dégrader la résolution spatiale et risqueraient d'endommager le détecteur. Dans ce contexte, c'est principalement la nature du gaz qui a été adaptée. L'objectif est de disposer d'un mélange gazeux favorisant les ionisations tout en contrôlant le développement de l'avalanche et absorbant efficacement les photons UV, principaux responsables de la formation des streamers. Typiquement, le mélange gazeux utilisé pour opérer une RPC en mode avalanche comprend trois composants :

- Le gaz servant de support au dépôt d'énergie au sein du détecteur de la particule incidente. Sa fraction est en général majoritaire dans le mélange. Il est choisi comme ayant des propriétés (densité, énergie d'ionisation, etc.) favorisant son ionisation par les particules que l'on souhaite détecter. Un gaz souvent utilisé dans ce rôle est le TFE (Tetrafluoroéthane).
- Un gaz absorbant dans l'ultraviolet, dont le rôle sera donc de capturer les photons UV créés lors du développement de l'avalanche de charges avant qu'ils ne génèrent de streamers. Ce composant représente en général une fraction de quelques pourcents dans le mélange, et nous pourrions citer l'isobutane et le dioxyde de carbone en exemples.
- Un gaz fortement électronégatif, lui aussi présent en faible proportion, dont le rôle est de réguler le développement des avalanches avant que les conditions favorables à la formation de streamers ne soient atteintes en attirant les électrons libres. Son rôle est en quelque sorte antinomique au principe de fonctionnement des RPC et son dosage dans le mélange doit être finement ajusté. L'hexafluorure de soufre (SF6) est couramment rencontré dans ce contexte.

Du point de vue de l'électronique de lecture à présent, l'inconvénient principal apporté par le mode avalanche est la diminution de la quantité de charges contribuant au signal. Ceci implique de disposer d'outils capables de détecter et amplifier des signaux rapides et de faible amplitude, et cette problématique a fait l'objet de développements dédiés après que le mode avalanche des RPC ait été découvert [48].

## Gain

Sur la figure 3.2 est représentée schématiquement une chambre RPC dans sa conception classique. Nous appellerons  $x$  la coordonnée sur l'axe orthogonal aux électrodes, mesurée à partir de la cathode et vers l'anode. Il s'agit de la direction dans laquelle le champ électrique est orienté et les avalanches se développent, et nous ferons l'approximation par la suite que tous les déplacements ont lieu selon cet axe. Notons que la physique des RPC soulève encore aujourd'hui quelques interrogations [49] notamment concernant le processus de formation des streamers et les effets de charge d'espace causés par les avalanches. Nous nous limiterons ici à une description générale du fonctionnement des RPC, suffisante pour la compréhension de la suite du texte.

La grandeur caractéristique d'une chambre RPC est son *gain*, aussi appelé *facteur de multiplication*,  $G$ . Il indique le nombre d'électrons obtenus en moyenne à partir d'une ionisation primaire lorsque l'avalanche s'est développée sur une distance  $\Delta x$  :

$$G = N(\Delta x)/N_0 \quad (3.1)$$

avec  $N_0$  le nombre d'électrons issus du cluster d'ionisation primaire. Le développement en avalanche des charges libérées dans le gaz a été en particulier théorisé par

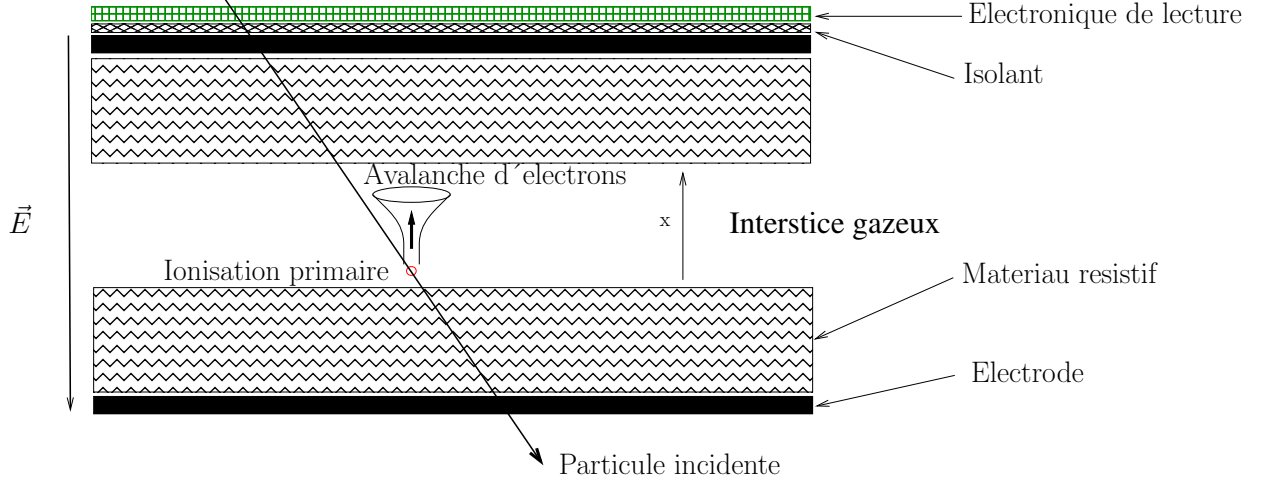


Figure 3.2 – Schéma de principe d'une chambre RPC utilisée en mode avalanche.

Townsend [50], et le coefficient de Townsend effectif  $\alpha(x)$  est défini par l'équation suivante :

$$dN(x) = N(x)\alpha(x)dx \quad (3.2)$$

Ce coefficient représente donc le nombre moyen d'ionisations par unité de distance que provoquera un électron au cours de sa dérive entre  $x$  et  $x + dx$ , et il peut dans un large domaine de conditions expérimentales être en première approximation calculé comme (voir par exemple [51]) :

$$\alpha(x) = AP \exp\left(\frac{-BP}{E(x)}\right) \quad (3.3)$$

où  $A$  et  $B$  sont des constantes relatives au gaz utilisé,  $P$  la pression de ce dernier et  $E$  le champ électrique. Dans un détecteur à plaques parallèles idéal, le champ électrique, et donc  $\alpha(x)$ , est constant au sein du volume de gaz, et on obtient donc pour  $G$  :

$$G = e^{\alpha \Delta x} \quad (3.4)$$

On retiendra surtout de cette formule que la quantité de charges créées dépend de façon exponentielle de la distance selon laquelle l'avalanche peut se développer. Une limite empirique proposée par Raether [52] fixe à environ  $10^8$  le nombre d'électrons nécessaire à la formation d'un streamer, cette valeur dépendant en pratique du gaz utilisé, de la géométrie du détecteur, etc. Nous pouvons toutefois en déduire que pour opérer en mode avalanche, une fois les conditions expérimentales fixées, il est nécessaire de conserver le gain en dessous d'une certaine valeur seuil. Le paramètre pertinent sur lequel jouer pour effectuer ce réglage est alors, comme cela apparaît dans l'équation 3.3, la haute tension appliquée entre les électrodes.

### Courant induit et charge induite

Afin d'extraire le signal de sortie, les détecteurs de la famille des RPC tirent parti de la dérive des électrons au sein du gaz de détection, en incluant dans leur conception une troisième électrode dite *de lecture*, constituée notamment d'un matériau conducteur et isolée électriquement du reste du détecteur. Les lois de l'électromagnétisme prédisent alors que les charges en mouvement composant les avalanches induisent un courant électrique au sein des parties conductrices de l'électrode de lecture, et c'est ce courant qui est utilisé comme signal de sortie. La description du phénomène fait intervenir en particulier les conductivités et permittivités des électrodes [53] ainsi qu'une description précise de la distribution des charges en mouvement, mais une première approximation du courant induit peut être obtenue à l'aide du théorème de Ramo [54] :

$$i(t) = N(t)e\vec{v}(t)\vec{E}_j(\vec{x}(t)) \quad (3.5)$$

Nous pouvons constater que le courant  $i$  est proportionnel à la charge électrique totale  $N(t)e$  des électrons mis en mouvement, ainsi qu'au produit scalaire entre la vitesse de ces charges et un champ théorique  $\vec{E}_j$  utilisé comme facteur de pondération. En effet, en général l'électrode de lecture est segmentée en un certain nombre de sous-électrodes isolées électriquement les unes des autres, constituant autant de canaux de lecture correspondant chacun à une région du plan de détection.  $\vec{E}_j$  correspond au champ qui serait obtenu au sein du volume de gaz en mettant la  $j$ -ème sous-électrode à un potentiel de 1 V et toutes les autres électrodes du détecteur à la masse. Ainsi, le produit scalaire  $\vec{E}_j \cdot \vec{v}$  implique en pratique que le signal induit est localisé dans la zone faisant face à la direction de déplacement des charges. Cette propriété permet donc en général de mesurer la position de la particule lors de sa traversée du détecteur en fonction du canal ou du groupe de canaux ayant reçu le courant induit correspondant. En intégrant l'équation 3.5 sur la durée de l'événement physique considéré, on obtient la charge induite  $Q_j$  pour chaque canal. En général,  $Q_j$  est ensuite comparée à une certaine valeur seuil, déterminée à partir des propriétés du détecteur, au dessus de laquelle la particule est effectivement détectée.

### Efficacité théorique des RPC en mode avalanche

Une fois le seuil de détection fixé par l'électronique, et le gain de la chambre déterminé par la valeur de haute tension choisie, il est possible de déterminer la distance minimale  $\Delta x_{min}$  selon laquelle une avalanche doit pouvoir se développer afin de donner lieu, en moyenne, à un signal d'amplitude suffisante pour être détecté. Cela permet de diviser le volume de gaz d'une RPC en deux parties en fonction de la coordonnée  $x$ , comme cela est représenté sur la figure 3.3.

Si une ionisation primaire a lieu dans la zone où  $x < l_{eff}$  alors l'avalanche qui en découlera pourra induire un signal dépassant le seuil de détection, et réciproquement, les avalanches originant de la région  $x > l_{eff}$  ne se développeront pas suffisamment.

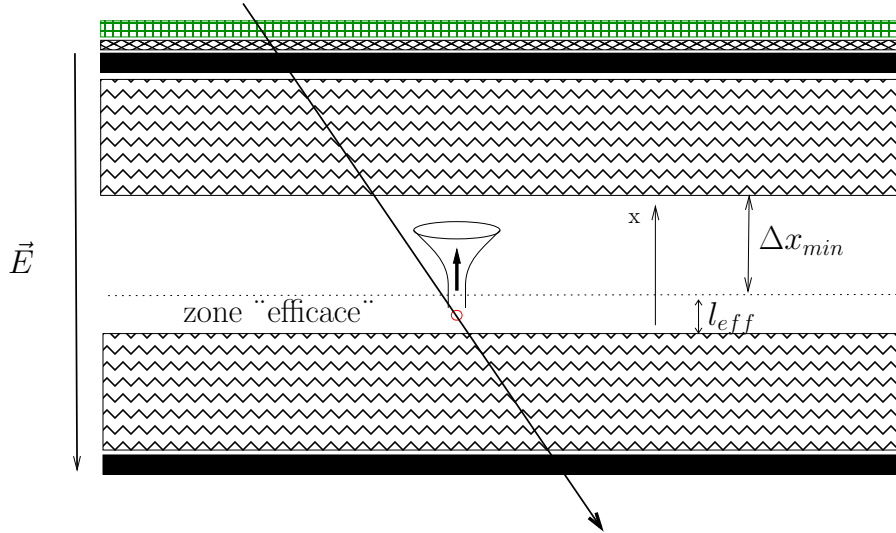


Figure 3.3 – Zone "efficace" du volume de gaz d'une chambre RPC.

En pratique, les particules traversant le détecteur engendrent fréquemment plusieurs ionisations primaires au sein du volume de gaz, de coordonnées respectives  $x_i$ , mais le développement exponentiel des avalanches permet de faire l'approximation que l'avalanche initiée à  $x = x_{imin}$  dominera en termes de nombre de charges créées et déterminera donc le dépassement ou non du seuil de détection. L'efficacité de détection est donc la probabilité que  $x_{imin}$  soit inférieur à  $l_{eff}$ , autrement dit que la particule incidente engendre au moins une ionisation primaire dans la zone efficace. Ceci peut être calculé en utilisant une loi de Poisson, en supposant les ionisations primaires indépendantes :

$$P(\geq 1, l_{eff}) = 1 - P(0, l_{eff}) = 1 - \frac{(\nu l_{eff})^0 e^{-\nu l_{eff}}}{0!} = 1 - e^{-\nu l_{eff}}$$

où l'on introduit  $\nu$ , le nombre moyen d'ionisations primaires par unité de distance. Cette grandeur dépend entre autres de la nature et de l'énergie de la particule incidente, mais on considérera ici en première approximation que l'on ne s'intéresse qu'à l'efficacité de détection pour des muons au minimum d'ionisation. La nature du gaz et sa densité déterminent alors essentiellement la valeur de  $\nu$ . D'un point de vue pratique, lorsque les conditions de pression et de température changent, la valeur de  $\nu$  et de  $G$  varient, et donc également l'efficacité de détection. Un moyen de compenser ces effets peut alors être de varier la valeur de la haute tension. Des exemples concrets de ce type de corrections sont exposés dans le chapitre suivant.

### 3.1.4 Utilisation des RPC pour la muographie

Parmi les caractéristiques que possèdent les RPC, celles justifiant de leur utilisation dans une expérience de muographie telle que TOMUVOL sont :

- Une efficacité de détection élevée, supérieure à 95 % en mode avalanche. Étant donnée la rapide décroissance du flux de muons transmis lorsque l'on souhaite radiographier les zones profondes du volcan, il est essentiel de pouvoir accumuler le plus d'événements possibles dans un temps imparti.
- La possibilité de concevoir des détecteurs avec de grandes surfaces de détection, ce qui est particulièrement adapté aux besoins de la muographie pour la raison évoquée au point précédent.
- Leur faible encombrement et leur robustesse. La réalisation d'une muographie de volcan implique en effet de déployer le détecteur en pleine nature et de le changer régulièrement de place pour obtenir de nouvelles coupes de la cible si on souhaite à terme en obtenir une image tri-dimensionnelle.
- Enfin, leur simplicité de conception leur confère un coût de fabrication et d'assemblage modéré pour un détecteur de physique des particules.

L'utilisation des GRPC en muographie soulève en revanche certains défis liés aux conditions expérimentales défavorables. Citons en particulier la nécessité d'assurer le renouvellement du gaz de détection en phase de prise de données, ainsi que la forte dépendance du comportement du détecteur vis-à-vis des conditions environnementales (pression, température). Après avoir introduit les chambres RPC de façon générale, le détecteur TOMUVOL, qui utilise cette technologie pour reconstruire la trajectoire des muons qui le traversent, est présenté dans la section suivante.

## 3.2 Le trajectographe à muons du projet Tomuvol

Le détecteur TOMUVOL, représenté en photographie sur la figure [3.4](#), comprend dans sa conception originale quatre plans de détection de  $1 \text{ m}^2$ . Ils sont placés parallèlement entre eux et de façon équidistante, avec un écartement entre les plans extrêmes de  $1 \text{ m}$  et comportent chacun six chambres GRPC. Dans cette section nous décrirons tout d'abord les caractéristiques de ces chambres, ainsi que l'électronique de lecture qui leur a été associée. Le choix de la géométrie employée pour le positionnement des différentes chambres dans l'espace sera ensuite discuté. Nous verrons ensuite comment les trajectoires des muons sont reconstruites et nous concluons en listant certaines grandeurs caractéristiques du fonctionnement du détecteur pouvant être mesurées à partir des données qu'il nous fournit.

### 3.2.1 Description des GRPC

La technologie GRPC utilisée dans TOMUVOL est directement héritée des développements instrumentaux [\[55\]](#) de la collaboration CALICE (CALorimeter for LInear Collider Experiment) [\[56\]](#) en vue de la conception d'un calorimètre hadronique semi-digital (SDHCAL) pour le projet ILC [\[57\]](#). Sur la figure [3.5](#) est représentée une de



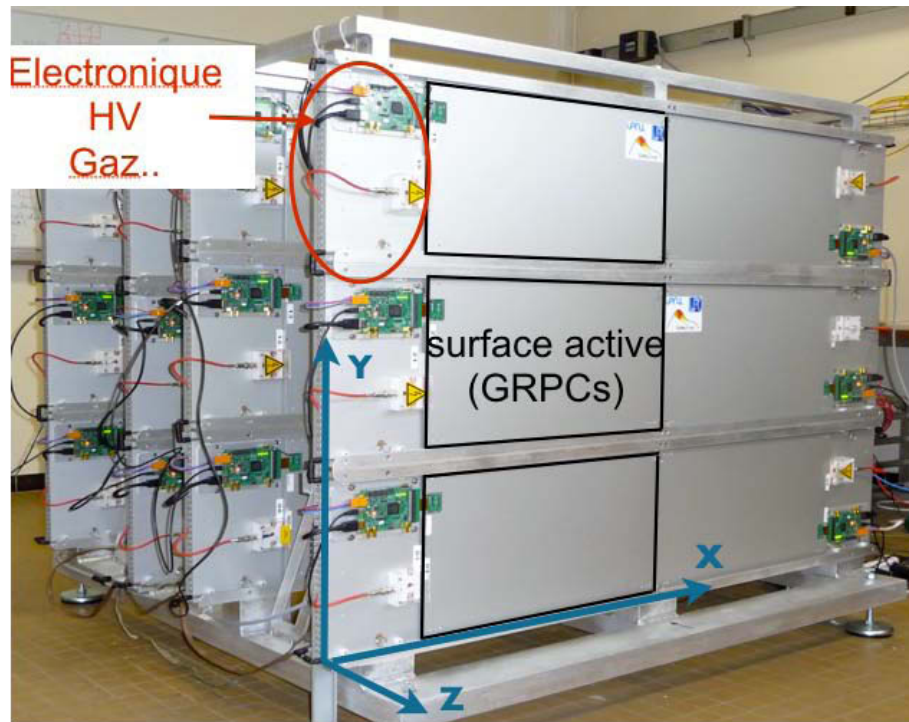


Figure 3.4 – Photographie du détecteur TOMUVOL. 24 chambres GRPC sont disposées dans un châssis en aluminium. Les connectiques correspondant à la haute tension, à l'électronique de lecture et à l'alimentation en gaz sont visibles. Le repère local associé au détecteur, que nous définirons dans la section [3.2.4](#) est également représenté.



Figure 3.5 – Photographie d’une chambre GRPC utilisée pour le détecteur TOMUVOL. La carte DIF assurant l’interface entre les ASIC et la système d’acquisition de données est visible, ainsi que le connecteur haute tension et les entrée/sortie de gaz.

ces chambres en photographie, et une vision schématique éclatée de ses constituants principaux est donnée sur la figure 3.6. Notons que les dimensions de la surface active ont été modifiées par rapport au prototype de CALICE, passant de  $1\text{ m}^2$  à  $1/6\text{ m}^2$ . Les raisons principales pour ce redimensionnement sont de faciliter le transport des chambres et leur remplacement en cas de zone défaillante dans un plan de détection.

Elles sont composées de deux électrodes en verre flotté de  $1,1\text{ mm}$  d’épaisseur, avec une résistivité comprise entre  $10^{11}$  et  $10^{13}\ \Omega\text{ cm}$ . Un revêtement conducteur à base de graphite est appliqué sur les surfaces extérieures des électrodes afin d’appliquer la haute tension. L’interstice entre les deux électrodes est de  $1,2\text{ mm}$  et cette séparation est notamment assurée par un cadre en PEEK (Polyétheréthère-cétone). Il est rempli d’un mélange gazeux composé de 93 % de tetrafluoroéthane (TFE), 5 % d’isobutane et 2 % de  $\text{SF}_6$ , qui, couplé à une tension nominale d’environ  $7,5\text{ kV}$  permet d’opérer les chambres en mode avalanche avec une efficacité supérieure à 95 %. Le signal est induit sur une grille de blocs de cuivre de  $1\text{ cm}^2$  gravée sur un PCB placé derrière l’anode (désigné par ASU sur la figure 3.6), supportant également l’électronique front-end. Une feuille de mylar permet d’isoler électriquement le PCB de l’anode. Dans cette configuration, la charge induite par les avalanches est généralement comprise entre  $0,1$  et  $10\text{ pC}$ .

### 3.2.2 Électronique de lecture

En temps normal, le détecteur TOMUVOL contient 24 chambres GRPC. L’ensemble des blocs de cuivre, couvrant les  $4\text{ m}^2$  de surface active du détecteur, correspond donc à 36 864 canaux de lecture, et l’électronique capable de récupérer et traiter ce signal est décrite dans cette section. La figure 3.7 propose une vision schématique de l’architecture du système employé, similaire à celui développé pour le SDHCAL. Les composants directement au contact des blocs de cuivre et qui mesurent la charge induite dans ces derniers sont des ASIC de type HARDROC (Hadronic Rpc Detector Read-Out Chip) [48]. Leur fonction est d’amplifier la charge induite dans chacun des

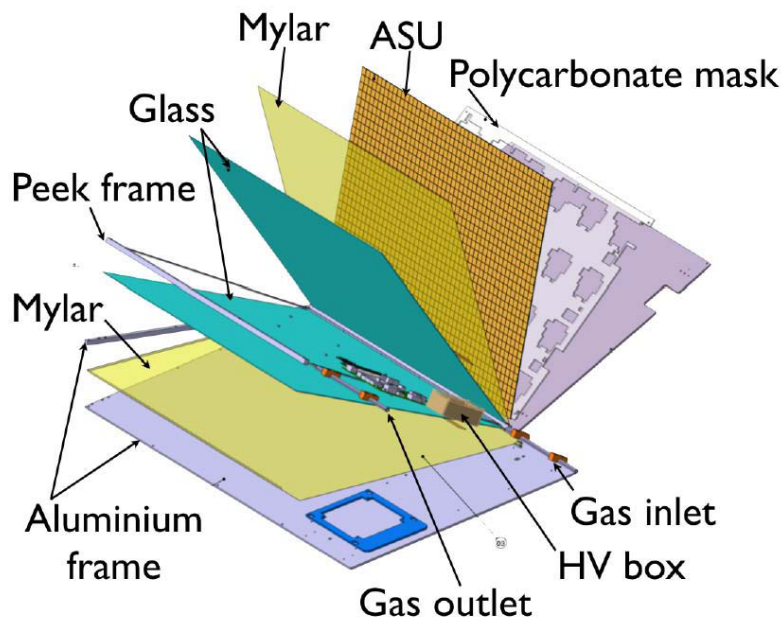


Figure 3.6 – Vue schématique éclatée d’une chambre GRPC utilisée pour le détecteur TOMUVOL.

blocs de cuivre puis de la comparer à une valeur seuil prédéfinie. L’expérimentateur a alors accès à un signal binaire dont la valeur dépend du résultat de cette opération. Le seuil est paramétrable pour chaque ASIC et le facteur d’amplification, ou gain, est réglable pour chaque voie individuellement. Précisons que les ASIC HARDROC ont été conçus avec la possibilité de prédéfinir trois seuils distincts, mais un seul d’entre eux est présentement utilisé dans l’expérience TOMUVOL. Chaque ASIC possède 64 canaux et gère donc la lecture d’un carré de  $8 \times 8$  blocs. Ainsi, chaque chambre possède un PCB supportant une grille de  $4 \times 6$  ASIC fixée sur l’électrode de lecture. De plus une carte DIF (Detector InterFace) est fixée sur chaque chambre, assurant l’interface entre l’électronique front-end et le système d’acquisition de données gérant le détecteur dans son ensemble.

Celui-ci a été initialement conçu pour fonctionner de façon synchrone pour l’observation de collisions en accélérateur de particules. Ainsi, avec une fréquence de 5 MHz, correspondant à la fréquence de fonctionnement prévue pour ILC, la carte DCC donne l’ordre aux ASIC de comparer la charge accumulée durant les dernières 200 ns avec la valeur de seuil prédéfinie. Si ce seuil est franchi, un coup est enregistré, portant comme information le numéro de la voie correspondant au bloc touché et le temps de l’événement, en nombre de coups d’horloge. Notons que la résolution temporelle du détecteur est ici déterminée par celle de l’électronique de lecture, soit 200 ns, bien que les GRPC en elles-mêmes possèdent une résolution temporelle de l’ordre de la nanoseconde. Le flux attendu de muons atmosphériques au niveau de la mer étant typiquement de l’ordre de  $100 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , cette résolution est amplement suffisante pour pouvoir négliger la probabilité que le détecteur soit

traversé par plusieurs muons durant le même coup d'horloge.

Chaque ASIC possède une mémoire permettant d'enregistrer 128 coups. Dès que la mémoire d'un ASIC est pleine, le rapatriement des données contenues dans tous les ASIC est déclenché. Durant cette opération, aucune donnée ne peut être enregistrée, et cette étape est donc une source de temps mort pour le détecteur. Les facteurs principaux influençant le temps passé à lire la mémoire des ASIC sont la fréquence à laquelle leur lecture est effectuée et la quantité de données à transférer. Or, la majorité des coups enregistrés ne sont pas induits par une particule traversant une chambre mais par des événements intrinsèques au détecteur tels que des ionisations spontanées dans le gaz, se produisant aléatoirement et que nous appellerons dans la suite le *bruit détecteur*. Ceux-ci peuvent conduire au développement d'avalanches de charges suffisamment importantes pour dépasser le seuil de détection des ASIC et ainsi être enregistrées en mémoire. Il est important pour optimiser la statistique accumulée lors d'une campagne de prise de données de limiter autant que possible le temps mort, et donc le bruit détecteur. C'est principalement dans ce cadre que les travaux réalisés au cours de cette thèse sur l'optimisation du fonctionnement du détecteur, qui seront présentés dans le chapitre suivant, se sont placés. Nous reviendrons plus en détail sur le bruit détecteur, mais mentionnons ici que dans le cas des GRPC utilisées dans TOMUVOL, son niveau peut être maintenu à environ  $1 \text{ Hz cm}^{-2}$ . Nous voyons en comparant cette valeur au taux attendu de muons donné plus haut que la majorité des coups enregistrés seront en effet du bruit détecteur.

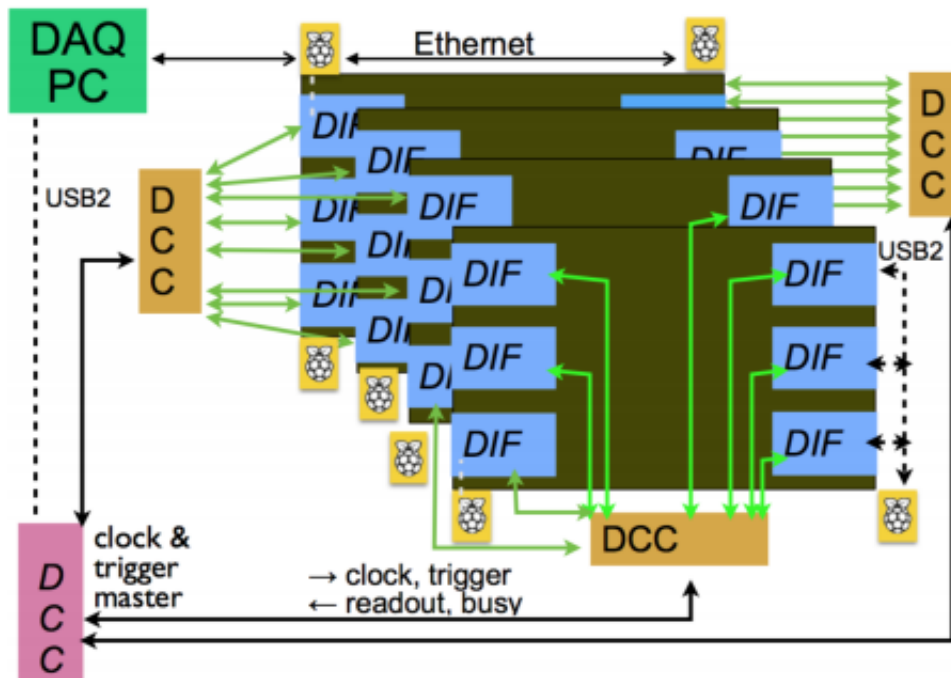


Figure 3.7 – Schéma de l'architecture de l'électronique de lecture.

### 3.2.3 Structure des données

Cette section présente succinctement la manière dont les collections de coups enregistrés sont structurées dans les fichiers de données, ce qui nous sera utile pour comprendre par la suite comment certaines grandeurs caractéristiques de son fonctionnement sont mesurées. Cette organisation est résumée de façon schématique sur la figure 3.8. À l'échelle la plus large, les données sont regroupées en *runs*. Cette segmentation est arbitraire et on la choisira généralement, en phase de calibration, de façon à ce qu'elle corresponde aux changements d'état du détecteur, en termes de positionnement des chambres, tensions, configuration de l'électronique. En phase de prise de données, lorsque les paramètres du détecteur ne sont plus modifiés, on choisira d'effectuer un run toutes les 12 heures environ, c'est à dire approximativement la durée nécessaire pour accumuler la statistique suffisante pour caractériser l'état du détecteur. Au sein de chaque run, les coups sont triés par *trigger*, chacun regroupant les données acquises entre deux déclenchements de la lecture de la mémoire des ASIC. Enfin, chaque coup contient un numéro de voie indiquant l'identité de la cellule touchée au sein du détecteur et un marqueur temporel, indiquant le coup d'horloge à 5 MHz au sein duquel l'événement a eu lieu.

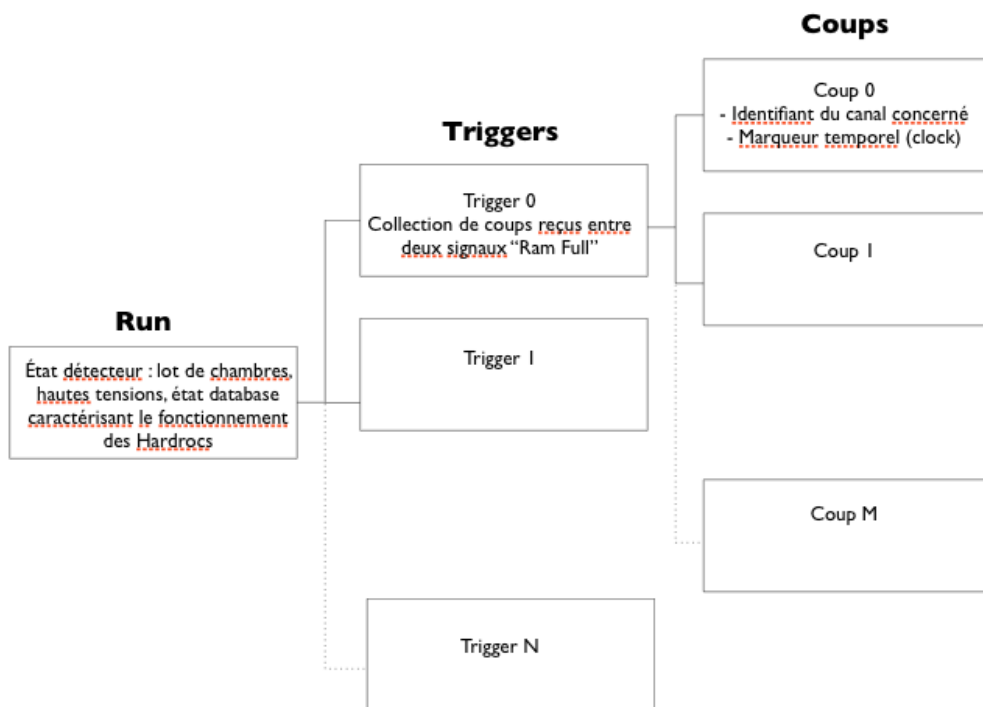


Figure 3.8 – Structure des fichiers de données enregistrés avec le détecteur TOMUVOL. Chaque fichier correspond à un run, et la collection de coups qu'il contient est segmentée suivant les différents triggers auxquels ils appartiennent.

### 3.2.4 Géométrie du détecteur

#### Référentiel local

La position des coups au sein des plans de détection est repérée à l'aide d'un repère cartésien local choisi avec l'axe  $z$  normal au plan et les axes  $x$  et  $y$  contenus dans celui-ci, comme cela est représenté sur la figure 3.4. La direction des muons peut être décrite par un système d'angles  $(\alpha_{det}, \beta_{det})$  analogue à celui défini pour le repère global introduit dans le chapitre 1. Sauf cas particulier que nous mentionnerons, nous supposons que les repères local et global coïncident (à l'orientation des axes près) et nous appellerons les angles  $(\alpha, \beta)$  sans distinction.

#### Choix du nombre de plans de détection

Afin de discuter le choix qui a été fait concernant l'arrangement spatial des chambres GRPC, il est nécessaire de prendre un peu d'avance sur la suite de ce chapitre en précisant d'abord la condition selon laquelle un muon est effectivement détecté. Nous avons vu que les données étaient regroupées en fonction du coup d'horloge auquel elles avaient été enregistrées, correspondant à une période de 200 ns. On considérera alors qu'un muon a traversé le détecteur lorsque des coups portant le même marqueur temporel existent dans chacun des plans de détection et présentent un alignement satisfaisant les critères de sélection que nous détaillerons par la suite. Une problématique apparaît alors lorsque l'on considère l'existence de bruit détecteur. Afin de s'assurer que l'on ne reconstruit pas des coïncidences fortuites comme des muons, au moins trois plans de détection sont nécessaires afin d'utiliser l'alignement des coups comme critère discriminant. Une seconde problématique qui sera également abordée par la suite est que l'on souhaitera mesurer l'efficacité de détection de chaque chambre sans avoir recours à des détecteurs "veto" additionnels ni à une source de particules dédiée. La raison pour cela étant qu'il sera nécessaire en phase de prise de données de pouvoir contrôler l'efficacité des chambres au cours du temps, afin de produire une estimation non biaisée du flux transmis à partir du nombre de muons détectés. Ainsi, comme nous le verrons, l'efficacité d'une chambre est mesurée à l'aide des muons atmosphériques eux-mêmes, en recherchant des coups en coïncidence temporelle et alignés dans les autres plans et en observant la présence ou non d'un coup associé à cette trace dans la chambre que l'on considère. Ceci nécessite d'incrémenter le nombre de plans de détection à quatre pour, à nouveau, pouvoir discriminer le bruit détecteur lors de cette procédure.

Enfin, la dernière problématique justifiant l'utilisation de quatre plans est l'existence d'un bruit atmosphérique de basse énergie, que nous avons introduit dans la section 1.4.3. La stratégie utilisée dans TOMUVOL pour le réduire est de placer une épaisseur de matériau dense, en l'occurrence un mur de plomb d'une épaisseur d'abord de 5 cm pour la campagne de mesure de 2014 au local TDF puis 10 cm pour celle de 2015 au Col-de-Ceyssat. L'idée est ici, comme cela est schématisé sur la figure 3.9, de mesurer la diffusion des particules traversant ce mur en comparant la direction de la trace reconstruite avant et après l'obstacle. Au moins deux plans sont

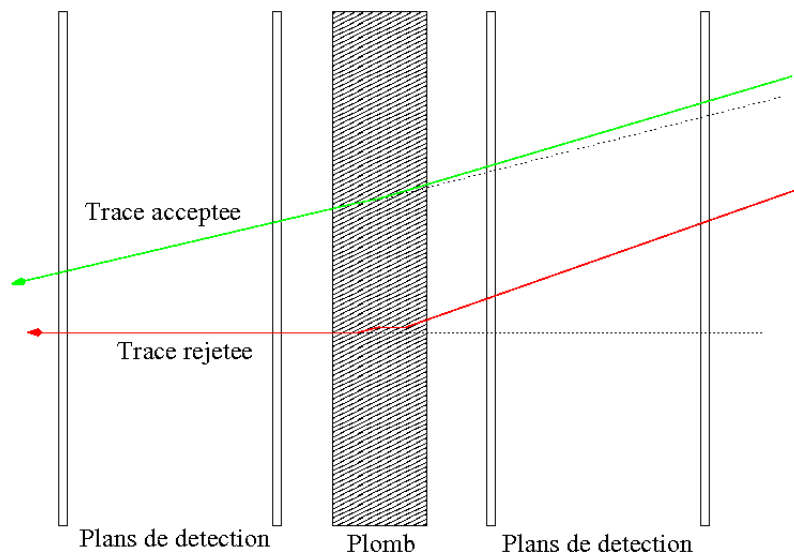


Figure 3.9 – Représentation schématique de la technique de réjection du bruit de fond atmosphérique employée dans TOMUVOL. En fonction de l’angle de diffusion subi par la particule en traversant le plomb, directement corrélé à son énergie, la particule est acceptée ou considérée comme du bruit et rejetée.

donc requis de chaque côté du plomb pour reconstruire la trajectoire et observer le changement de direction. Cette procédure a permis de faire passer le seuil en énergie du détecteur d’une valeur estimée de l’ordre de la centaine de MeV en l’absence de plomb à quelques GeV avec le mur de 10 cm. Sur la figure 3.10 est représenté pour les différentes configurations évoquées le flux transmis en fonction de l’angle  $\alpha$ , lorsque l’on regarde en direction du cœur du Puy de Dôme. Étant donné le faible nombre d’événements attendus dans cette zone, le flux est intégré sur un domaine en azimut de  $-4^\circ < \beta < 16^\circ$ . Nous voyons sur la partie haute de la figure, correspondant à la situation sans le mur de plomb que le flux mesuré est de presque deux ordres de grandeurs supérieur à la valeur attendue sous des hypothèses raisonnables de densité du volcan. Cet excès est fort probablement dû à des particules de basse énergie qui ne se sont pas déplacées selon une trajectoire quasi rectiligne à travers la cible et jusqu’au détecteur. Leur détection et la reconstruction de leur direction de propagation ne sont donc pas utiles en termes d’imagerie. Des simulations réalisées au sein de la collaboration TOMUVOL ainsi que les mesures issues des campagnes de 2014 et 2015 semblent indiquer qu’un seuil de détection d’environ 5 GeV permettrait de réduire ce bruit de fond à un niveau suffisamment faible pour permettre une mesure de densité pour des épaisseurs de roche comprises entre 1 et 2 km. La diminution du bruit de fond permise par l’ajout de plomb apparaît nettement sur la partie basse de la figure 3.10, bien qu’il existe encore vraisemblablement une contamination non négligeable.

Il était essentiel de justifier ici l’emploi de quatre plans de détection car les avantages exposés précédemment s’accompagnent également d’une contrepartie im-

portante. En effet, si les chambres GRPC prises individuellement proposent une efficacité de détection supérieure à 95 %, la probabilité qu'un muon traversant le détecteur produise un coup dans chacun des plans de détection décroît rapidement à mesure que leur nombre augmente, et se trouve en l'occurrence réduite à  $0.95^4 = 0.80$  avec quatre plans.

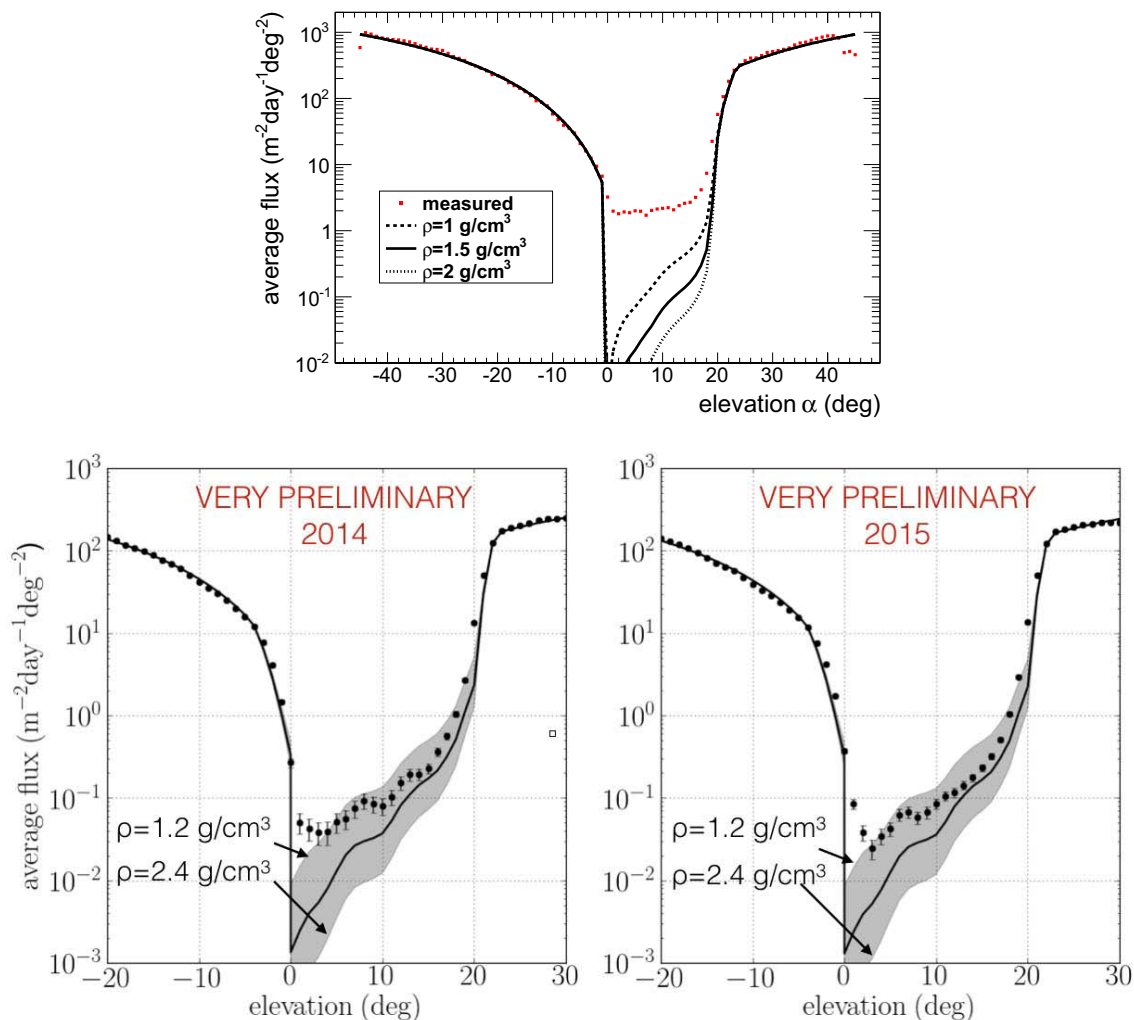


Figure 3.10 – Évolution des profils de flux mesurés selon  $\alpha$  dans le cas sans mur de plomb (haut) et avec un mur de 5 cm (gauche) et 10 cm (droite). Le flux est intégré sur un intervalle en azimut de  $-4^\circ < \beta < 16^\circ$ . Pour comparaison, les prédictions théoriques de flux transmis pour différentes hypothèses de densité du volcan sont également représentées.

### Écartement inter-plans

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, le signal est induit sur des blocs de cuivre de 1 cm, et pour un écartement de 1 m entre les plans extrémaux la résolution angulaire intrinsèque du détecteur est donc en première approximation de



10 mrad. Sur une cible située à une distance typique de 1 km, cela se traduit par une résolution spatiale d'environ 10 m, ce qui est satisfaisant pour étudier le volcan d'un point de vue géophysique si l'on compare cet ordre de grandeur avec les résultats de mesures par les méthodes de résistivité électrique de gravimétrie présentées au chapitre 1. Cependant, il peut être intéressant de considérer une augmentation de cet écart pour améliorer la résolution angulaire et ainsi mieux rejeter le bruit de fond en mesurant plus finement la diffusion des particules lors de leur traversée du plomb. Toutefois, le choix de la disposition des chambres fait l'objet d'un compromis entre la résolution angulaire sur la trajectoire des muons que l'on reconstruit et sur la quantité de données que l'on peut espérer accumuler.

Pour comprendre cela, définissons l'acceptance géométrique du détecteur  $S(\alpha, \beta)$ , comme la surface orthogonale à  $(\alpha, \beta)$  qu'un muon se propageant en ligne droite selon cette direction doit intercepter pour traverser les quatre plans de détection. Il est clair que le nombre de muons détectés selon cette direction sera proportionnel à l'acceptance et on souhaitera donc la maximiser, au moins sur le domaine en  $(\alpha, \beta)$  contenant l'image de la cible. L'acceptance géométrique d'un détecteur cubique idéal composé de plans de dimensions  $l \times l$ , avec une distance  $d$  entre les plans extrémaux, peut être calculée analytiquement par la formule suivante :

$$S(\alpha, \beta) = l^2 \cos \alpha \cos \beta \times \max\left(0, 1 - \frac{d|\tan \beta|}{l}\right) \times \max\left(0, 1 - \frac{d|\tan \alpha|}{l \cos \beta}\right) \quad (3.6)$$

Ce résultat est représenté graphiquement sur la figure 3.11 dans le cas où la distance entre les plans extrémaux passe de 1 m à 2 m. On observe que l'ouverture angulaire du détecteur se resserre de façon significative, mais le choix a malgré tout été fait d'augmenter la taille du détecteur à 1,8 m durant les dernières campagnes de mesure, la réjection du bruit de fond atmosphérique étant le problème le plus critique alors rencontré.

### 3.3 Reconstruction des traces de muons avec le détecteur Tomuvol

Après avoir présenté les caractéristiques du trajectographe utilisé dans l'expérience TOMUVOL, nous nous intéressons dans cette section à la reconstruction des traces de muons à partir des données obtenues avec un tel détecteur. Nous avons vu que nous disposions de plusieurs plans de détection permettant d'échantillonner la position d'une particule en différents points de sa trajectoire. Notons qu'étant données les dimensions du détecteur ( $\simeq 1$  m) et la résolution temporelle imposée par l'électronique de lecture ( $\simeq 200$  ns), aucune information sur le temps auquel les particules, relativistes, traversent les différents plans ne sera utilisée pour associer des coups entre eux et former une trace, hormis le fait qu'ils devront avoir été obtenus au sein de la même période d'horloge.

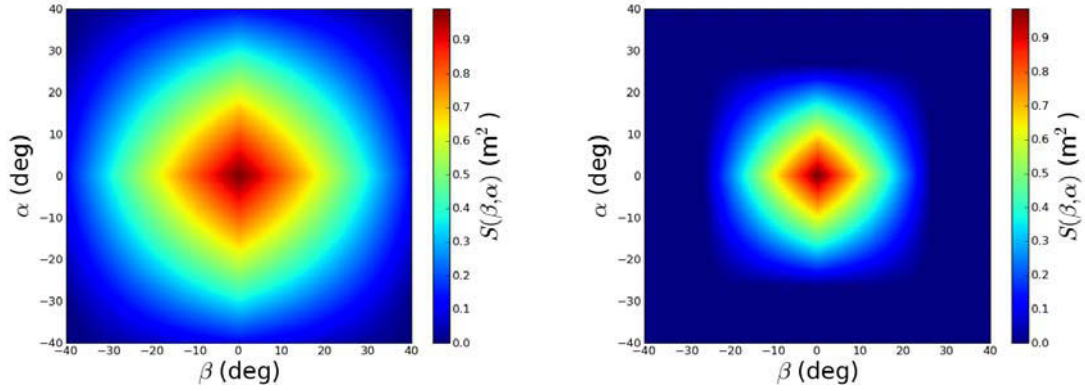


Figure 3.11 – Acceptance géométrique d’un détecteur idéal de dimensions  $1\text{ m} \times 1\text{ m} \times 1\text{ m}$  (gauche) et  $1\text{ m} \times 1\text{ m} \times 2\text{ m}$  (droite), lorsque l’on requiert qu’un muon traverse les plans extrémaux pour être détecté.

### 3.3.1 Estimateurs des paramètres des traces

Dans le système de coordonnées cartésiennes  $(x, y, z)$  défini dans le chapitre [1](#), avec les axes  $x$  et  $z$  compris dans le plan des chambres et  $y$  orienté vers la cible, les traces rectilignes que l’on associe aux muons peuvent être décrites par le système de deux équations suivant :

$$\begin{cases} x = a_x z + b_x \\ y = a_y z + b_y \end{cases} \quad (3.7)$$

Nous voyons que quatre paramètres sont introduits dans ces équations :  $a_x$ ,  $a_y$ ,  $b_x$  et  $b_y$ , qui sont respectivement les coefficients directeurs et ordonnées à l’origine de la trace dans chacune des dimensions. Supposons qu’un muon traverse un trajectographe tel que celui décrit dans ce chapitre, et induise des coups dans un nombre  $N$  de plans, d’équations respectives  $z = z_i$ . On dispose donc d’un ensemble de points de coordonnées  $(x_i, y_i, z_i)$ , où l’on suppose les positions des plans,  $z_i$ , parfaitement connues. Les paramètres de la trajectoire peuvent alors être estimés de façon indépendante pour les dimensions  $x$  et  $y$ , via la méthode des moindres carrés en minimisant la quantité :

$$R(a_x, b_x, a_y, b_y) = \sum_{i=1}^N \frac{(x_i - (b_x + a_x z_i))^2}{\sigma_{x_i}^2} + \frac{(y_i - (b_y + a_y z_i))^2}{\sigma_{y_i}^2} \quad (3.8)$$

où  $\sigma_{x_i}$  et  $\sigma_{y_i}$  correspondent aux incertitudes expérimentales sur les coordonnées  $x_i$  et  $y_i$ , dont nous décrirons dans la section suivante la procédure employée pour leur estimation.

Il vient donc pour la dimension  $x$  (avec des formules analogues pour  $y$  obtenues

par simple substitution) les estimateurs des paramètres des trajectoires :

$$\hat{b}_x = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\sigma_{x_i}^2} \sum_{i=1}^N \frac{z_i^2}{\sigma_{x_i}^2} - \sum_{i=1}^N \frac{z_i x_i}{\sigma_{x_i}^2} \sum_{i=1}^N \frac{z_i}{\sigma_{x_i}^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_{x_i}^2} \sum_{i=1}^N \frac{z_i^2}{\sigma_{x_i}^2} - \sum_{i=1}^N \frac{z_i}{\sigma_{x_i}^2} \sum_{i=1}^N \frac{z_i}{\sigma_{x_i}^2}} \quad (3.9)$$

et

$$\hat{a}_x = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_{x_i}^2} \sum_{i=1}^N \frac{z_i x_i}{\sigma_{x_i}^2} - \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\sigma_{x_i}^2} \sum_{i=1}^N \frac{z_i}{\sigma_{x_i}^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_{x_i}^2} \sum_{i=1}^N \frac{z_i^2}{\sigma_{x_i}^2} - \sum_{i=1}^N \frac{z_i}{\sigma_{x_i}^2} \sum_{i=1}^N \frac{z_i}{\sigma_{x_i}^2}} \quad (3.10)$$

La valeur minimum de  $R$  correspond alors à :

$$R_{min} = R(\hat{a}_x, \hat{b}_x, \hat{a}_y, \hat{b}_y) \quad (3.11)$$

et est comparé avec un certain seuil afin de déterminer si l'alignement des coups est suffisamment bon pour considérer qu'un muon de haute énergie a traversé le détecteur.

### 3.3.2 Incertitude sur la position des coups

Lorsqu'un muon traverse une chambre et que l'avalanche qu'il induit dans le volume de gaz se développe, il est possible que plusieurs blocs de cuivre reçoivent une charge suffisante pour dépasser leur seuil de détection. Un algorithme, que nous ne détaillerons pas ici, est chargé de déterminer parmi les coups enregistrés au sein d'un coup d'horloge quels sont ceux susceptibles de correspondre au passage d'une particule, et fait ainsi émerger un certain nombre de *clusters* dans chacun des plans. Comme nous l'avons vu plus tôt dans ce chapitre, seule une mesure binaire de la charge est réalisée, et par conséquent un poids identique est affecté à chacun des coups appartenant à un cluster donné. La position  $(x_i, y_i)$  du point d'impact de la particule dans la  $i$ -ème chambre est alors estimée comme la valeur moyenne des coordonnées des centres des blocs de cuivre appartenant au cluster correspondant. La distribution des  $(x_i, y_i)$  suit une loi de probabilité complexe à définir, qui est une convolution de la mesure discrétisée de la position imposée par la structure en blocs de cuivre de l'électrode de lecture, et des différentes formes de cluster qu'une particule est susceptible d'engendrer. Les incertitudes  $\sigma_{x_i}$  et  $\sigma_{y_i}$  qui leur sont associées sont modélisées en prenant en compte l'extension spatiale de chaque cluster, dans les dimensions  $x$  et  $y$ , mesurée en nombre de cellules, selon :

$$\sigma_{x,y_i} = n_{x,y} \sigma^{eff} \quad (3.12)$$

où  $n_x$  (respectivement  $n_y$ ) est le nombre maximum de blocs de cuivre appartenant au cluster adjacents selon la dimension  $x$  (respectivement  $y$ ). Ainsi, plus le cluster a une extension spatiale importante, moins la résolution en position est bonne. Quant à  $\sigma^{eff}$ , il représente l'incertitude effective associée aux blocs de cuivre. Il est déterminé ici en appliquant un facteur de normalisation à l'écart type d'une distribution

uniforme de largeur 1 cm qui correspondrait à l'incertitude sur la position que l'on obtiendrait en considérant les blocs individuellement :

$$\sigma^{eff} = A \times \frac{1 \text{ cm}}{\sqrt{12}} \quad (3.13)$$

Si l'on approxime la distribution des  $(x_i, y_i)$  par une fonction gaussienne et si les  $\sigma_{x,y_i}$  sont correctement estimés, la quantité définie par l'équation 3.11 suit une loi de  $\chi^2$  à quatre degrés de libertés (quatre couples de positions  $(x_i, y_i)$  contraints par quatre paramètres de traces). Le facteur de normalisation  $A$  est alors déterminé de façon à ajuster la moyenne des valeurs de  $\chi^2$  obtenues après reconstruction de l'ensemble des traces à la valeur attendue, en l'occurrence  $E[\chi_{4ddl}^2] = 4$ . La valeur de  $A$  obtenue ainsi est typiquement de  $\simeq 0.8$ , ce qui signifie que la résolution effective en position des blocs de cuivre est meilleure que celle que l'on obtiendrait en les considérant séparément. Ceci se comprend intuitivement sachant que l'extension spatiale des avalanches de charge est non négligeable par rapport aux dimensions des blocs de cuivre. Ainsi, par exemple, un cluster composé d'un seul coup indique un point d'impact de la particule localisé à proximité du centre du bloc de cuivre correspondant, puisque un point d'impact sur le bord entraîne a priori un signal sur le bloc adjacent également.

### 3.3.3 Intervalles de confiance sur les paramètres des traces.

Une fois que les paramètres des traces ont été obtenus par la méthode des moindres carrés, l'incertitude sur ces derniers est obtenue par méthode graphique. En supposant à nouveau que  $R(\hat{a}_x, \hat{b}_x, \hat{a}_y, \hat{b}_y)$  suit une loi de  $\chi^2$ , les intervalles de confiance sur les paramètres des traces sont recherchés en déterminant, le domaine de l'espace des paramètres tel que  $R = R_{min} + q$ , où  $q$  est le quantile de la loi de  $\chi^2$  à 4 degrés de liberté correspondant au niveau de confiance souhaité [58].

## 3.4 Grandeurs caractéristiques du point de fonctionnement du détecteur

Nous avons décrit plus tôt dans ce chapitre le fonctionnement théorique d'une chambre GRPC, en nous plaçant au niveau microscopique des phénomènes se produisant lors du passage d'une particule ionisante à travers elle. Nous allons maintenant introduire les variables, observables par l'expérimentateur à partir des données obtenues, que nous utilisons pour caractériser le fonctionnement des chambres lorsqu'elles sont utilisées au sein du détecteur TOMUVOL. Quatre grandeurs principales sont considérées : l'efficacité de détection d'une particule, le taux de bruit enregistré et sa distribution au sein des chambres, la multiplicité et enfin le temps mort.

### 3.4.1 Efficacité de détection

Considérons un nombre  $p$  de particules traversant le détecteur selon une trajectoire rectiligne interceptant les quatre plans de détection, et  $d$  le nombre de traces effectivement reconstruites à partir des données enregistrées correspondantes. L'efficacité de détection  $\epsilon$  est définie comme :

$$\epsilon = \frac{d}{p} \quad (3.14)$$

En pratique, et à fortiori dans le cadre d'une expérience de muographie, on souhaitera connaître l'efficacité du détecteur en fonction de la direction  $(\alpha, \beta)$ . Afin de la déterminer avec précision, il ne suffit plus de mesurer l'efficacité moyenne des chambres, que nous avons introduit dans la section 3.1.3 du point de vue théorique. En effet, en réalité, la réponse des chambres n'est pas uniforme sur toute leur surface, et lorsqu'elles sont associées pour former les plans de détection, ces effets géométriques combinés déterminent la dépendance à la direction de l'efficacité du détecteur. Ainsi, comme nous l'avons introduit dans la section 3.2.4, une des grandeurs caractéristiques du fonctionnement du détecteur qu'il convient de mesurer est la carte d'efficacité dans chacune des chambres.

La procédure employée peut être résumée de la façon suivante :

- Des coups coïncidents en temps (c'est à dire correspondant au même coup d'horloge) et situés dans trois plans de détection différents sont recherchés.
- Pour chaque combinaison possible, une droite passant par ces trois points est ajustée par la même méthode de moindres carrés que celle présentée en section 3.3.1. Si le  $\chi^2$  obtenu suite à l'ajustement est en dessous d'un seuil prédéfini, la trace est conservée. Cette étape permet de filtrer les coïncidences fortuites pouvant être dues au bruit, ainsi que les particules de basse énergie ne se déplaçant pas en ligne droite.
- Pour chaque trace sélectionnée lors de l'étape précédente, un coup est recherché au niveau du point d'intersection théorique avec la chambre que l'on cherche à caractériser. S'il existe, la voie correspondante est jugée efficace pour cet événement, et inversement.

L'obtention d'une carte d'efficacité pour chacun des  $\simeq 40000$  blocs de cuivre composant la partie active du détecteur demande une quantité de données importante si l'on souhaite la mesurer avec précision. Ainsi, nous verrons dans le chapitre 4 qu'en phase de calibration des chambres, ces efficacités ne sont estimées que par ASIC, multipliant ainsi la puissance statistique par 64. En phase de prise de données, lorsque le détecteur est exposé au flux de muons cosmiques durant plusieurs semaines, il est possible d'estimer l'efficacité de chaque cellule, et un exemple des résultats ainsi obtenus sera présenté dans le chapitre 5.

### 3.4.2 Bruit

Tous les coups enregistrés qui ne sont pas en coïncidence temporelle avec au moins deux autres coups situés dans des plans de détection différents sont considérés par défaut comme du bruit. Cela inclut donc le bruit provenant du détecteur en lui-même, mais également toutes les particules ne produisant pas un signal dans au moins trois plans. Il peut s'agir en particulier de muons de haute énergie ne rentrant pas dans l'acceptance géométrique, ou de particules atmosphériques de basse énergie, absorbées dans le détecteur avant qu'elles aient pu le traverser de part en part. La probabilité que du bruit détecteur ait lieu dans plusieurs plans dans une même fenêtre de 200 ns peut être approximée en supposant une répartition uniforme du bruit entre les différents plans, ce qui est quasiment le cas après optimisation du fonctionnement des chambres. En considérant une fréquence de bruit cumulée typique de 10 kHz par plan, la probabilité pour une coïncidence à quatre plans est de  $(10^4 \times 2 \cdot 10^{-7})^4 \simeq 10^{-11}$ , soit un taux d'environ 10  $\mu$ Hz. Cette valeur majeure a priori encore largement le taux réel de contamination car il est par ailleurs nécessaire que ces différents coups s'alignent afin de pouvoir être reconstruits comme une trace.

Ainsi, en première approximation, aucune contamination dans les données n'est attendue. Le contrôle de la vitesse de remplissage de la mémoire des ASIC, liée au temps mort, est donc la raison principale pour laquelle on cherchera à limiter le bruit autant que possible. Cette problématique est à prendre en compte lors de la phase de calibration et d'optimisation du fonctionnement du détecteur afin de déterminer le point de fonctionnement idéal du détecteur mais doit également faire l'objet d'une attention particulière en phase de prise de données. En effet, il peut arriver qu'un léger dysfonctionnement, n'affectant dans l'absolu que marginalement le fonctionnement du détecteur, entraîne l'apparition d'un "point chaud" dans une des chambres, augmentant de plusieurs ordres de grandeur la fréquence de bruit enregistrée par un canal ou groupe de canaux avec des conséquences dramatiques sur le temps mort. D'un autre côté, des variations anormales du bruit sont souvent les symptômes les plus rapidement observables d'une anomalie plus grave comme une pollution du gaz de détection, un changement brusque de la température du local où est entreposé le détecteur, etc.

### 3.4.3 Multiplicité

Une variable caractéristique du fonctionnement des chambres et influant directement sur leur résolution en position est la multiplicité, qui est définie comme le nombre moyen de canaux dont sont composés les clusters associés au passage d'une particule dans le détecteur. Elle est en général corrélée au niveau de bruit et est typiquement de 1,8 pour les chambres utilisées dans lors de la campagne de 2015.

### 3.4.4 Temps mort

Le temps mort est défini comme le temps durant lequel le détecteur n'est pas capable d'enregistrer de données. Dans le cas du détecteur TOMUVOL, il est exclusivement dû au vidage de la mémoire des ASIC. Ce temps d'inactivité n'est pas mesuré par le système de DAQ, mais il est possible d'utiliser les informations contenues dans les données pour pouvoir le calculer. En considérant un run contenant  $n$  triggers le temps mort est estimé de la façon suivante :

$$\tau = \text{temps total} - \text{temps actif} = T_n - T_1 - \sum_{i=1}^n (t_{i_{max}} - t_{i_{min}}) \quad (3.15)$$

avec  $T_1$  et  $T_n$  les temps auxquels ont été déclenchés les premier et dernier triggers, et  $t_{i_{min}}$  et  $t_{i_{max}}$  les temps des premier et dernier coups au sein du  $i$ -ème trigger. Étant donnée la durée moyenne mesurée d'un trigger, de l'ordre de la seconde, et la fréquence de coups cumulée dans tout le détecteur, de l'ordre de 10 kHz, cette méthode permet une estimation précise du temps mort.

# Chapter 4

## Calibration et optimisation du fonctionnement des chambres GRPC

### Introduction

Après avoir exposé dans le chapitre précédent la conception du détecteur TOMUVOL, nous allons présenter ici les travaux effectués sur la calibration des chambres et l'optimisation de leur fonctionnement. Cette dernière repose principalement sur un compromis entre efficacité de détection et quantité de bruit. En effet, la lecture des chambres GRPC utilise des drivers USB qui ont une limitation importante en bande passante. Le détecteur étant inactif lors du rapatriement des données, la quantité de bruit influe directement sur le temps mort du détecteur et il est donc nécessaire de la maintenir aussi basse que possible. D'un autre côté, la quantité de bruit est en général corrélée avec la multiplicité de la chambre, que l'on souhaitera maintenir basse pour obtenir la meilleure résolution spatiale possible. Le détecteur est inefficace lorsqu'un muon le traverse sans pour autant induire un signal suffisamment important pour dépasser le seuil de détection défini pour les ASIC. Le moyen pour palier ces inefficacités est alors de jouer sur l'optimisation des différentes grandeurs paramétrables que sont la haute tension appliquée sur les chambres, ou, concernant l'électronique, le seuil des ASIC et le gain d'amplification associé à chacun des blocs de cuivre. Efficacité de détection et bruit détecteur sont intrinsèquement liés et l'objectif est alors de trouver la région pour les paramètres mentionnés permettant en phase de prise de données d'accumuler la maximum de statistique avec la meilleure résolution possible.

Ce chapitre présente les résultats obtenus sur les chambres GRPC dans ce contexte. Dans un premier temps, nous introduirons les principes généraux guidant l'optimisation du détecteur via la recherche des valeurs de haute tension et de gain optimales. Puis nous verrons comment les performances de chambres prototypes possédant des volumes de gaz de largeurs différentes ont été comparées lors de la phase



d'étude du détecteur TOMUVOL afin de déterminer quel modèle allait être utilisé. Enfin, nous compléterons la description de la procédure d'optimisation et décrirons de façon plus quantitative la façon dont les paramètres optimaux sont recherchés, en s'appuyant sur un exemple concret de calibration d'une chambre GRPC selon la procédure actuellement employée. Nous compléterons également la discussion sur cette procédure en décrivant comment les gains des différentes voies électroniques sont ajustés pour permettre le réglage fin du point de fonctionnement des chambres.

## 4.1 Optimisation du fonctionnement du détecteur

Afin d'illustrer le compromis entre efficacité de détection et temps mort, un exemple qualitatif des variations de la fraction de temps mort avec le taux de bruit telles qu'obtenues typiquement sur les chambres GRPC utilisées dans TOMUVOL est présenté sur la figure 4.1. Nous voyons que le temps mort varie, dans le domaine observé, linéairement avec le bruit et on souhaitera donc de façon générale réduire ce dernier autant que possible. Par ailleurs, sur la figure 4.2 un exemple typique de la variation du taux de bruit avec la valeur de tension appliquée sur la chambre est également représenté. Il apparaît là aussi que la relation entre ces grandeurs est approximativement linéaire pour les valeurs de tension considérées.

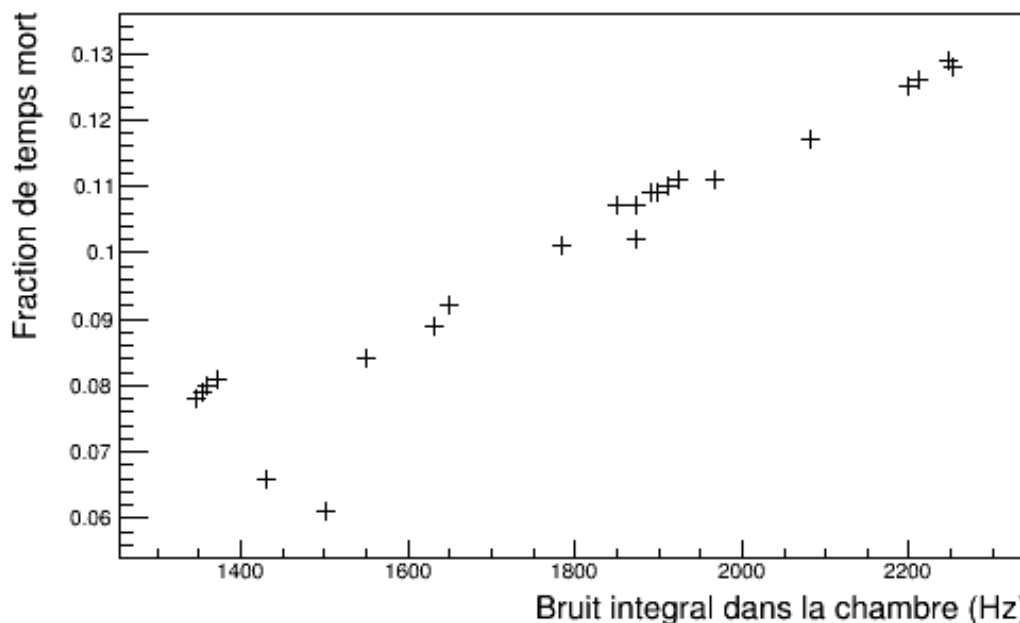


Figure 4.1 – Fraction de temps mort mesuré en fonction du taux de bruit enregistré dans une chambre TOMUVOL. Notons que ces mesures ont été réalisés avec une lecture en USB1 des chambres, remplacée depuis par de l'USB2 et améliorant ainsi les performances.

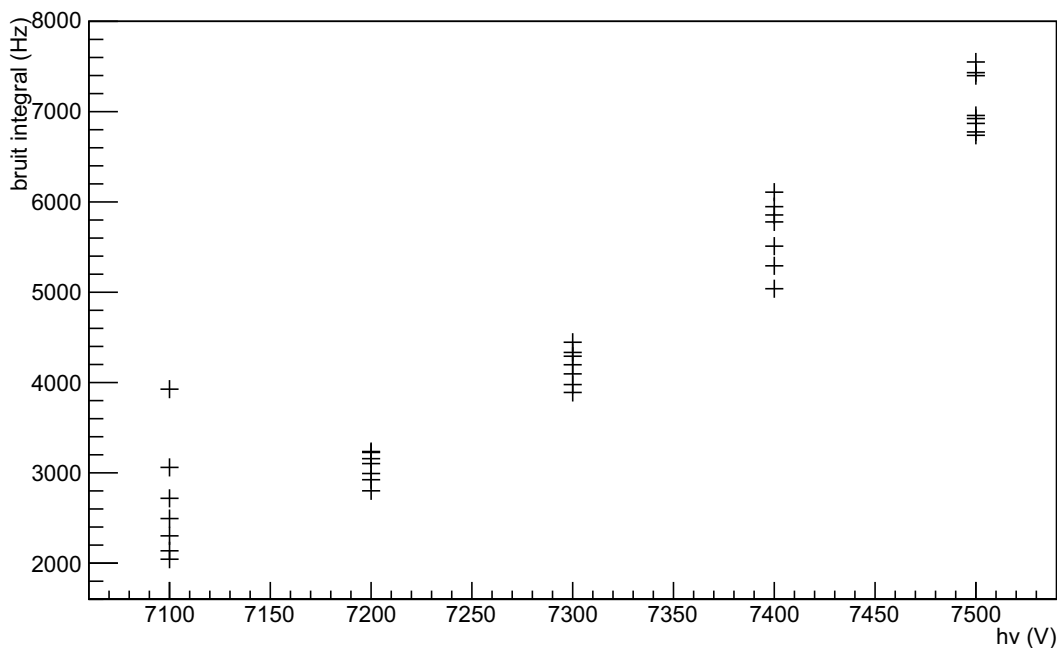


Figure 4.2 – Évolution de la fréquence de bruit enregistré dans une chambre GRPC utilisée dans le détecteur TOMUVOL en fonction de la valeur de haute tension appliquée. La variabilité observée du niveau de bruit pour une valeur donnée de haute tension est liée aux variations de pression et de température importantes dans le laboratoire qui n’était pas climatisé au moment où ces données ont été obtenues.

Enfin, la corrélation entre le bruit médian et la multiplicité moyenne a été mesurée pour les 24 ASIC d’une chambre GRPC en faisant varier la valeur des seuils et de la haute tension. La distribution observée des coefficients de corrélation est donnée sur la figure 4.3. Nous voyons que la corrélation entre bruit et multiplicité existe mais est relativement faible. Ceci se traduira dans la procédure de calibration des chambres par la nécessité de considérer séparément les trois variables que sont l’efficacité, le bruit et la multiplicité et de déterminer le point de fonctionnement proposant le meilleur compromis entre elles.

La valeur de la haute tension étant réglable par chambre, et les paramètres de l’électronique, à savoir les seuils et les gains d’amplification, l’étant par ASIC et par canal respectivement, il est naturel de suivre en première approche cette hiérarchie pour l’optimisation. Ceci n’est vrai que dans une certaine limite puisque, de façon imprévisible, des défauts de fabrication peuvent localement entraîner une augmentation significative du taux de bruit dans les chambres qu’il est nécessaire de corriger avant tout pour ne pas saturer le système d’acquisition de données. Dans ces situations extrêmes, le recours employé est en général de masquer les voies correspondantes, qui ne seront plus lues par l’électronique. Une fois un régime stable atteint, la première étape consiste à rechercher la valeur de haute tension la plus

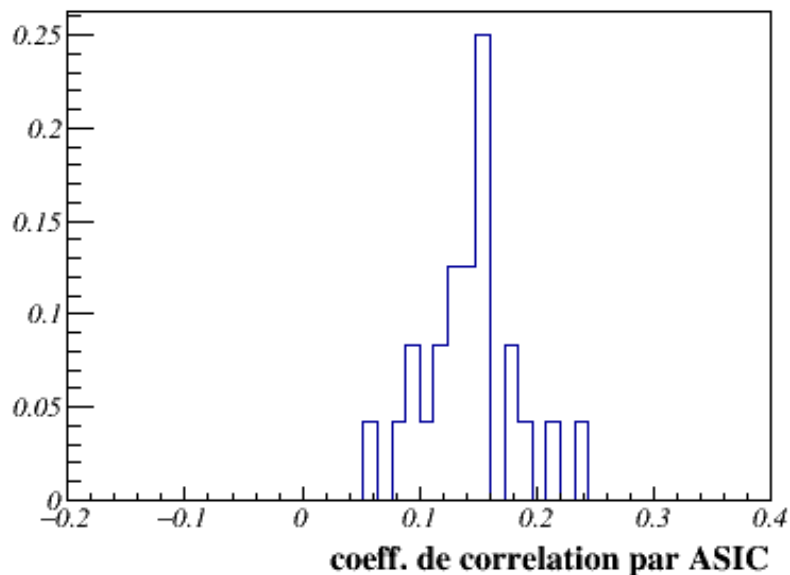


Figure 4.3 – Distribution des coefficients de corrélation entre le bruit médian et la multiplicité mesurés pour les 24 ASIC d’une chambre GRPC en faisant varier les seuils et la haute tension.

basse possible maximisant la probabilité, lors du passage d’une particule à travers le détecteur, de formation d’une avalanche de charges résultant en la production d’un coup dans les données. Pour illustrer ce propos, considérons la figure 4.4 donnant la variation d’efficacité d’une chambre GRPC en fonction de la haute tension appliquée.

Trois zones de fonctionnement existent à mesure que l’on augmente le voltage. Dans la première, le champ électrique est trop bas pour engendrer le mécanisme d’avalanche et l’efficacité est approximativement nulle. À des valeurs de tension intermédiaires, les charges se multiplient difficilement et n’atteignent que rarement la taille critique permettant d’induire une charge dépassant le seuil de détection. Cela se traduit par une efficacité de détection faible, mais augmentant rapidement avec la tension jusqu’à un certain point où l’efficacité atteint une valeur plateau, située généralement au-delà de 95 % pour une chambre RPC utilisée en mode avalanche. À ce stade, les inefficacités sont principalement dues aux défauts de la chambre et augmenter la haute tension ne permet pas de progresser d’avantage mais se traduit en revanche par une augmentation du bruit. La nécessité d’ajuster la haute tension pour chaque chambre peut être expliquée par exemple par des variations de résistivité du verre employé dans la conception des électrodes ou par les incertitudes mécaniques présentes lors de la fabrication et l’assemblage des chambres.

L’étape suivante consiste à ajuster les seuils des ASIC. L’intérêt de jouer sur ces paramètres n’est pas de corriger des défauts liés à l’électronique, dont les performances sont dans la grande majorité des cas répétables, mais plutôt de raffiner

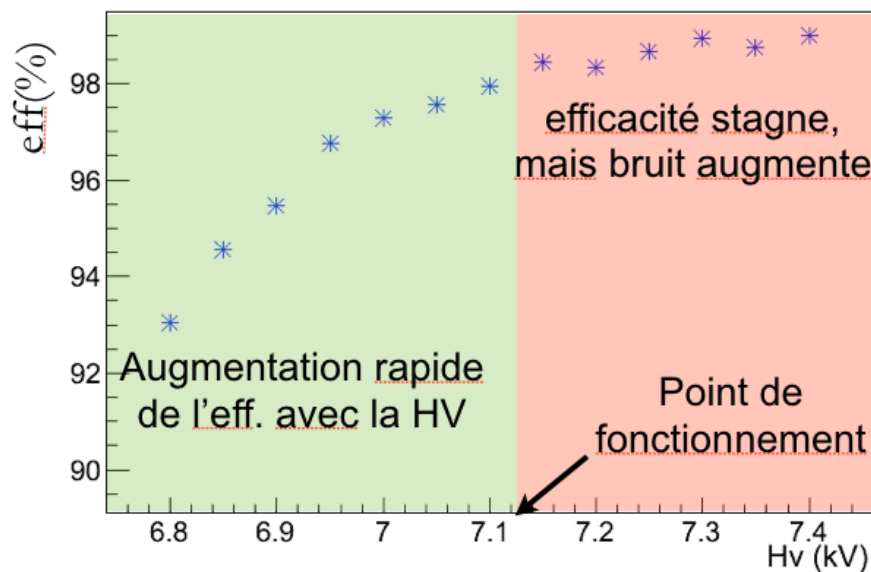


Figure 4.4 – Forme typique de l'efficacité des chambres RPC en fonction de la valeur haute tension appliquée.

l'ajustement effectué avec la haute tension pour des variations locales du comportement de la chambre. Ceci concerne en particulier la largeur de l'interstice gazeux, qui, à proximité des bords notamment, là où les contraintes mécaniques sont les plus importantes, peut subir de légères déformations altérant le gain de la chambre. La séparation des électrodes est également déterminée par des *spacers*, des billes de céramiques disposées à intervalles réguliers dans le volume de gaz, et leur présence induit là encore souvent des variations locales du comportement des chambres.

La haute tension et les seuils des ASIC sont des paramètres aux effets intrinsèquement liés et la mise au point d'une procédure permettant de trouver leur valeur optimale pour chaque chambre n'est pas immédiate. Elle repose sur trois contraintes, qui sont pour chaque ASIC de :

- S'assurer que la chambre fonctionne avec une efficacité maximale permettant un comportement stable du détecteur.
- Minimiser le bruit, de façon à ce que le temps mort soit le plus réduit possible.
- Minimiser la multiplicité de la chambre, afin d'obtenir la meilleure résolution spatiale sur la position des particules.

En pratique, cette procédure est réalisée en variant les seuils et la haute tension simultanément sur une portion de l'espace de ces deux paramètres entourant des valeurs initiales que l'on estimera raisonnablement proche du point optimal. Nous présenterons dans la suite de ce chapitre dans un premier temps les résultats de la comparaison de différents prototypes de chambres, réalisée alors que la procédure de

calibration évoquée plus haut n'était pas encore développée. Puis nous donnerons un exemple concret de la recherche systématique du point de fonctionnement optimal telle qu'appliquée dans sa version actuelle sur une des chambres GRPC utilisées dans le détecteur TOMUVOL.

## 4.2 Banc de test

Avant de présenter les résultats obtenus sur la calibration des chambres nous décrivons succinctement le banc de test utilisé pour procéder aux mesures, représenté en photographie sur la figure 4.5. Quatre chambres y sont placées parallèlement, alimentées en gaz, électriquement, et reliées à un système d'acquisition de données de façon similaire à ce qui est utilisé in-situ. Les chambres sont positionnées horizontalement, de façon à maximiser leur exposition au flux de muons cosmiques (et autres particules les accompagnant au sein des gerbes atmosphériques), qui, rappelons-le, sont utilisés comme source de radiation pour la mesure d'efficacité. Toutes les chambres présentes dans le banc de test peuvent être analysées du point de vue du bruit détecteur, mais on choisira de placer les chambres dont on souhaite mesurer l'efficacité au milieu. En effet, comme nous l'avons vu, la procédure de mesure d'efficacité se base sur la reconstruction d'une trace, à partir des coups obtenus dans le reste des chambres, que l'on préférera interpoler plutôt qu'extrapoler vers la chambre d'intérêt pour des raisons de précision.

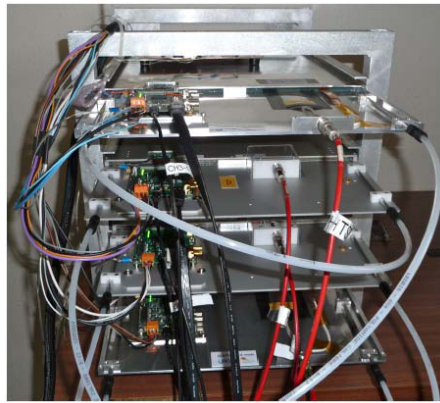


Figure 4.5 – Banc de test utilisé pour la calibration des chambres GRPC, comportant quatre chambres en train d'être caractérisées.

Par ailleurs, et cela reste vrai pour le détecteur en phase de prise de données, la haute tension appliquée sur les chambres est en permanence corrigée des variations de pression et température selon la formule suggérée dans [59] :

$$HV_{eff} = HV_0 \times \frac{T}{T_{ref}} \frac{P_{ref}}{P} \quad (4.1)$$

où  $HV_0$  est la tension spécifiée par l'expérimentateur, et  $HV_{eff}$  la tension effective correspondant aux conditions expérimentales de référence  $P_{ref}$  et  $T_{ref}$ , valant respectivement 1013 hPa et 293,15 K. Cette correction découle de l'approximation des gaz parfaits selon laquelle la densité du gaz, qui comme nous l'avons décrit dans la section 3.1.3 influence directement l'efficacité des chambres, est proportionnelle à  $P/T$ . L'efficacité de cette correction sera discutée dans le chapitre suivant au vu du comportement observé du détecteur in-situ. En effet, la salle dans laquelle est entreposé le banc de test est climatisée, et les variations de pressions atmosphériques sont quant à elles généralement observées à des échelles de temps plus importantes que la durée typique des runs de calibration. Précisons enfin que dans la suite du manuscrit, les valeurs de haute tension appliquées sur les chambres correspondront toujours à la consigne  $HV_0$  lorsque nous les mentionnerons.

### 4.3 Comparaison de différentes tailles d'interstice gazeux

Il a été dit plus tôt que les GRPC utilisées dans TOMUVOL sont héritées des développements expérimentaux de la collaboration CALICE en vue de la conception d'un calorimètre hadronique semi-digital pour le projet ILC. Il s'agirait alors d'une alternance compacte de chambres GRPC avec du matériau absorbeur, et cette configuration induit des contraintes géométriques sur l'épaisseur des chambres, qui n'existent pas pour le trajectographe TOMUVOL.

Nous avons vu précédemment que l'efficacité des chambres GRPC, une fois le seuil de l'électronique fixé, dépendait de l'ampleur du développement de l'avalanche de charges. Celui-ci est fonction à son tour de la distance moyenne de la première ionisation avec la cathode et du champ électrique. Si il s'avère que l'efficacité des chambres est pénalisée par des seuils de détection trop importants par rapport à la charge induite en moyenne sur l'électrode de lecture, il est théoriquement possible d'augmenter l'efficacité de détection en augmentant la pression du gaz, ce qui est peu pratique, ou le champ électrique, ce qui peut causer un comportement instable du détecteur. Une troisième option possible est d'augmenter la largeur de l'interstice gazeux tout en augmentant la valeur de haute tension afin de garder le champ électrique constant. Ceci étant a priori technologiquement réalisable avec les équipements utilisés dans TOMUVOL, la question de l'intérêt potentiel d'un agrandissement du volume de gaz s'est posée. Un autre argument conduisant à envisager ce redimensionnement des chambres est lié aux contraintes mécaniques subies par les électrodes sous la pression du champ électrique. Celles-ci se font ressentir aux points de supports des électrodes, c'est à dire le bord des chambres et les spacers. Il était alors envisagé que l'influence de ces déformations, pour un champ électrique donné, pouvait être atténuée en augmentant l'écartement inter-électrodes. Pour cette raison et celle évoquée précédemment, trois chambres prototypes ont été testées correspondant à des interstices gazeux de largeur 1,2, 1,4 et 1,6 mm respec-

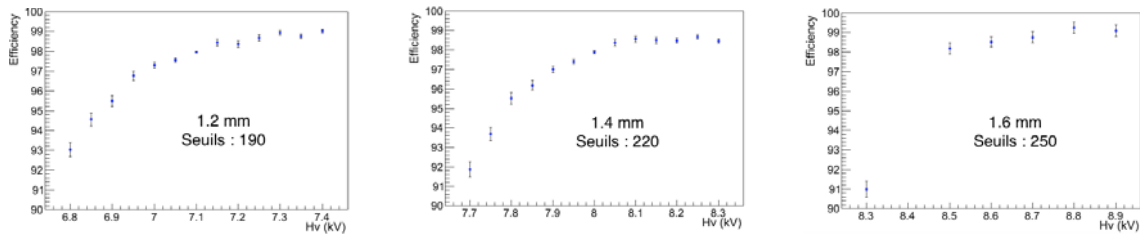


Figure 4.6 – Mesure de l'efficacité des chambres prototypes de 1,2, 1,4 et 1,6 mm (respectivement gauche, centre et droite) en fonction de la haute tension appliquée.

tivement. Les performances de ces chambres ont été comparées après avoir suivi la procédure suivante :

- Application d'une haute tension de façon à obtenir un champ électrique correspondant approximativement au mode avalanche pour le type de chambre utilisé, c'est à dire ici environ  $\simeq 6 \text{ kV mm}^{-1}$ .
- Mise à zéro des gains des cellules problématiques. Typiquement, les blocs de cuivre à proximité du connecteur haute tension subissaient une fréquence de bruit très élevée.
- Recherche de la valeur de haute tension correspondant au début du plateau d'efficacité.
- Recherche du seuil minimisant le taux de bruit intégré dans la chambre.
- Mesure du bruit et de sa distribution spatiale au sein de la chambre.

### 4.3.1 Efficacité de détection

Une fois les chambres placées dans un régime stable, leurs efficacités en fonction de la haute tension appliquée ont été mesurées et les résultats sont présentés sur la figure 4.6. On observe que les trois modèles atteignent des efficacités de plateau très satisfaisantes, d'environ 98 %, et que, comme attendu, la haute tension à appliquer semble augmenter proportionnellement à la taille de l'interstice, condition nécessaire pour conserver une valeur constante du champ. D'après ces résultats, les tensions nominales à appliquer sont, pour les chambres d'interstice gazeux de 1,2, 1,4 et 1,6 mm, de 7,3, 8,0 et 8,7 kV respectivement. Dans ce cadre le choix des 1,2 mm est favorisé car, bien qu'il eut été tout à fait possible d'inclure une alimentation électrique fournissant des tensions supérieures à 8 kV dans la conception du détecteur TOMUVOL, il reste avantageux notamment en termes de coût des équipements de privilégier les tensions plus faibles.

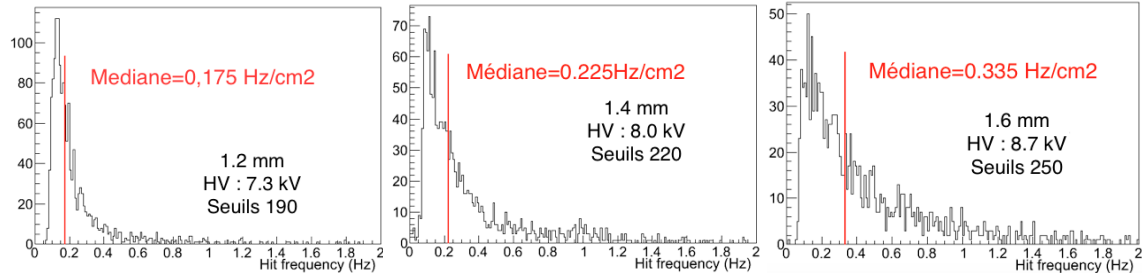


Figure 4.7 – Mesure des fréquences de bruit des chambres prototypes de 1,2, 1,4 et 1,6 mm (respectivement gauche, centre et droite) utilisées à leur tension nominale. La valeur médiane des distributions est indiquée.

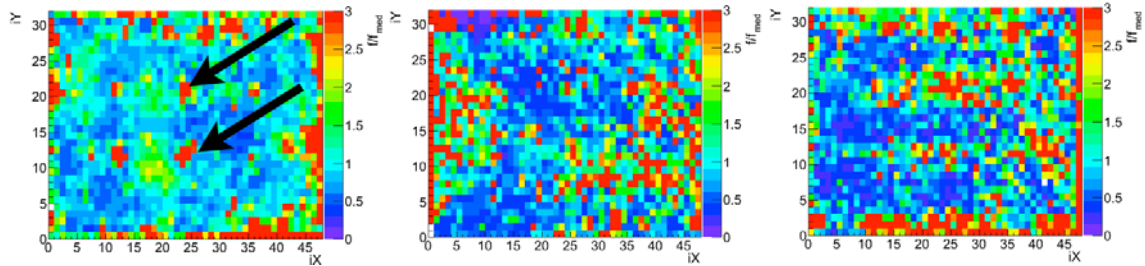


Figure 4.8 – Carte des fréquences de bruit relatives à la valeur médiane dans chaque chambre pour les prototypes de 1,2, 1,4 et 1,6 mm (respectivement gauche, centre et droite). Les emplacements de deux spacers, visibles pour la chambre de 1,2 mm, sont indiqués par des flèches.

### 4.3.2 Bruit

La haute tension ayant été réglée à sa valeur optimale pour chacune des chambres, les seuils des ASIC ont été variés uniformément de façon à trouver la valeur minimisant le bruit dans les chambres. Deux critères ont alors été retenus pour déterminer le meilleur choix de géométrie : le taux de bruit global enregistré, et l'uniformité de sa distribution dans les chambres. En effet, nous avons mentionné qu'il était très improbable que du bruit détecteur donne lieu à des coïncidences temporelles pouvant conduire à la reconstruction d'une trace, mais ceci n'est plus nécessairement vrai si des zones plus bruyantes que la moyenne sont par défaut alignées, telles pourraient l'être le bord des chambres appartenant à différents plans. Sur la figure 4.7 est représentée la distribution des fréquences de bruit mesurées dans chaque voie pour les trois chambres prototypes, et sur la figure 4.8 est donnée la distribution spatiale de ces fréquences de bruit. Il apparaît que le bruit semble augmenter avec la taille de l'interstice gazeux, avec des fréquences médianes observées de 0,175, 0,225 et 0,335  $\text{Hz cm}^{-2}$  pour les chambres de 1,2, 1,4 et 1,6 mm respectivement. En ce qui concerne la distribution spatiale du bruit, les spacers sont clairement plus visibles sur la chambre de 1,2 mm, mais un bruit plus élevé au bord semble être présent dans les trois cas de figure.



### 4.3.3 Conclusion

La comparaison des trois chambres favorise celle de 1,2 mm qui requiert une haute tension moins élevée pour fonctionner à efficacité maximum, et semble moins bruyante. Notons également que la taille de l'interstice gazeux influe sur la consommation de gaz, qui sera donc plus faible avec ce choix. Reste le problème de distribution spatiale du bruit, mais qui a en pratique été résolu en complexifiant légèrement la structure du bâti supportant les chambres. Les plans de détection ont en effet été décalés de quelques centimètres suivant les axes  $x$  et  $y$ , en alternant le sens de ces déplacements pour chacun des plans. Cette modification permet de s'assurer que les bords des chambres et les spacers ne sont pas alignés par défaut. Ainsi, comme nous l'avons mentionné au chapitre précédent, le détecteur TOMUVOL est composé de chambres comportant un interstice gazeux de 1,2 mm.

## 4.4 Optimisation du fonctionnement des chambres - procédure actuelle

Avant de présenter dans le chapitre suivant les performances du détecteur TOMUVOL lorsqu'il est utilisé en phase de prise de données, nous complétons la description de la procédure de calibration des chambres. L'optimisation du fonctionnement des chambres prototypes était réalisée de façon linéaire, en recherchant d'abord la haute tension optimale, puis en variant le seuil de détection des 24 ASIC uniformément. Selon la procédure actuellement employée, chaque chambre GRPC est calibrée en étudiant de façon extensive les variations de son efficacité, du bruit et de la multiplicité en fonction de la tension appliquée et des seuils des ASIC, réglés cette fois-ci individuellement. Un exemple des résultats ainsi obtenus est résumé pour une même chambre GRPC sur la figure 4.9 pour la mesure des efficacités moyennes par ASIC, la 4.10 pour celle du bruit intégral par ASIC et 4.11 celle de la multiplicité moyenne par ASIC.

Nous voyons que l'ensemble de ces résultats nous permet ensuite, en fonction des performances que l'on souhaite obtenir en termes d'efficacité, de bruit et de multiplicité, de choisir les valeurs de haute tension et de seuils à appliquer par ASIC lorsque la chambre considérée est utilisée dans le détecteur TOMUVOL.

Une fois ces paramètres déterminés, il reste possible d'optimiser le gain individuel de chaque voie de l'électronique. Dans l'optique de réaliser le meilleur compromis entre efficacité et bruit, le réglage individuel des gains des canaux associés à chaque bloc de cuivre se révèle d'une grande utilité. Considérons pour le comprendre à nouveau la figure 4.7 où la forme des distributions de fréquences de bruit représentées correspond à ce que l'on observe dans le cas général une fois que tous les autres paramètres ont été optimisés. On constate une queue de distribution s'étendant fortement vers les hautes fréquences de bruit. Autrement dit, quelques canaux isolés enregistrent beaucoup plus de coups que la moyenne. La possibilité de régler de façon individuelle les gains qui leurs correspondent permet alors de réduire considérable-

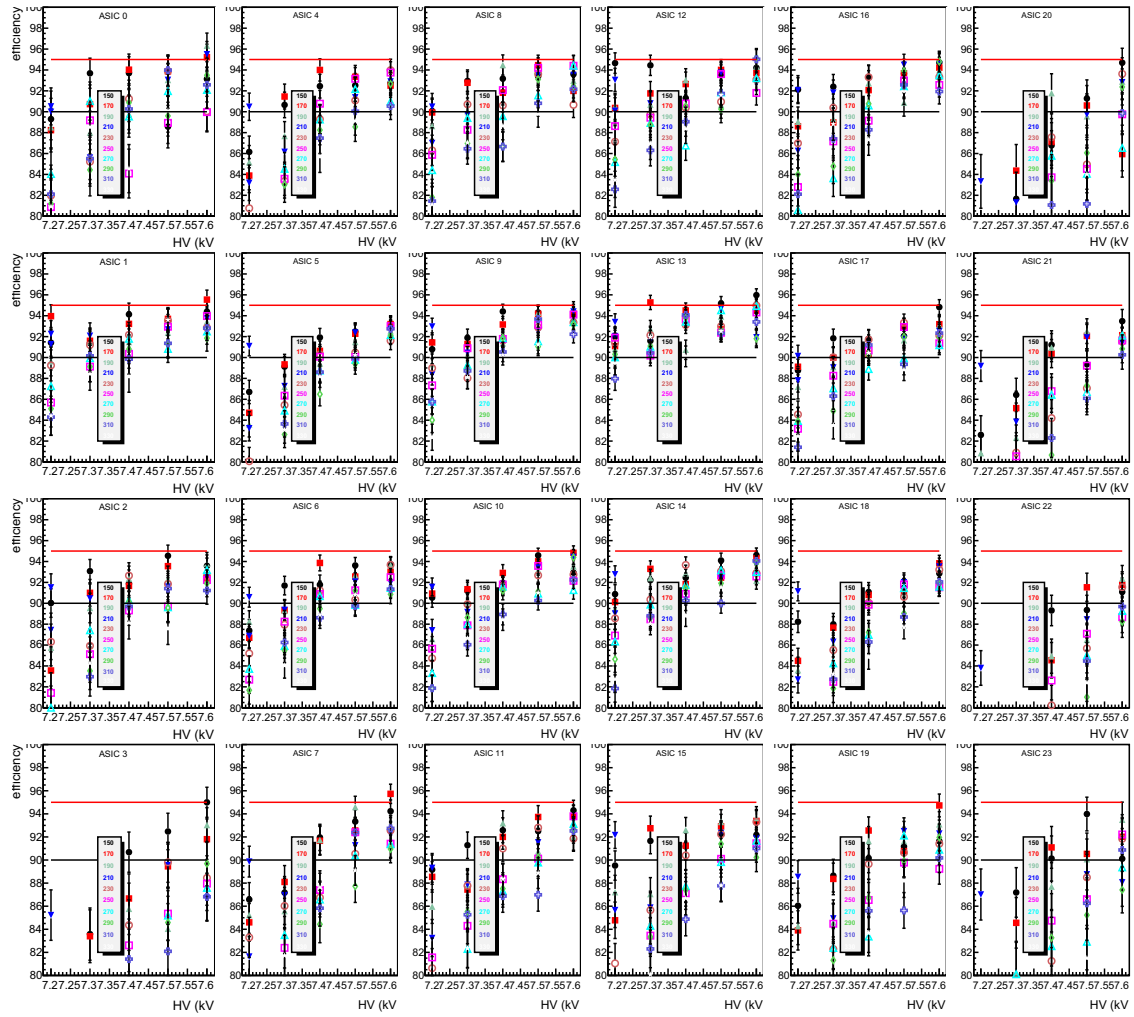


Figure 4.9 – Mesure de l’efficacité par ASIC d’une chambre GRPC lorsque la tension et les seuils sont variés.

ment le taux de bruit global tout en affectant de façon minoritaire l’efficacité du détecteur. La procédure qui a été développée est alors de procéder de façon récursive en ajustant les gains par la formule suivante :

$$g'_i = g_i \left( 1 - p \frac{f_i}{f_{med}} \right) \quad (4.2)$$

où  $g'_i$  et  $g_i$  désignent les gains associés à la  $i$ -ème voie, respectivement après et avant correction.  $f_i$  est la fréquence de bruit observée pour le canal correspondant, et  $f_{med}$  la fréquence de bruit médiane dans la chambre.  $p$  est un paramètre ajustable en fonction du degré de sévérité de la correction souhaité et il est typiquement pris égal à 0,03. Un exemple de l’effet de cette procédure sur les distributions de bruit est donné sur la figure 4.12 pour quatre des chambres GRPC utilisées dans TOMUVOL.

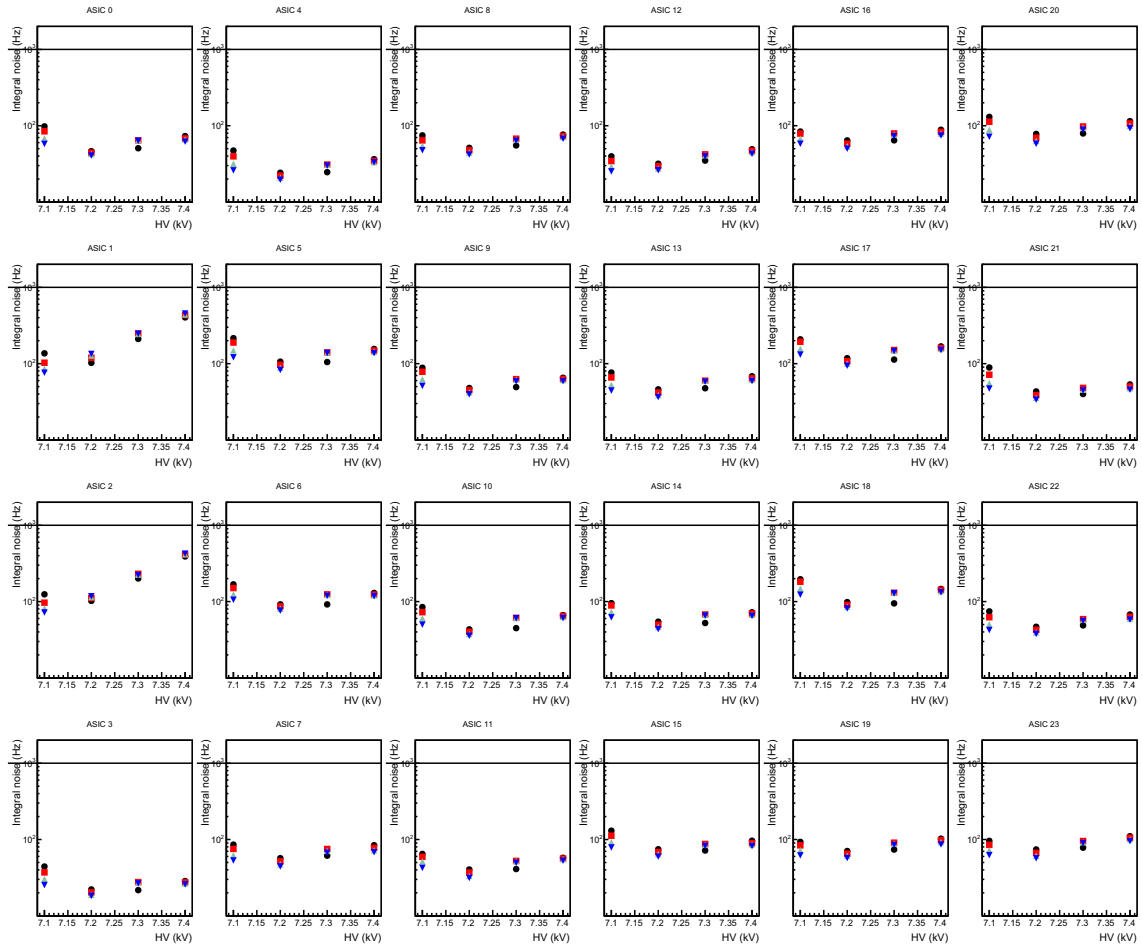


Figure 4.10 – Mesure de bruit par ASIC d’une chambre GRPC lorsque la tension et les seuils sont variés.

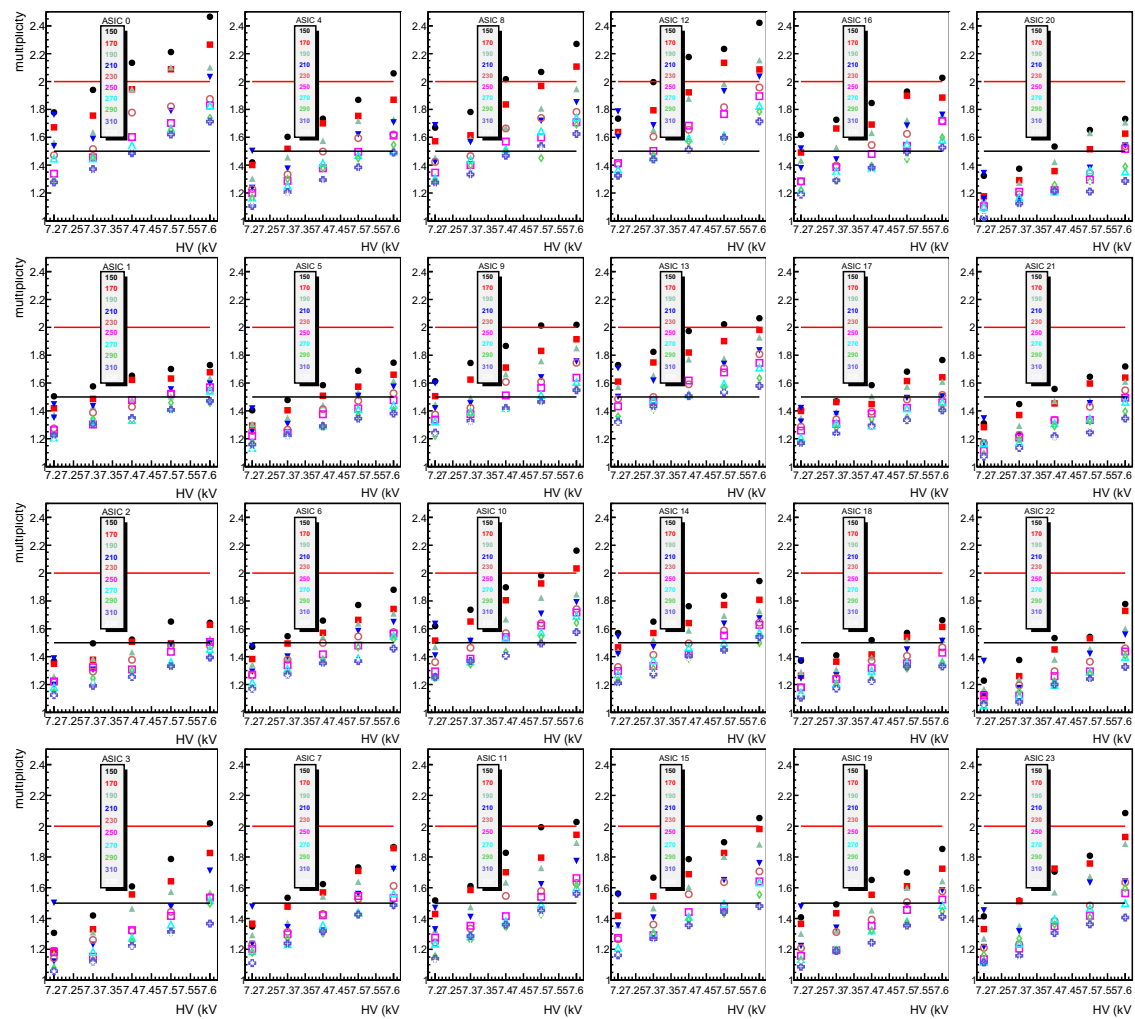


Figure 4.11 – Mesure de la multiplicité moyenne par ASIC d'une chambre GRPC lorsque la tension et les seuils sont variés.

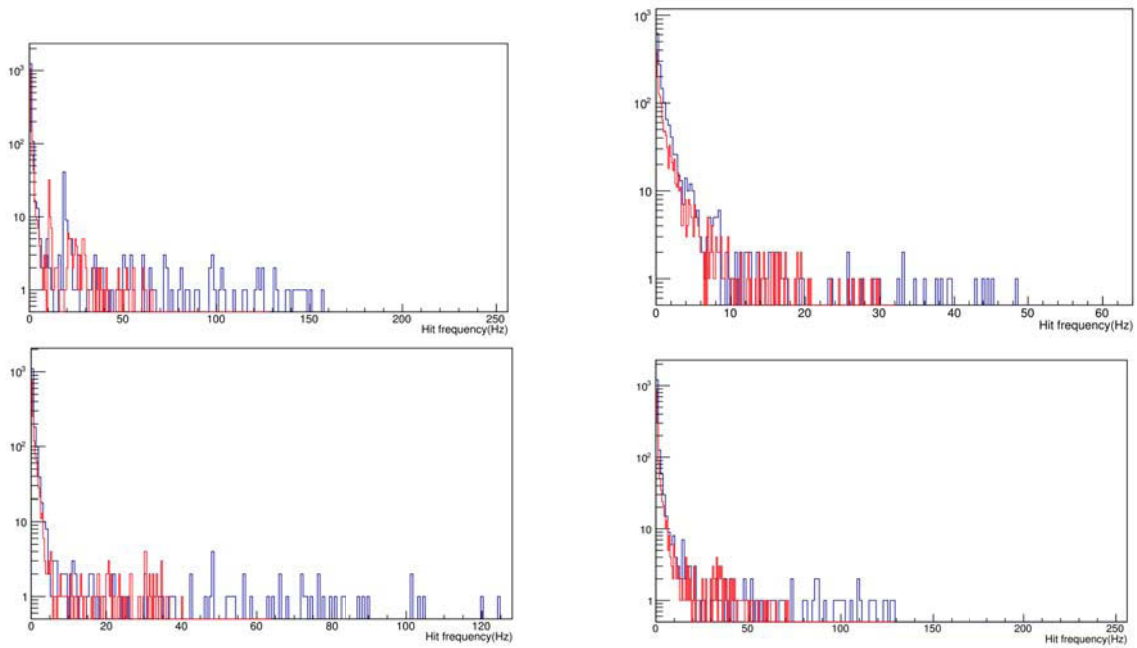


Figure 4.12 – Effet de la procédure d’optimisation des gains appliquée sur quatre chambres GRPC. Les distributions bleues et rouges correspondent respectivement aux fréquences de bruit avant et après correction.

# Chapter 5

## Performances in-situ du détecteur Tomuvol

### Introduction

Nous concluons la discussion portant sur les moyens instrumentaux mis en œuvre au sein de la collaboration TOMUVOL pour réaliser une muographie de volcan en exposant ici les performances obtenues avec le détecteur lors des campagnes de prise de données au pied du Puy de Dôme. Les différentes variables caractéristiques du fonctionnement du détecteur telles que son efficacité, son temps mort et le bruit détecteur ont été mesurées et nous résumerons ces résultats. Une discussion sur la stabilité du point de fonctionnement avec les variations de pression et de température sera également proposée. Viendra ensuite la description des performances du détecteur dans son rôle de trajectographe à muons. Nous concluons enfin ce chapitre en présentant quelques résultats supplémentaires concernant le bruit détecteur, et notamment sa corrélation entre les différents canaux.

### 5.1 Performances du détecteur Tomuvol lors des campagnes de prise de données de 2013 à 2015

Nous présentons dans cette section les performances du détecteur du point de vue des variables caractéristiques de son fonctionnement durant les campagnes de mesures de 2013 à 2015.

L'évolution en fonction du temps de l'efficacité des chambres utilisées lors de la campagne de 2013, labellisées par l'identifiant de la carte DIF qui leur est associée, est donnée sur la figure [5.1](#). Les plans sont numérotés du plus proches (plan 0) au plus lointain (plan 3) par rapport au Puy de Dôme. Il apparaît sur cette figure que l'efficacité des chambres est restée relativement constante et en moyenne supérieure à 95 % durant toute la période de prise de données.

La statistique importante accumulée in-situ permet d'estimer l'efficacité des

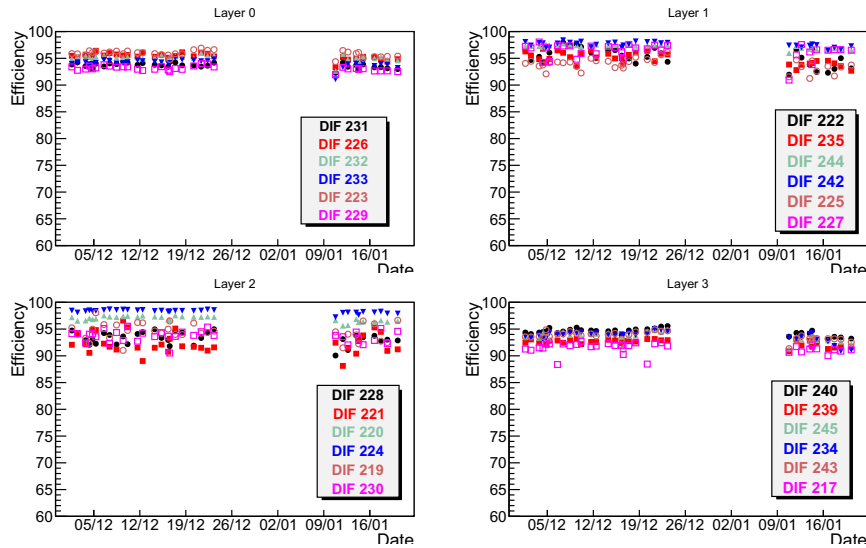


Figure 5.1 – Efficacité des chambres utilisées dans le détecteur TOMUVOL lors de la campagne 2013 en fonction du temps.

chambres au niveau des voies électroniques considérées individuellement, comme cela est représenté sur la figure 5.2, où la distribution d’efficacité du plan 0, estimée au cours de la campagne 2015, est donnée en fonction de la position dans le repère local associé au détecteur. Nous pouvons noter sur certaines chambres l’influence des spacers sur l’efficacité locale de la chambre autour de leur emplacement, et surtout les performances plus faibles de la chambre située en haut à gauche, qui a été fabriquée en utilisant un verre de résistivité plus faible, moins adapté à une utilisation dans une RPC opérée en mode avalanche.

L’évolution du bruit par voie électronique a également été enregistrée en fonction du temps lors de la campagne 2015, et est représentée sur la figure 5.3. La plupart des chambres ont fonctionné avec un taux de bruit moyen compris entre 1 et  $2 \text{ Hz cm}^{-2}$ , ce qui s’est traduit par un temps mort moyen, représenté sur la figure 5.4 en fonction de la température, de 18%. La dépendance des performances du détecteur avec les conditions de pression et température a fait l’objet d’une étude plus détaillée, que nous présentons dans la section suivante.

## 5.2 Influence des conditions de pression et de température

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les tensions appliquées sur les chambres GRPC étaient corrigées afin de prendre en compte les déviations de la pression et de la température par rapport aux conditions standard. L’efficacité de cette correction a pu être évaluée durant les campagnes de mesure de 2013, 2014 et 2015, durant lesquelles de larges intervalles de variation des conditions climatiques ont pu être

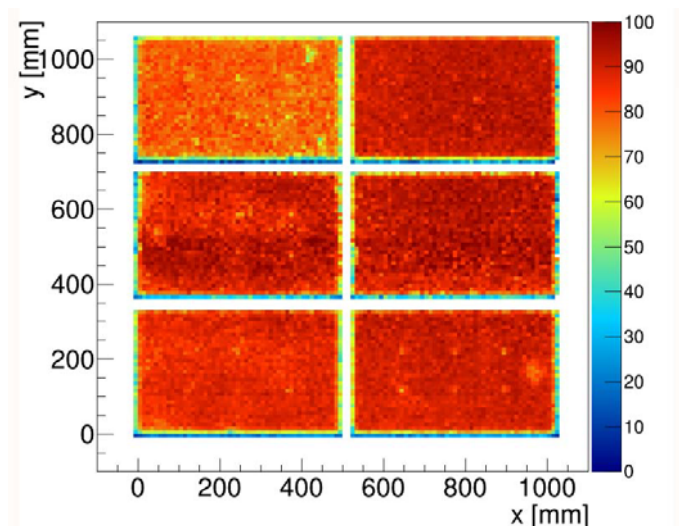


Figure 5.2 – Distribution de l’efficacité du plan 0 lors de la campagne 2015 en fonction de la position, dans le repère local du détecteur.

considérés. Les relevés de pression et température réalisés à l’aide des capteurs dédiés installés sur le système de contrôle du détecteur sont donnés sur la figure 5.5.

Les coefficients de corrélation mesurés du bruit avec, respectivement, la température, le rapport  $P/T$  et le temps mort au cours de la campagne 2015, sont représentés sur la figure 5.6. Nous voyons que, même si la correction appliquée permet de conserver une efficacité relativement constante au cours du temps comme nous l’avons vu sur la figure 5.1, elle ne suffit pas à rendre le comportement du détecteur indépendant des conditions de pression et de température. Le bruit reste notamment fortement corrélé aux variations de température. Il apparaît également clairement sur cette figure, comme nous l’avons déjà discuté, que le temps mort est dépendant du niveau de bruit. Ainsi, si les conditions le permettent, il apparaît avantageux de pouvoir climatiser le local dans lequel le détecteur est entreposé durant les campagnes de prise de données.

### 5.3 Traces reconstruites

Nous nous intéressons maintenant aux performances du détecteur TOMUVOL en tant que trajectographe, lorsqu’il est utilisé dans sa configuration actuelle c’est à dire avec une distance entre les plans extrémaux de 1,8 m et avec une épaisseur de 10 cm de plomb placée entre les deux plans centraux, ce qui correspond à la campagne 2015. Le taux de traces à quatre plans passant les critères de reconstruction est donné sur la figure 5.7 pour toute la durée de la campagne. Nous voyons qu’en régime de croisière, le détecteur enregistre des traces à quatre plans à une fréquence de 200 mHz environ. Ainsi, cette campagne a permis d’accumuler  $2,6 \cdot 10^6$  traces de muons, dont nous présentons une analyse au chapitre 7. À titre de comparaison,



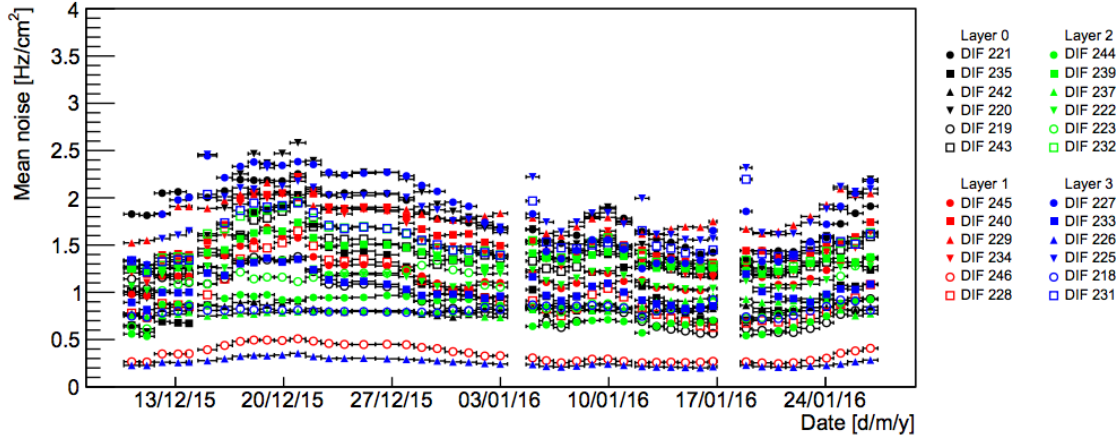


Figure 5.3 – Évolution en fonction du temps du bruit moyen par voie électronique dans chacune des chambres GRPC utilisée dans le détecteur TOMUVOL lors de la campagne 2015.

durant la campagne de 2013, le taux de traces, représenté sur la figure 5.8 était en moyenne de 2 Hz. Cette différence peut s’expliquer d’une part par l’ajout du mur de plomb entre les deux campagnes qui a augmenté le seuil en énergie du détecteur, et par la distance entre les plans extrémaux passée de 1 m à 1,8 m, qui a diminué l’acceptance géométrique.

Les incertitudes sur la direction  $(\alpha, \beta)$  de ces traces sont calculées à partir des incertitudes sur les paramètres de la trajectoire (voir section 3.3), et sont représentées sur la figure 5.9. Nous pouvons observer tout d’abord que plusieurs populations se dégagent. Elles correspondent en fait aux différentes tailles de cluster possibles utilisées pour la reconstruction des traces. Comme nous l’avons vu, la résolution sur la position de la particule se dégrade lorsque la multiplicité augmente, et ceci se propage sur la direction des traces reconstruites. Il apparaît également que les incertitudes augmentent lorsque la direction de propagation de la particule se rapproche de la normale au détecteur ( $\alpha = \beta = 0$ ). Ceci s’explique par le fait que les différents points d’impact dans chacun des plans sont alors plus proches, et que la direction de la trace est donc moins contrainte.

## 5.4 Étude du bruit détecteur

Nous présentons dans cette section une étude plus approfondie du bruit, qui est une variable caractéristique du fonctionnement du détecteur pouvant être rapidement mesurée avec une grande puissance statistique, et pouvant donc facilement nous apporter des informations sur le fonctionnement du détecteur. Nous verrons notamment comment il se distribue en temps au sein des triggers, et comment les fréquences de bruit entre les différents canaux sont corrélées.

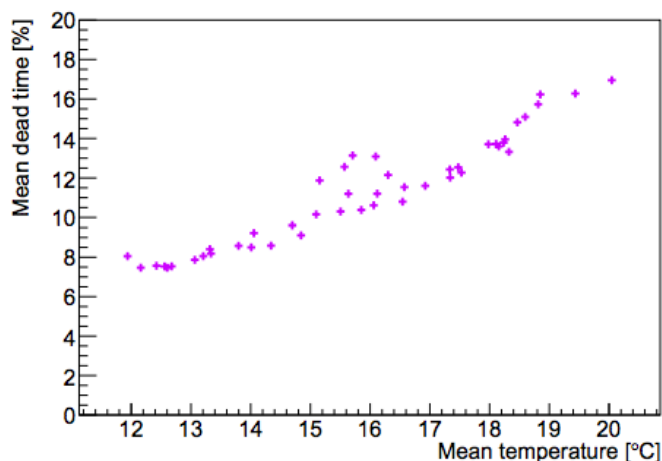


Figure 5.4 – Dépendance du temps mort avec la température relevée lors de la campagne de mesure de 2015.

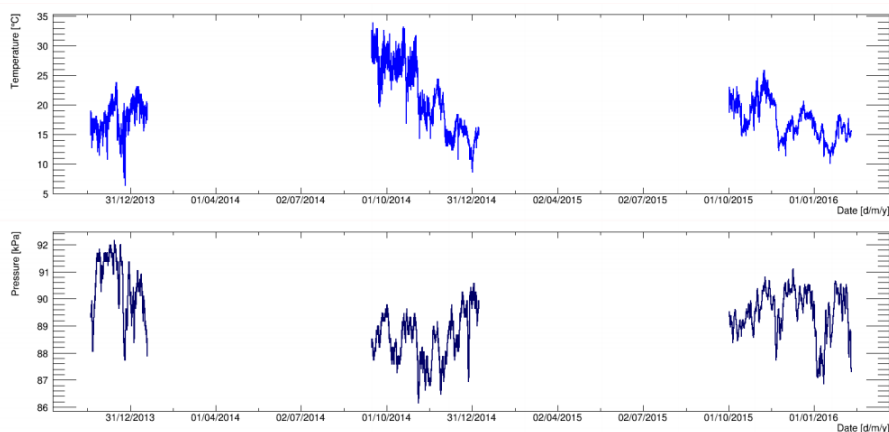


Figure 5.5 – Conditions de pression et de température lors des campagnes de mesures effectuées sur le Puy de Dôme au cours des campagnes de mesure de 2013, 2014 et 2015.

### 5.4.1 Distribution temporelle

Une distribution temporelle typique des coups au sein de leur trigger est donnée sur la figure 5.10, en prenant en compte la totalité des voies du détecteur. L'axe des abscisses correspond au coup d'horloge, remis à 0 au début de chaque trigger, auquel le signal a été enregistré.

Le comportement attendu est que le bruit doit être distribué de façon uniforme en temps. C'est ce que l'on observe ici, la décroissance à droite de la courbe étant simplement caractéristique du fait que le temps de remplissage des ASIC est variable, et donc la durée des différents triggers, en coup d'horloge, l'est elle aussi. Cette distribution nous permet une méthode alternative de mesure du temps mort : il est possible d'estimer la fréquence de bruit en situation de prise de données en effectuant un ajustement de la zone de plateau par une fonction constante. Le résultat  $f_{th}$  de

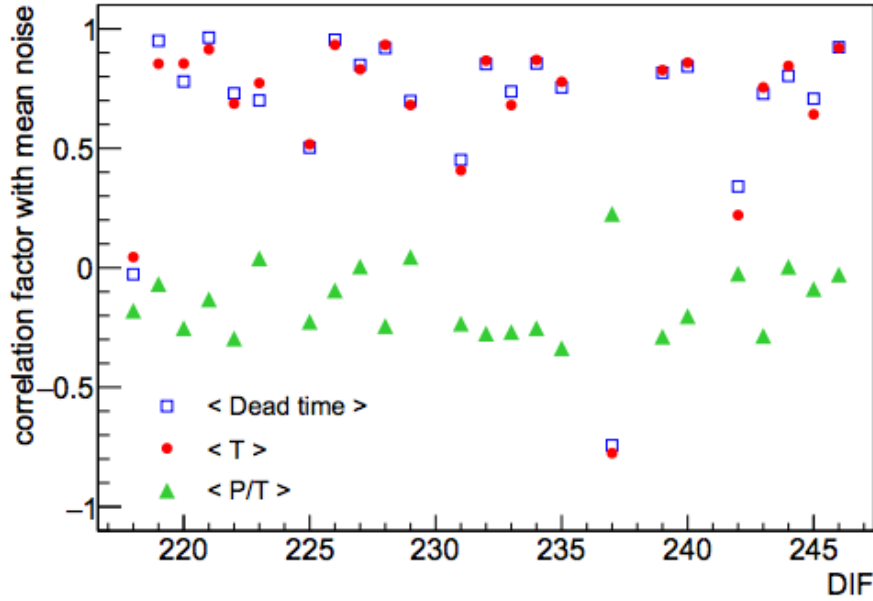


Figure 5.6 – Corrélation du bruit avec, respectivement, la température, le rapport  $P/T$  et le temps mort au cours de la campagne 2015.

cet ajustement correspond à la fréquence de bruit enregistrée lorsque le détecteur est actif. Le temps mort pour le run considéré est ensuite obtenu par :

$$\tau = T - \frac{N}{f_{th}} \quad (5.1)$$

où  $T$  et  $N$  sont respectivement la durée physique du run et le nombre total de coups enregistrés durant le run. En pratique on observe que cette estimation du temps mort est en accord avec celle présentée dans le chapitre 3 à quelques pourcents près.

## 5.4.2 Corrélations entre les voies électroniques

Une étude de corrélation entre les fréquences du bruit des différentes voies du détecteur a été réalisée à partir des données acquises lors de la campagne de 2015. L'objectif ici est double, il s'agit d'une part de renforcer encore l'hypothèse selon laquelle le taux de coïncidences fortuites dues au bruit détecteur peut être négligé, et d'autre part de pouvoir contribuer à l'identification des sources de bruit détecteur. Pour ce faire, une procédure a été mise en place consistant, pour un run donné, à estimer les fréquences de bruit correspondant à chaque bloc de cuivre 500 fois, pour des durées d'acquisition de 100 triggers à chaque itération. Les coefficients de corrélation  $r_{i,j,i \neq j}$  ont alors été calculés pour chaque paire de canaux différents. Sur la figure 5.11, la distribution des  $r_{i,j}$  pour toutes les combinaisons possibles au sein du détecteur est comparée avec leur distribution théorique  $f_t(r)$ . Si l'on suppose que toutes les fréquences de bruit sont des variables aléatoires gaussiennes, ce que l'on

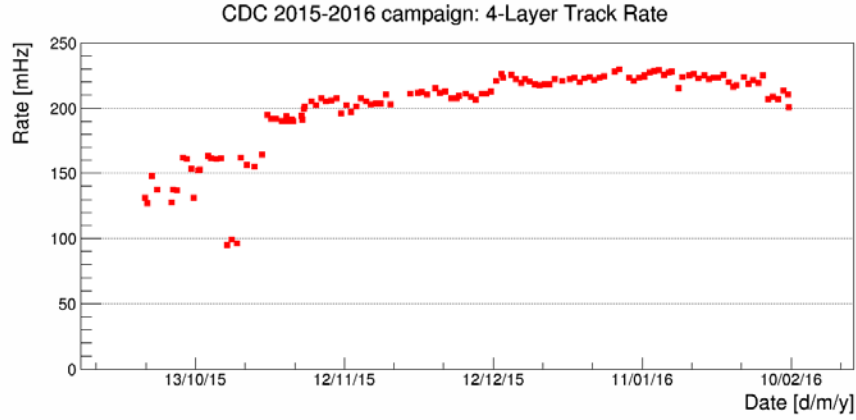


Figure 5.7 – Taux de traces à quatre plans enregistrées au cours de la campagne 2015 en fonction du temps.

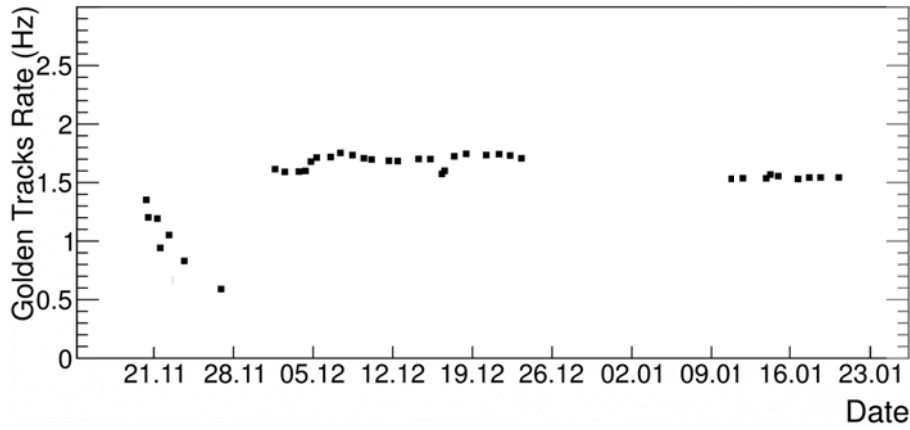


Figure 5.8 – Taux de traces à quatre plans enregistrées au cours de la campagne 2013 en fonction du temps.

peut considérer vrai en bonne approximation ici, et indépendantes, cette distribution peut alors être calculé théoriquement. Pour notre échantillon de taille 500, elle s'écrit [60] :

$$f_t(r) = \frac{(1-r)^{\frac{500-4}{2}}}{\mathcal{B}(\frac{1}{2}, \frac{500-2}{2})} \quad (5.2)$$

où  $\mathcal{B}$  désigne la fonction Bêta.

Il apparaît en comparant les deux distributions que les fréquences de bruit des différentes voies peuvent globalement être considérées indépendantes. On observe néanmoins des queues de distributions importantes, aussi bien dans le sens des corrélations que des anti-corrélations. Afin de déterminer si les queues de distribution observées ici peuvent augmenter significativement la probabilité d'obtenir des coups en coïncidence dans différents plans, la même distribution a été représentée sur la figure [5.12], en ne prenant en compte que les paires de voies situées dans des plans dif-

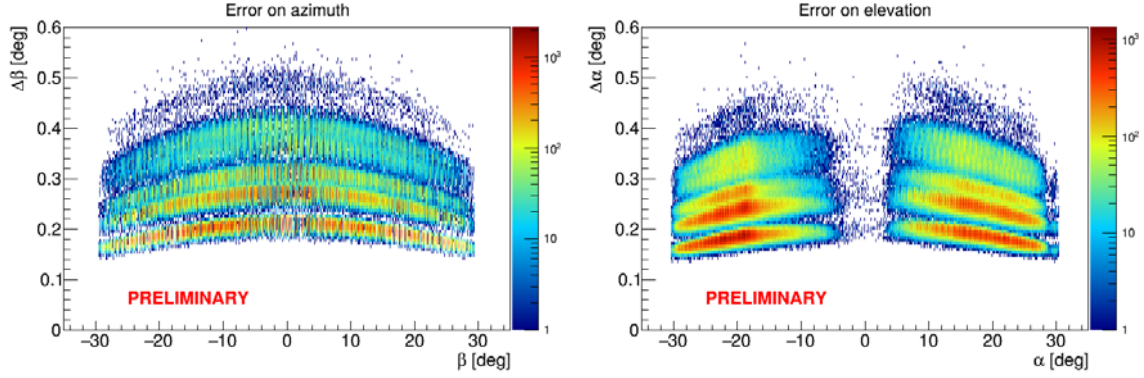


Figure 5.9 – Distributions des incertitudes sur l’angle  $\beta$  des traces reconstruites, en fonction de  $\beta$  (gauche). Distributions des incertitudes sur l’angle  $\alpha$  des traces reconstruites, en fonction de  $\alpha$  (droite). Les incertitudes correspondent à une déviation de  $1\sigma$  (68% C.L.)

férents. Dans cette configuration, on observe majoritairement des anti-corrélations. Cet effet peut s’expliquer par le fonctionnement de l’électronique, qui rapatrie les données pour l’ensemble du détecteur dès qu’un ASIC est rempli. Ainsi, si le bruit est plus important pour un ASIC en particulier lors d’un trigger, les autres ont moins de temps pour se remplir. Les queues de distributions résiduelles du côté des corrélations positives peuvent également s’expliquer en rappelant que seuls les coups en coïncidence dans 3 ou 4 plans sont considérés comme du signal physique. Ainsi, il reste une certaine proportion de particules ne traversant que deux plans dont la trace est considérée comme du bruit, ce qui contribue à augmenter légèrement les corrélations. En tout état de cause, il n’apparaît pas sur ces résultats de tendance claire indiquant qu’il pourrait y avoir un taux significatif de coïncidences fortuites dans les données.

Les corrélations entre les fréquences de bruit de voies appartenant à la même chambre ont ensuite été mesurées, en fonction de la distance les séparant et de leur appartenance ou non à un même ASIC. Ces résultats sont regroupés sur la figure 5.13. Deux cas de figure ont été étudiés : celui de voies adjacentes et celui de voies séparées par une distance de 5 à 8 blocs de cuivre. On observe que le fait d’appartenir à un même ASIC n’a pas d’influence significative sur les corrélations, et que la proximité des voies est le facteur dominant. Notamment, il n’apparaît pas de signe de diaphonie entre différentes voies appartenant à un même ASIC. Enfin, on observe que les anti-corrélations sont essentiellement absentes dans tous les cas, et qu’il subsiste dans les deux cas des queues de distributions du côté des corrélations positives, ce qui peut indiquer que les sources de bruit corrélées ont tendance à affecter la chambre dans sa globalité, comme par exemple des interférences dans l’alimentation électrique ou des impuretés dans le gaz de détection.

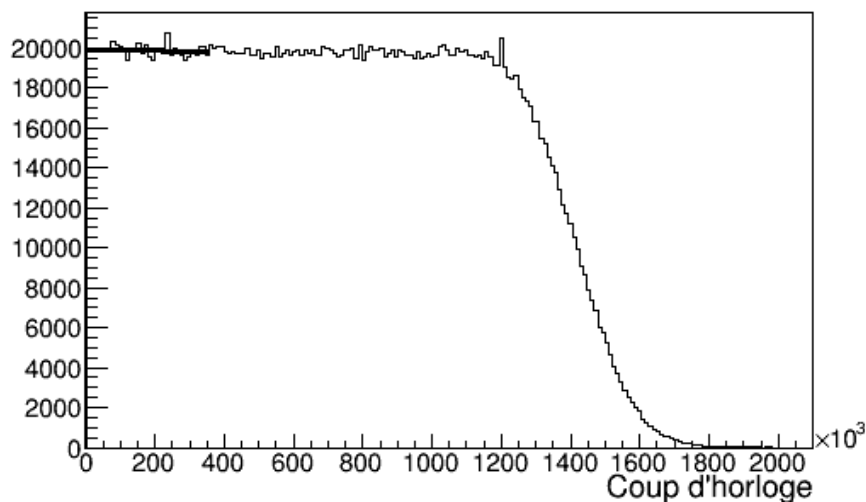


Figure 5.10 – Distributions temporelle des coups au sein de leur trigger. Le plateau caractéristique de la partie gauche de la courbe est ajusté par une constante afin d'estimer la fréquence de bruit enregistrée lorsque le détecteur est actif.

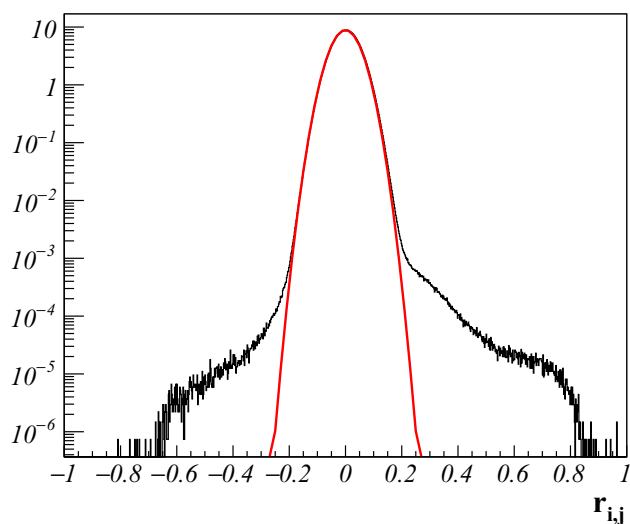


Figure 5.11 – Distribution des coefficients de corrélation entre les fréquences de bruit des différentes voies du détecteur lorsque toutes les paires de voies possibles sont considérées. La fonction  $f_t$  correspondant à la distribution attendue si les fréquences sont gaussiennes et indépendantes est également tracée.

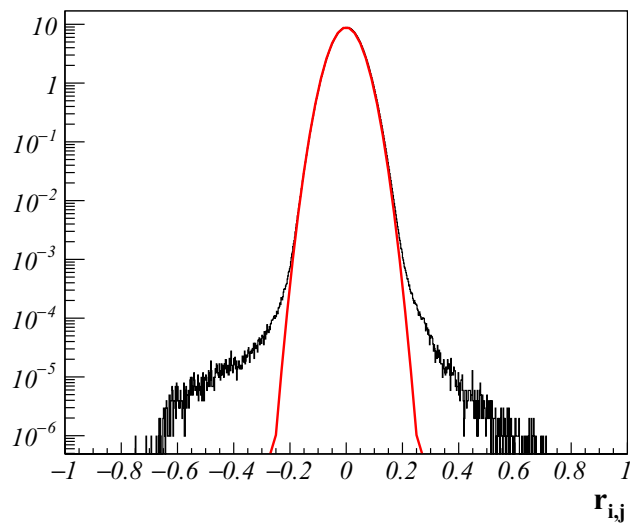


Figure 5.12 – Distribution des coefficients de corrélation entre les fréquences de bruit lorsque l'on considère des paires de voies situées dans des plans différents. La fonction  $f_t$  correspondant à la distribution attendue si les fréquences sont gaussiennes et indépendantes est également tracée.

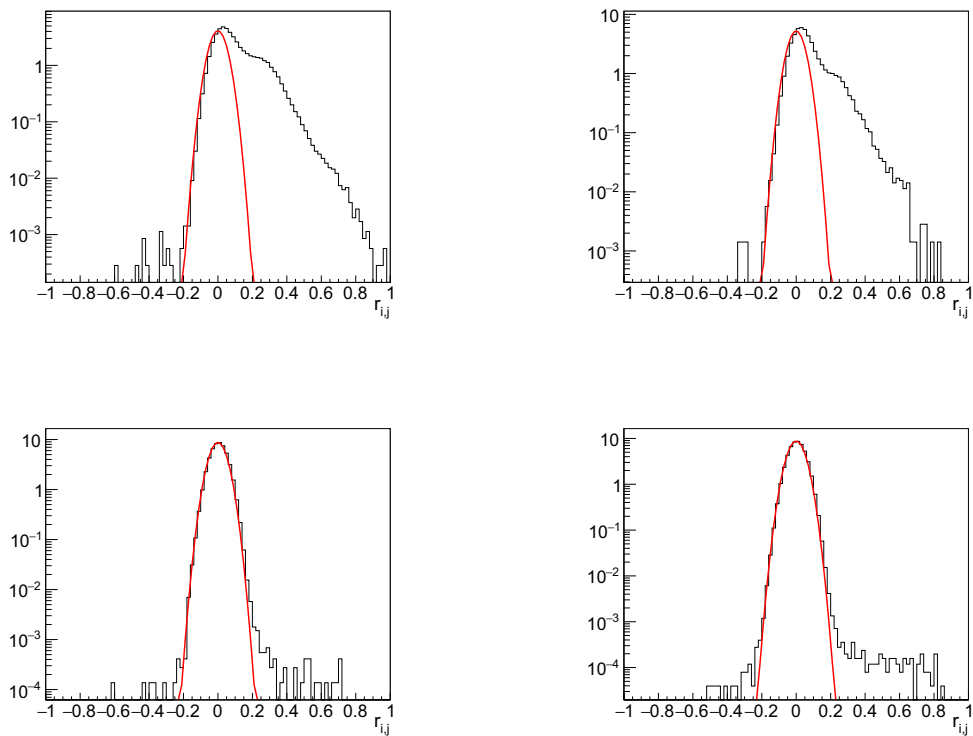


Figure 5.13 – Distribution des coefficients de corrélation entre les fréquences de bruit des différentes voies du détecteur pour des paires de voies adjacentes (haut) ou situées à moins de 8 blocs d'écart (bas). L'appartenance (gauche) ou non (droite) à un même ASIC est considérée. La fonction  $f_t$  correspondant à la distribution attendue si les fréquences sont gaussiennes et indépendantes est également tracée dans chaque cas.



# Chapter 6

## Simulations Monte-Carlo pour la muographie

### Introduction

Ce chapitre est consacré aux travaux effectués sur la simulation Monte-Carlo d'une expérience de tomographie muonique, depuis la génération d'un flux de muons atmosphériques jusqu'à leur détection, en passant par leur propagation à travers une cible. La muographie est une technique faisant intervenir différents phénomènes physiques, tels que la formation du flux de muons atmosphériques, leur interaction avec la matière, leur déflexion sous l'influence du champ magnétique terrestre, etc., dont les effets combinés peuvent être difficiles à évaluer. L'utilisation de simulations, en parallèle avec les résultats existant dans la littérature et les mesures réalisées sur site, permettent de contraindre ces inconnues. De plus, les simulations permettent de répondre à des problématiques propres à la méthode en elle-même, telles que l'évaluation d'un potentiel de découverte, l'étude du bruit de fond ou encore l'optimisation de la géométrie du détecteur.

Nous présenterons dans ce chapitre un code simulant une expérience de muographie, *tmvg4sim*, réalisé à l'aide du logiciel GEANT4 [23]. Nous présenterons les différentes parties de ce code à savoir la géométrie des volumes physiques utilisés, la génération des muons atmosphérique et la façon dont ils sont propagés et dont leurs interactions avec la matière sont simulées. Des simulations extensives de la propagation d'un flux de muons atmosphériques à travers une cible de géométrie conique ont été réalisées à partir de deux versions différentes de GEANT4 : GEANT4.9.5 et GEANT4.10.1, avec une description différente des interactions entre les muons et la matière dans les deux cas. Nous comparerons les résultats obtenus avec chacun des codes du point de vue de la diffusion des muons de basse énergie lors de leur propagation dans l'air. Enfin, le chapitre sera conclu en mentionnant les travaux réalisés sur la description de la géométrie détaillée du détecteur TOMUVOL dans GEANT4.

## 6.1 Simulation d'une expérience de muographie

### 6.1.1 Géométrie de la simulation

La simulation *tmvg4sim* possède deux éléments de géométrie principaux : un volume de détection, et une cible "volcanique", décrivant au choix la topographie exacte du Puy de Dôme ou une forme géométrique simple. Le volume de détection est placé au pied de la cible à une distance de l'ordre du kilomètre, représentative d'une situation réelle. Il est en réalité composé d'un volume représentant le détecteur en lui-même, placé dans un volume légèrement plus grand représentant son environnement proche. Les particules sont alors dans un premier temps propagées jusqu'aux limites du plus grand volume, puis il est possible d'effectuer une simulation détaillée des derniers mètres de leurs parcours, en incluant par exemple la présence de murs de pierre ou d'un hangar en acier. Ceci peut permettre d'étudier la propagation des secondaires de basse énergie produits à proximité du détecteur, avec un niveau de détail qu'il aurait été trop coûteux en ressources de conserver pour la simulation complète. Dans la suite de ce chapitre, nous ne nous intéresserons qu'aux résultats obtenus avec le détecteur seul, sans son environnement proche.

L'ensemble est placé dans un volume d'air de propriétés standard représentant l'atmosphère. Les muons générés au sein de la simulation doivent pouvoir traverser la cible de part en part avant d'atteindre le détecteur, et ils sont pour cela tirés à 4 km du détecteur. Un schéma représentant la géométrie de la simulation utilisant un cône simple en guise de cible est donné sur la figure [6.1](#)

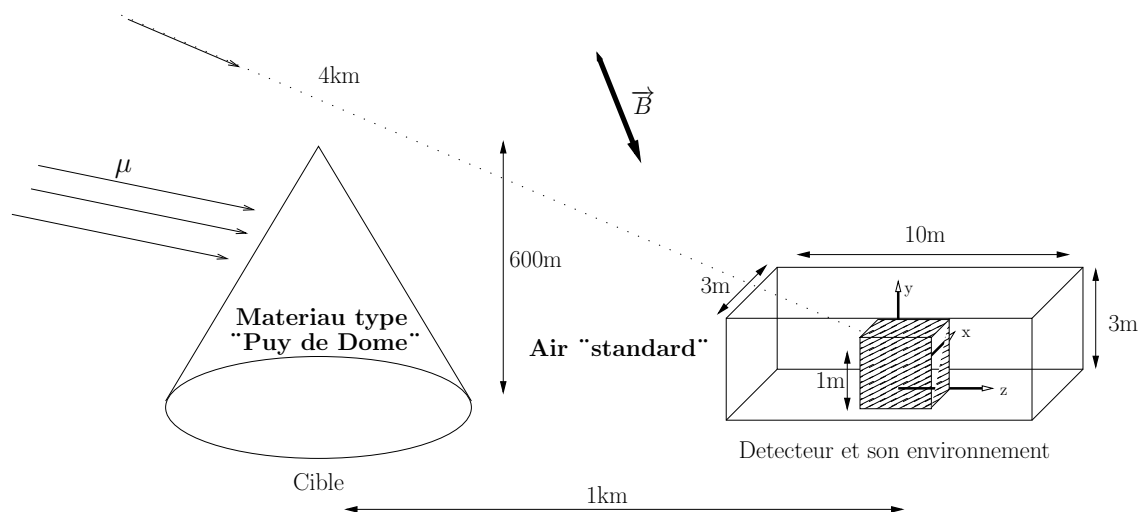


Figure 6.1 – Structure de la simulation *tmvg4sim*. Les différents éléments de géométrie et le champ magnétique terrestre sont indiqués.

La cible est constitué d'un matériau de masse volumique  $\rho = 2 \text{ g cm}^{-3}$ , mélange de plusieurs constituants chimiques correspondant à des prélèvements effectués sur le Puy de Dôme, et dont la composition exacte est donnée dans le tableau 6.1.

Un champ magnétique uniforme est appliqué, correspondant au champ magnétique terrestre mesuré au niveau du Puy de Dôme dont les composantes, associées au repère utilisé dans la figure 6.1 sont (en Tesla)  $\vec{B} = (0; 22,4 \cdot 10^{-6}; -41,2 \cdot 10^{-6})$ .

Composé chimique	Fraction massique
SiO <sub>2</sub>	67.22
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	16.94
Na <sub>2</sub> O	5.80
K <sub>2</sub> O	4.96
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2.86
CaO	1.51
MnO	0.60
MgO	0.57
TiO <sub>2</sub>	0.42

Table 6.1 – Composition, en fraction massique, du matériau utilisé pour la construction de la cible dans *tmvg4sim*.

Pour les résultats de simulation présentés dans la section 6.2, le détecteur est simplement modélisé par un cube de 1 m de côté. Une particule est alors considérée comme détectée si elle traverse ce volume en passant par les deux faces faisant face à la cible avec une énergie supérieure à une valeur seuil définie par l'utilisateur, et cette condition permet de reproduire les effets de l'acceptance d'un détecteur idéal d'un mètre cube.

## 6.1.2 Génération du flux de muons atmosphériques

### Rétro-propagation des muons à 4 km

Le modèle de flux de muons atmosphériques fourni en entrée de la simulation est celui présenté dans le chapitre 2. Comme nous l'avons vu, les muons sont générés 4 km en amont du détecteur. Or, pour pouvoir par la suite aisément interpréter la mesure du flux transmis à travers la cible en termes de densité, on souhaite que le flux observé au niveau du détecteur en l'absence de cible corresponde au modèle sur lequel on se base pour effectuer la mesure. Ceci implique de corriger le spectre en énergie des muons lors de leur génération puisque la traversée de 4 km d'air entraîne des pertes d'énergie et des désintégrations non négligeables à basse énergie. La première de ces corrections consiste à calculer pour un muon détecté avec une énergie  $E^{det}$ , la perte d'énergie moyenne  $\Delta E(E^{det})$  subie dans l'air depuis sa génération à 4 km. Cette dernière est déterminée de façon bijective à partir de  $E^{det}$  en s'appuyant sur les tables de pertes d'énergie dans l'air disponibles dans [20], en se plaçant dans l'approximation CSDA (Continuously Slowing Down Approximation) consistant à modéliser les pertes d'énergies par une fonction continue de la distance parcourue. Pour une rétro-propagation de 4 km dans l'air, cette modélisation constitue une

bonne approximation. Le modèle de flux initial  $\Phi(E^{det}, \theta)$  est alors transformé en un flux  $\Phi(E_r, \theta) \frac{dE_r}{dE^{det}}$ , avec  $E_r = E^{det} + \Delta E(E^{det})$ . La seconde correction vise à prendre en compte la désintégration des muons durant leur trajet jusqu'au détecteur en appliquant sur le spectre un facteur exponentiel, fonction de  $E_r$ . Une fois ces corrections appliquées, on dispose d'un modèle de flux rétro-propagé à 4 km qui permet de retrouver le modèle théorique après propagation dans l'air jusqu'au niveau du détecteur. Les muons sont alors générés en tirant aléatoirement à partir de ce modèle corrigé un triplet de paramètres initiaux  $(E_0, \alpha_0, \beta_0)$  correspondant à l'énergie et la direction initiale d'une particule à propager, où l'azimut est ici tiré sur une distribution uniforme. À ce stade leur position initiale  $P_0$  est choisie sur la sphère de rayon 4 km centrée sur le détecteur de façon à pointer vers ce dernier, mais il ne s'agit pas de la position à laquelle ils sont effectivement générés, comme nous allons de voir dans la section suivante.

### Surface de génération des muons

Nous avons vu dans le chapitre 2 que les muons subissent des déflexions aléatoires dues à la diffusion multiple lorsqu'ils traversent de la matière. En fonction de leur énergie, au cours d'un trajet de 4 km dans un matériau peu dense comme l'air, l'écart moyen par rapport à leur trajectoire initiale peut être de l'ordre du mètre voire de la dizaine de mètres. Ainsi, les muons pointant vers le détecteur lors de leur production ne le traverseront probablement pas. Réciproquement, en situation réelle, la majorité des muons traversant le détecteur ne pointaient pas vers celui-ci lorsqu'ils se trouvaient 4 km en amont. Or, si l'on souhaite pouvoir comparer efficacement les résultats obtenus en simulation avec les données réelles, le maximum de contributions possibles au signal doivent être simulées. Pour cela, à chaque fois qu'un nouveau muon est généré, une surface rectangulaire tangente à la sphère de génération au point  $P_0$  calculé précédemment est définie. La position initiale du muon est alors aléatoirement modifiée en un point tiré uniformément sur cette surface, comme cela est représenté sur la figure 6.2. Les déflexions étant par nature imprédictibles, il n'est pas possible de déterminer par avance quels muons traverseront le détecteur ou seront perdus lorsque les particules seront propagées au sein de la simulation. Ainsi, seule une petite fraction (en première approximation égale au ratio entre la surface effective du détecteur et la surface de génération utilisée) des muons simulés traversent le volume de détection et sont utiles.

Il est possible dans la nature d'observer des déflexions extraordinairement importantes, et les inclure dans la simulation requerrait d'utiliser une surface de génération très grande et donc de simuler un grand nombre de muons n'atteignant pas le détecteur. Le temps CPU nécessaire à l'exécution de la simulation est approximativement proportionnel au nombre de muons générés et propagés, qui lui-même est directement proportionnel à la surface de génération. Cela conduit donc à devoir effectuer un compromis entre le temps de calcul et la précision avec laquelle on souhaite reproduire le flux réel. En pratique, la diffusion des muons dépend de leur énergie et de la quantité de matière traversée. Ainsi, il est possible d'optimiser la

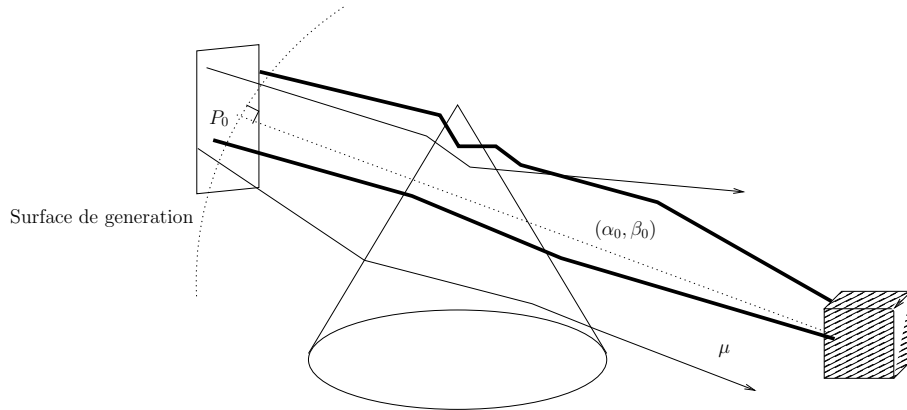


Figure 6.2 – Représentation schématique de la problématique de la surface de génération des muons

simulation en adaptant la taille de la surface de génération en fonction de l'énergie et de la direction de propagation du muon que l'on s'apprête à propager. Mais comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, le flux des muons atmosphériques décroît rapidement avec l'énergie, et le gain apporté par une telle procédure restera minime. Nous avons par conséquent choisi de conserver une surface de génération carrée de dimensions fixées.

Sur la figure 6.3, les flux obtenus au niveau du détecteur dans la simulation pour différentes tailles de surface de génération sont comparés au modèle de flux théorique utilisé pour la génération des muons avec un seuil en énergie de 5 GeV. Il apparaît qu'une surface de génération 200 m × 200 m permet de se ramener au flux attendu avec une précision de l'ordre du pourcent, et cette valeur a été utilisée par la suite pour la génération des données présentées dans la section 6.2. Notons que les dimensions de la surface sont suffisamment petites pour pouvoir continuer à conserver comme modèle de flux à la génération le flux rétro-propagé à 4 km du détecteur sans introduire de biais significatif.

### 6.1.3 Propagation et interaction des muons dans la matière

Afin d'économiser en temps de calcul, un seuil en énergie de 1 GeV est appliqué, correspondant au seuil souhaité du détecteur en situation réelle, en dessous duquel les muons ne sont plus suivis dans la simulation. Pour la même raison, les particules secondaires générées par l'interaction des muons dans la matière et leur désintégration ne sont pas prises en compte. Sur ce point en revanche, il n'est pas encore établi clairement l'influence du bruit de fond atmosphérique non muonique sur les données de muographie, et il pourra être utile par la suite de conserver et propager ces secondaires dans la simulation si leur énergie est suffisante pour traverser le détecteur. Les muons sont propagés à travers l'air et la cible jusqu'à ce qu'ils atteignent le détecteur ou, pour la plupart d'entre eux, qu'ils l'aient dépassé sans le traverser.

La description des interactions particules-matière est un point qui mérite une at-

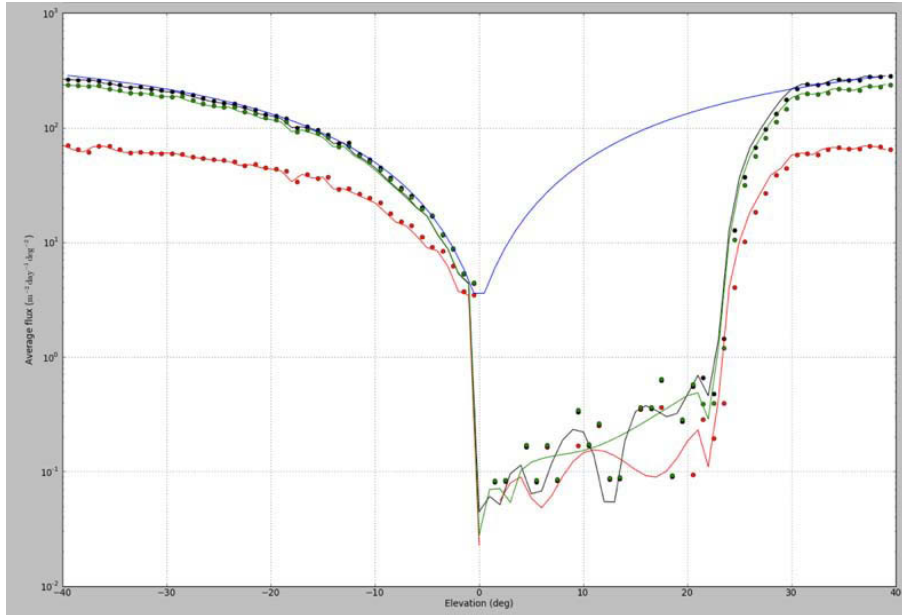


Figure 6.3 – Comparaison entre les flux de muons obtenus au niveau du détecteur pour différentes tailles de surfaces de génération. Le modèle de flux attendu en l’absence de volcan, utilisé pour la génération des muons, est représenté en trait plein bleu. Les points rouges, verts et noirs correspondent respectivement à des surfaces carrées de côté 10, 40 et 200 m.

tention particulière dans GEANT4, de nombreuses options étant possibles. L’utilisation de listes de physique regroupant un ensemble de modèles donnés permet une standardisation. La liste utilisée pour les résultats issus de GEANT4.9.5 était celle dédiée au projet ILC [61], et pour les résultats obtenus avec GEANT4.10.1 les listes natives fournies dans GEANT4 “G4EmStandardPhysics” et “G4EmExtraPhysics” ont été employées. Les principales différences entre ces listes concernant le transport des muons sont :

- Les interactions photo-nucléaires, importantes à très haute énergie (elles représentent 12 % des pertes d’énergies pour des muons de 1 PeV se propageant dans de la roche standard), qui ne sont pas incluses dans la liste ILC mais le sont dans G4EmExtraPhysics.
- La liste ILC utilise le processus G4MuMultipleScattering pour la description de la diffusion multiple, qui présente plusieurs imperfections connues [62]. Notamment, les queues de distributions sont surestimées et la corrélation entre déflexion angulaire et déplacement spatial est incorrecte. La liste G4EmStandardPhysics utilise un modèle de diffusion qui, lui, rend compte correctement des queues de distribution et des corrélations [63]. Lorsque cette liste est utilisée, les interactions à grand angle de déflexion font l’objet d’une simulation détaillée alors que la partie centrale de la distribution est traitée conformément à l’approximation gaussienne mentionnée au chapitre 2.

Afin d'illustrer les différences existant entre les deux listes de physique concernant le traitement de la diffusion multiple, les distributions des angles de déflexion subis par des muons de 3 GeV se propageant à travers une épaisseur d'un kilomètre d'air à la pression atmosphérique standard sont comparées pour les deux cas sur la figure 6.4. Ces résultats ont été obtenus en désactivant tous les autres processus d'interaction avec la matière pour ne conserver que l'effet de la diffusion. Il apparaît clairement que les queues de distribution sont surestimées lorsque la liste ILC est utilisée.

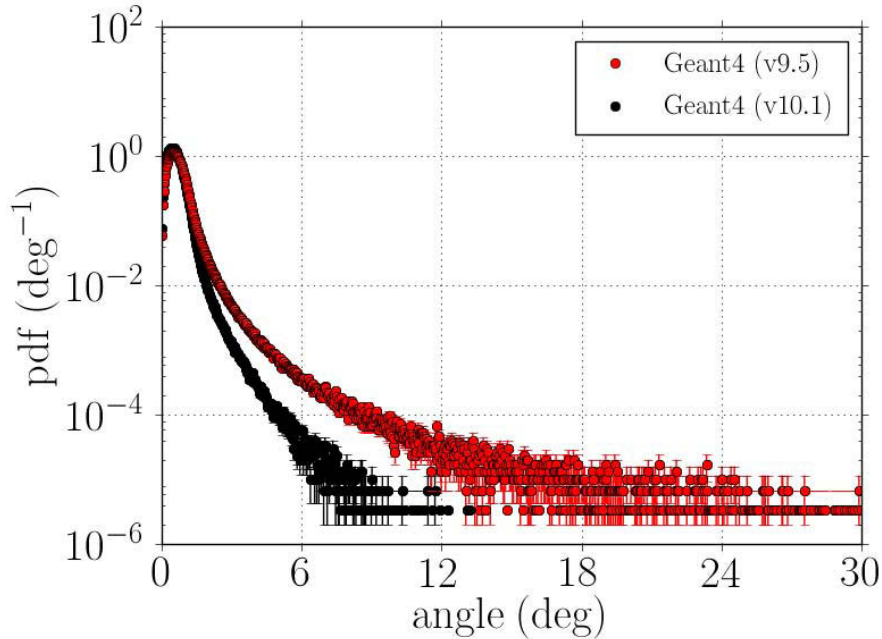


Figure 6.4 – Comparaisons des distributions des angles de déflexion subis par des muons de 3 GeV traversant 1 km d'air obtenues avec la liste de physique ILC (en rouge), utilisée sous GEANT4.9.5, et la liste native G4EmStandardPhysics (en noir), que nous avons utilisé sous GEANT4.10.1.

#### 6.1.4 Temps d'exposition équivalent

Afin de pouvoir calculer un flux transmis à partir des informations collectées au niveau du détecteur, il est nécessaire de connaître à quel temps d'exposition en situation réelle les données correspondent. Celui-ci peut se calculer comme :

$$T_{eq} = \frac{N_s}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \int_{\Omega_{gen}} \Phi(E_0, \alpha_0, \beta_0) S_{gen}(E_0, \alpha_0, \beta_0) dE_0 d\Omega} \quad (6.1)$$

avec :

- $\Phi$  le modèle de flux rétro-propagé à 4 km.

- $S_{gen}(E_0, \alpha_0, \beta_0)$  la surface de génération utilisée pour un muon d'énergie initiale  $E_0$  et de direction initiale  $(\alpha_0, \beta_0)$ .
- $N_s$  le nombre de muons simulés.
- $E_{min}$  et  $E_{max}$  les énergies initiales minimum et maximum des particules lors de leur production.
- $\Omega_{gen}$  le domaine angulaire sur lequel sont tirées les directions initiales des muons.

## 6.2 Production de données avec une cible conique

Le programme de simulation *tmvg4sim* a été utilisé pour simuler la radiographie de la cible conique décrite dans la section [6.1.1](#). Les muons ont été générés avec une énergie minimale de 1 GeV et une énergie maximum de 100 TeV pour les données issues de GEANT4.9.5 et 100 PeV pour GEANT4.10.1. Les directions initiales des muons ont été tirées sur un domaine angulaire de  $-50^\circ$  à  $50^\circ$  en  $\alpha$  et  $\beta$ , avec une surface de génération carrée de  $200\text{ m} \times 200\text{ m}$  pour les muons générés côté cible et  $60\text{ m} \times 60\text{ m}$  pour les muons arrières. Dans ces conditions, environ 400 jours de calculs sur Xeon X5650 sont nécessaires pour produire une quantité de données correspondant à un temps d'exposition équivalent de 1 jour. Environ 13 jours de données ont été générées avec GEANT4.9.5 et, au moment où ce manuscrit est écrit, 5 jours avec 4.10.1.

Une des informations les plus intéressantes que nous apportent les simulations Monte-Carlo est l'effet de la diffusion multiple sur la direction des muons. Nous nous intéressons ici en particulier à la contamination du flux de muons détectés en direction de la cible par les muons en provenance du ciel libre. Sur la figure [6.5](#) est représentée la proportion de muons en provenance du ciel libre en fonction de la direction d'observation, pour un seuil en énergie à la détection de 2 GeV et 10 GeV, telle qu'obtenue avec la simulation développée sous GEANT4.9.5 avec la liste de physique ILC. La même mesure réalisée avec les données issues de la simulation développée sous GEANT4.10.1 avec la liste de physique native est donnée sur la figure [6.6](#). Comme attendu, la contamination observée est bien moindre dans les données issues de GEANT4.10.1, où les queues des distributions des angles de diffusions sont correctement traitées. La différence est particulièrement visible pour un seuil de 2 GeV, où les résultats obtenus avec GEANT4.10.1 nous indiquent que la contamination attendue dès lors que l'on s'éloigne de quelques degrés du bord est essentiellement nulle. Ceci est important car cette énergie est du même ordre de grandeur que le seuil actuel du détecteur TOMUVOL.

Nous avons ainsi pu investiguer et essentiellement rejeter l'hypothèse d'une source potentielle de bruit de fond atmosphérique, à savoir les muons de faible énergie, présents en grande quantité dans le flux incident, diffusant dans l'air de façon à



obtenir une direction de propagation au niveau du détecteur pointant vers le volcan. De nombreux autres cas de figure pourront être testés à l'aide de la simulation développée, notamment en incluant la présence des matériaux denses constituant le local dans le lequel le détecteur est entreposé en situation réelle. Dans la section suivante nous décrivons brièvement les efforts entrepris pour investiguer une hypothèse alternative à celle des particules de basse énergie pour expliquer le bruit de fond atmosphérique, impliquant la simulation détaillée de la géométrie du détecteur TOMUVOL.

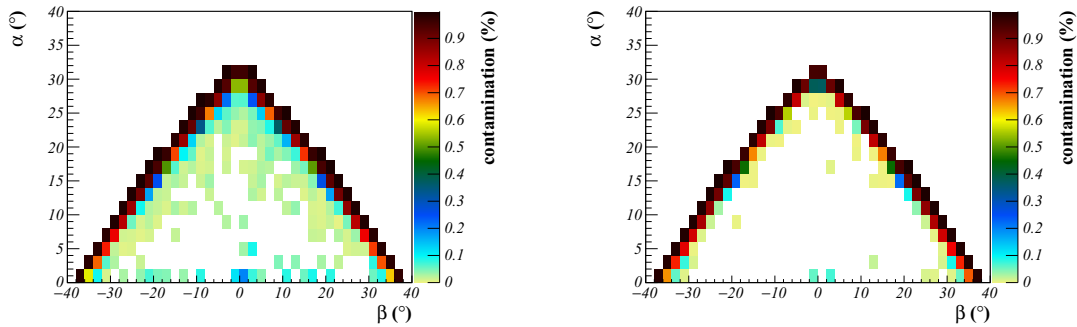


Figure 6.5 – Proportion des muons arrivant au niveau du détecteur sans avoir traversé de matière, en fonction de la direction d'observation. Un seuil en énergie de 2 GeV (gauche) ou 10 GeV (droite) est appliqué. Ces résultats correspondent aux données issues de la simulation sous GEANT4.9.5 avec la liste de physique ILC.

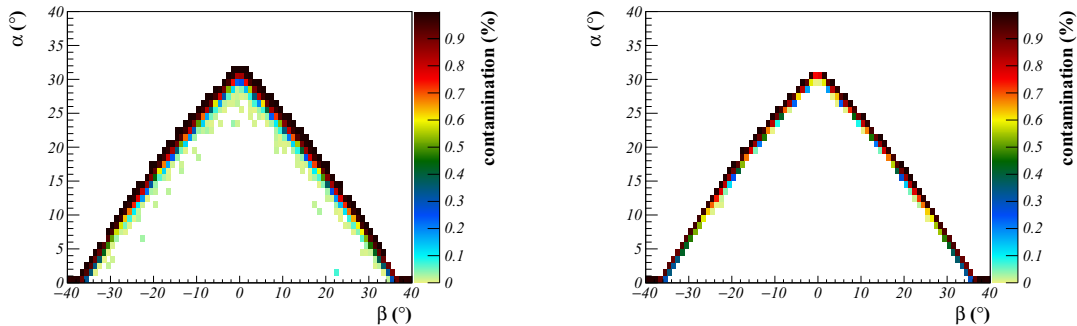


Figure 6.6 – Proportion des muons arrivant au niveau du détecteur sans avoir traversé de matière, en fonction de la direction d'observation. Un seuil en énergie de 2 GeV (gauche) ou 10 GeV (droite) est appliqué. Ces résultats correspondent aux données issues de la simulation sous GEANT4.10.1 avec la liste de physique native.

## 6.3 Simulation de la géométrie du détecteur Tomuvol

La géométrie du détecteur TOMUVOL fait l'objet du développement d'un code GEANT4 dédié. La structure en blocs de cuivre de la surface de détection a été reproduite, et les différentes couches de matériaux constituant la chambre, telles que le verre, les électrodes ou encore la cassette en aluminium ont été incluses. La physique des GRPC n'a en revanche pas été introduite, et seuls les points d'intersection des muons avec les blocs de cuivre et leur temps correspondant sont utilisés en sortie pour la définition des coups Monte-Carlo.

La simulation du détecteur TOMUVOL a permis de contribuer à l'investigation concernant les sources du bruit atmosphérique observé dans les données obtenues en muographie. Comme nous l'avons mentionné dans la section [1.4.3](#), une hypothèse avancée pour expliquer ce bruit sont des coïncidences fortuites engendrées par des particules collimatées au sein d'une même gerbe, interceptant les différents plans de détection de manière cohérente. Pour ce faire, un lot de gerbes verticales initiées par des noyaux d'hydrogène et d'hélium correspondant à 5 jours de flux réel a été généré à l'aide du logiciel CORSIKA. Les positions, impulsions et temps des muons arrivant à l'altitude de détection (870 m) avec une énergie supérieure à 1 GeV ont été relevées puis réintroduits dans GEANT4 afin de les propager en présence du détecteur, décrit selon la géométrie initiale du détecteur TOMUVOL présentée au début de la section 3.2.4. Aucune trace issue de particules en coïncidence dans les quatre plans de détection n'a été reconstruite, ce qui contribue à renforcer l'hypothèse selon laquelle le bruit de fond atmosphérique est principalement constitué de particules de basse énergie subissant des diffusions importantes.

# Chapter 7

## Analyse des données et mesure de densité

### Introduction

La réalisation d'une image par muographie repose sur la mesure de la transmittance du flux de muons atmosphériques à travers la cible en fonction de la direction d'observation, et sur l'interprétation de cette transmittance en termes de quantité de matière présente sur le parcours des muons. Ainsi, l'analyse des données obtenues avec le trajectographe à muons peut être séparée en deux étapes principales. La première consiste à estimer le flux de muons transmis en fonction de leur direction à partir du lot de traces enregistrées avec le détecteur. Il s'agit alors principalement de prendre en compte les divers effets expérimentaux affectant la mesure et d'employer des outils statistiques pour passer d'un lot de traces à une carte de flux. Dans la deuxième étape la transmittance est estimée à partir d'un modèle de flux de muons atmosphériques incident, ainsi que finalement la densité de l'édifice observé, à partir cette fois-ci des modèles d'interaction des particules avec la matière. Les travaux effectués au cours de cette thèse se sont principalement portés sur la construction de la carte de flux transmis, et sont présentés dans ce chapitre. Dans un premier temps nous détaillerons de façon globale les différentes étapes du raisonnement conduisant à la mesure de densité afin de situer comment la mesure du flux transmis est utilisée dans cette démarche. Puis nous présenterons les travaux effectués concernant le développement d'une méthode d'estimation de ce flux à partir des données expérimentales. Nous verrons enfin comment cette méthode a été appliquée sur des données de simulation et des données réelles obtenues au cours des campagnes de mesures sur le Puy de Dôme.

## 7.1 Mesure de densité à partir des données obtenues à l'aide du détecteur Tomuvol

Nous reprenons ici l'équation [1.3](#) en abandonnant l'hypothèse simplificatrice d'un seuil en énergie au delà duquel tous les muons sont transmis à travers la cible puis détectés. Le flux de muons atmosphériques mesuré en fonction de la direction d'observation  $(\alpha, \beta)$ , peut alors être calculé par la formule suivante :

$$\phi(\alpha, \beta) = \int_0^\infty \int_0^\infty \Phi(E, \alpha, \beta) \Gamma(E, E^{det}, X(\alpha, \beta)) \varepsilon(E^{det}, \alpha, \beta) dE dE^{det} \quad (7.1)$$

avec :

- $\Phi(E, \alpha, \beta)$  le flux, différentiel en énergie, des muons atmosphériques incidents (en  $\text{GeV}^{-1} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$ ). Les modèles de flux de muons atmosphériques ont été discutés dans le chapitre [2](#).
- $\Gamma(E, E^{det}, X(\alpha, \beta))$  (en  $\text{GeV}^{-1}$ ) la densité de probabilité pour un muon incident d'énergie initiale  $E$  et de direction  $(\alpha, \beta)$  de traverser la cible et d'arriver au niveau du détecteur avec une énergie  $E^{det}$ . Notons que ce terme prend en paramètre une hypothèse sur la grandeur que l'on cherche à déterminer, à savoir le grammage  $X$  de la cible pour la direction  $(\alpha, \beta)$ . Les pertes d'énergie dépendant également au second ordre de la nature du matériau composant la cible, il sera aussi nécessaire d'avoir formulé une hypothèse raisonnable sur celle-ci à ce stade.
- $\varepsilon(E^{det}, \alpha, \beta)$  la probabilité pour un muon traversant le détecteur avec une énergie  $E^{det}$  et une direction  $(\alpha, \beta)$  de produire une trace reconstruite.

On obtient par suite la transmittance théorique :

$$T(\alpha, \beta) = \frac{\phi(\alpha, \beta)}{\phi_0(\alpha, \beta)} \quad (7.2)$$

Le dénominateur correspond ici à la prédiction du flux mesuré en l'absence de cible :

$$\phi_0(\alpha, \beta) = \int_0^\infty \int_0^\infty \Phi(E, \alpha, \beta) \Gamma(E, E^{det}, 0) \varepsilon(E^{det}, \alpha, \beta) dE dE^{det} \quad (7.3)$$

Par ailleurs, les données obtenues à l'aide du trajectographe à muons TOMUVOL nous permettent de construire un estimateur du flux transmis que l'on peut écrire sous la forme :

$$\hat{\phi}(\alpha, \beta) = \frac{\hat{f}(\alpha, \beta) N_\mu}{TA(\alpha, \beta) \varepsilon_{exp}(\alpha, \beta)} \quad (7.4)$$

avec :

- $N_\mu$  le nombre total de traces de muon considérées pour produire l'estimation.
- $T$  le temps de prise de données correspondant à l'obtention des  $N_\mu$  traces.
- $\hat{f}(\alpha, \beta)$  l'estimateur de la densité de probabilité de la direction  $(\alpha, \beta)$  des muons détectés (en  $\text{sr}^{-1}$ ).
- $A(\alpha, \beta)$  l'acceptance géométrique du détecteur pour la direction  $(\alpha, \beta)$ .
- $\varepsilon_{exp}(\alpha, \beta)$  la probabilité mesurée pour un muon de direction  $(\alpha, \beta)$  de produire une trace reconstruite. Comme nous l'avons vu au chapitre 3, cette grandeur est obtenue à partir du signal muonique en lui-même sans mesure de l'énergie des particules. Contrairement au  $\varepsilon$  de l'équation 7.1, ce facteur est donc appliqué comme une efficacité moyenne intégrée sur tout le domaine en énergie des muons.

Une fois la mesure du flux réalisée, il vient ensuite de la même façon que précédemment une estimation de la transmittance :

$$\hat{T}(\alpha, \beta) = \frac{\hat{\phi}(\alpha, \beta)}{\phi_0(\alpha, \beta)} \quad (7.5)$$

Le principe de la mesure consiste alors à comparer la transmittance mesurée avec les prédictions théoriques correspondant à différentes hypothèses sur  $X(\alpha, \beta)$ , puis d'interpoler sur ces prédictions la valeur du grammage donnant le meilleur accord. À titre d'exemple, sur la figure 7.1 sont représentées les prédictions théoriques de valeur de transmittance en fonction de  $\alpha$  et de différentes hypothèses sur le grammage de la cible. Ces résultats seront utilisés pour l'analyse des données de simulation qui sera présentée plus loin dans ce chapitre, et sont obtenus dans les conditions suivantes :

- Le modèle de flux primaire  $\Phi$  est celui de l'équation 2.5.
- La fonction  $\Gamma(E, E^{det}, X(\alpha, \beta))$  introduite précédemment qui modélise la perte d'énergie des muons lors de leur transport dans la matière est issue des données tabulées dans 20 pour de la roche standard. Elle correspond ici à l'approximation CSDA déjà mentionnée dans le chapitre 6. Dans ce cadre, elle peut-être écrite comme une fonction de Dirac  $\delta(E^{det} - E_{CSDA}(E, X(\alpha, \beta)))$ , où  $E_{CSDA}(E, X(\alpha, \beta))$  correspond à la perte d'énergie prédite après la traversée d'un grammage  $X(\alpha, \beta)$  avec une énergie initiale  $E$ .
- Une fonction créneau, indépendante de la direction, avec comme valeur seuil 5 GeV, est utilisée pour  $\varepsilon$ . De façon générale, nous utiliserons ce seuil en énergie dans ce chapitre lorsque la méthode d'analyse sera calibrée à partir des données de simulation. Il correspond en effet, comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 3, à la valeur qui permettra de se ramener à un niveau de bruit de fond suffisamment bas pour mesurer la densité du cœur du volcan, et que l'on souhaitera donc à terme obtenir avec le détecteur.

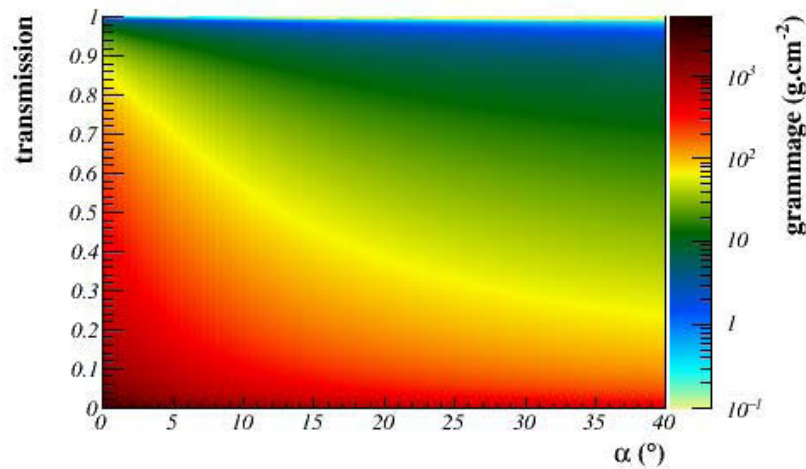


Figure 7.1 – Tabulation de la fonction associant le grammage présent le long d’une trajectoire à l’angle d’élévation et la transmittance mesurée, en imposant un seuil de détection de 5 GeV.

Lors de l’analyse des données réelles, une modélisation plus complexe de la réponse du détecteur, prenant en compte la présence du blindage en plomb, sera utilisée. Après avoir présenté les différentes étapes de la chaîne d’analyse conduisant des traces reconstruites expérimentalement à l’estimation du grammage de la cible, nous nous concentrerons dans la suite de ce chapitre sur la construction de l’estimateur  $\hat{f}(\alpha, \beta)$  introduit dans l’équation 7.4. La méthode employée ici est celle des noyaux, que nous présentons dans la section suivante.

## 7.2 Estimation du flux de muons transmis par la méthode des noyaux

### 7.2.1 Généralités sur la méthode des noyaux

#### Définition

Soit une variable aléatoire  $X$ , possédant une densité de probabilité  $f$  inconnue. Supposons que l’on dispose d’un échantillon aléatoire  $X_{i,i=1,\dots,n}$  et que l’on souhaite estimer  $f$  de façon non-paramétrique, c’est à dire sans faire l’hypothèse qu’elle appartient à une famille connue de fonctions. Une méthode très généralement utilisée de par sa simplicité conceptuelle et sa facilité d’application du point de vue algorithmique est l’histogramme. Considérons un histogramme dont les classes, que nous

noterons  $C_j$ , sont de largeur  $h$ . L'estimateur de  $f$  en un point  $x$  s'écrit alors :

$$\hat{f}(x) = \frac{1}{nh} \sum_{i=1}^n \sum_j I(X_i \in C_j) I(x \in C_j) \quad (7.6)$$

avec  $I$  la fonction indicatrice. La méthode des noyaux [64] généralise alors ce concept et propose d'utiliser comme estimateur de densité :

$$\hat{f}(x) = \frac{1}{nh} \sum_{i=1}^n K\left(\frac{x - X_i}{h}\right) \quad (7.7)$$

où  $K : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$  est une fonction vérifiant  $\int_{-\infty}^{\infty} K(u) du = 1$ , et  $h$  est le *facteur d'échelle*, déterminant la largeur de la fonction. En choisissant une fonction lisse, comme une gaussienne par exemple, la méthode des noyaux permet d'obtenir un estimateur lisse et continu de  $f$ , contrairement à l'histogramme. Un exemple de comparaison entre une estimation par histogramme et une estimation par noyau est donné sur la figure [7.2]

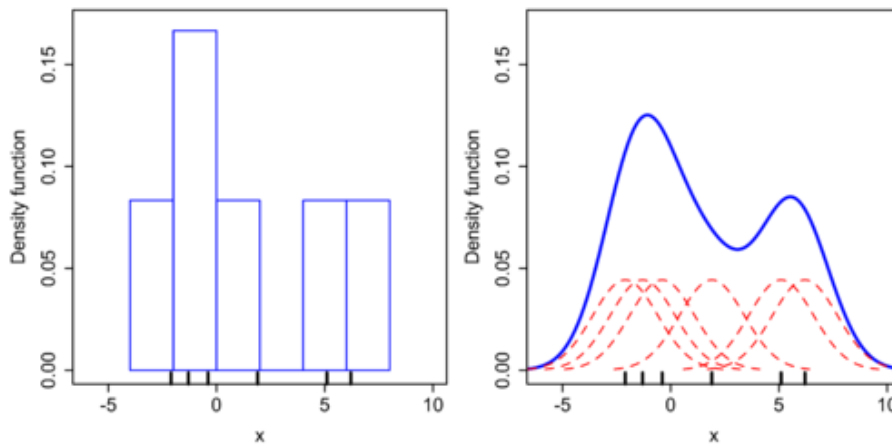


Figure 7.2 – Représentation graphique des estimateurs d'une densité de probabilité inconnue obtenus par histogramme (gauche) et par la méthode des noyaux (droite). Les points de mesure sont indiqués par des tirets noirs sur l'axe des abscisses [33].

### Distribution, biais, variance

Lorsque le nombre  $n$  d'observations devient grand, le théorème central limite peut être appliqué à l'équation [7.7], et on en déduit donc qu'en tout  $x$  la distribution de l'estimateur par noyau  $\hat{f}(x)$  tend vers une loi normale. Le biais et la variance de l'estimateur peuvent être calculés analytiquement dans le cas univarié. Les expressions suivantes sont obtenues pour un choix assez général de noyaux comprenant notamment les fonctions gaussiennes :

$$B(\hat{f}(x)) = \frac{h^2 \left[ \int_{-\infty}^{\infty} K(u) u^2 du \right]^2 f''(x)}{2} + o(h^2) \quad (7.8)$$

$$V(\hat{f}(x)) = \frac{f(x) \int_{-\infty}^{\infty} K^2(u) du}{hn} + O(1/n) \quad (7.9)$$

Dans les deux cas la densité de probabilité  $f$ , inconnue, intervient ainsi que le facteur d'échelle  $h$  et la forme fonctionnelle  $K(u)$  du noyau utilisé. Dans la pratique, on retiendra que le choix de  $h$  fait intervenir un compromis entre biais et variance : un facteur d'échelle grand diminuera la variance mais augmentera le biais, et vice-versa. La variance est également inversement proportionnelle au nombre d'observations, ainsi dans la limite où  $n \rightarrow \infty$ , il est possible d'obtenir un estimateur convergent en choisissant  $h$  de façon appropriée. Ces généralités restent valides dans le cas multivarié, qui nous concernera pour l'estimation du flux transmis. Par ailleurs, la variance de l'estimateur par noyau peut-être estimée [65] à partir d'un échantillon aléatoire  $X_i$  :

$$\hat{s}^2(x) = \sum_{i=1}^n \left( \frac{1}{nh} K\left(\frac{x - X_i}{h}\right) \right)^2 - \frac{\hat{f}(x)^2}{n} \quad (7.10)$$

Ainsi, si le nombre d'observations est suffisamment grand pour que la distribution d'échantillonnage de  $\hat{f}(x)$  soit considérée gaussienne, il est possible de construire un intervalle de confiance pour  $E(\hat{f}(x))$ . Lorsque  $B(\hat{f}(x))$  est négligeable, cela conduit donc à un intervalle de confiance pour  $f(x)$ . Nous verrons dans la suite de ce chapitre que dans le cadre de la muographie cette situation est réalisée en général mais qu'un biais d'estimation parfois important peut-être présent dans certaines zones d'observation où le flux varie rapidement, comme aux interfaces entre la cible et l'air. Après avoir présenté les caractéristiques principales de l'estimateur de densité par noyaux, la section suivante présente une application à la muographie de cette méthode.

## 7.2.2 Application à la muographie

La première étape de notre analyse des données obtenues en muographie est d'estimer le flux de muons transmis  $\phi(\alpha, \beta)$  sur le domaine angulaire d'intérêt, à partir des mesures expérimentales. En appliquant la méthode des noyaux sur l'espace bi-dimensionnel  $(\alpha, \beta)$ , la densité de probabilité  $f(\alpha, \beta)$  de la direction des muons détectés peut être estimée.

La méthode des noyaux peut s'appliquer à un tel espace de dimension 2, en associant à chaque observation d'une trace de paramètres  $(\alpha_i, \beta_i)$  un noyau bi-dimensionnel. De façon générale, l'estimateur de  $f$  tel que nous l'avons introduit dans l'équation [7.4] sera donné par :

$$\hat{f}(\alpha, \beta) = \frac{1}{N_\mu \sqrt{\det \mathbf{H}}} \sum_{i=1}^{N_\mu} K((\alpha - \alpha_i, \beta - \beta_i) \mathbf{H}^{-\frac{1}{2}}) \quad (7.11)$$

avec :



- $\hat{f}(\alpha, \beta)$  l'estimateur par noyau de  $f$ , donné en  $sr^{-1}$ .
- $\mathbf{H}$  la matrice  $2 \times 2$ , définie positive, des facteurs d'échelle.
- $K : \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}$  une fonction vérifiant :  $\int_{\mathbb{R}^2} K((\alpha, \beta)) d\alpha d\beta = 1$ .
- $N_\mu$  le nombre de traces de muons utilisées pour l'estimation.

Il est reconnu dans la littérature que le choix du type de fonction utilisé comme noyau n'affecte que de façon minoritaire la qualité de l'estimateur, et qu'une fonction gaussienne est quasiment optimale, aussi bien dans le cas univarié que multivarié. Ainsi dans la suite de ce chapitre, on choisira  $K$ , tel que défini dans l'équation [7.11](#), sous la forme générique d'une gaussienne bi-dimensionnelle :

$$K((\alpha - \alpha_i, \beta - \beta_i)\mathbf{H}^{-\frac{1}{2}}) = \frac{1}{2\pi} e^{-\frac{1}{2}(\alpha - \alpha_i, \beta - \beta_i)\mathbf{H}^{-1}(\alpha - \alpha_i, \beta - \beta_i)} \quad (7.12)$$

Le paramètre que l'on fera varier et qui influence le plus le résultat de l'estimation est la matrice des facteurs d'échelle  $\mathbf{H}$ . Il existe des méthodes permettant de calculer analytiquement le choix optimal de  $\mathbf{H}$ , mais elles dépendent d'une hypothèse sur la densité de probabilité  $f$  inconnue que l'on cherche à estimer. Dans le cas de la muographie, nous avons observé que les fortes variations du flux de muons transmis aux niveaux de l'interface entre la cible et l'air ainsi que le peu de données disponibles à l'intérieur du volcan rendaient cette procédure peu robuste pour l'estimation du flux en direction de la cible. À l'inverse, le flux en provenance du ciel libre est important et varie doucement, et il y est aisé d'en produire une bonne estimation. Ainsi, la recherche d'une matrice de facteurs d'échelle optimale, c'est à dire proposant uniformément le meilleur compromis en termes de biais et variance, n'a pas été entreprise. Notons qu'il est possible de construire un estimateur utilisant un noyau de largeur variable, réalisant de façon locale l'optimisation de ce compromis, mais cette voie n'a pas été suivie dans ces travaux. Pour l'analyse des données de simulation une solution simpliste a été employée consistant à utiliser une matrice diagonale de largeur  $1^\circ$  dans les deux dimensions. Pour les données réelles, une option moins arbitraire et tirant meilleur profit des possibilités de la méthode des noyaux dans le cadre d'une mesure physique a été de déterminer la matrice des facteurs d'échelle pour chaque trace à partir des incertitudes expérimentales qui lui sont associées. Cette solution possède l'avantage de retranscrire dans l'image obtenue la résolution avec laquelle les trajectoires des muons ont été mesurées. L'estimateur devient alors dans ce cas :

$$\hat{f}(\alpha, \beta) = \frac{1}{N_\mu} \sum_{i=1}^{N_\mu} \frac{1}{\sqrt{\det \mathbf{H}_i}} K((\alpha - \alpha_i, \beta - \beta_i)\mathbf{H}_i^{-1}) \quad (7.13)$$

où la matrice des facteurs d'échelle  $\mathbf{H}_i$  est maintenant fonction de la trace considérée.

### Implémentation de la méthode

Lorsqu'un grand nombre de muons sont utilisés, l'estimateur de  $f$  devient difficilement manipulable sous sa forme analytique décrite par l'équation [7.11](#). De plus, pour une direction quelconque  $(\tilde{\alpha}, \tilde{\beta})$  un grand nombre d'opérations sont alors requises pour calculer  $\hat{f}(\tilde{\alpha}, \tilde{\beta})$ . Pour la mise en pratique de la méthode présentée ici, il a été décidé de ne pas conserver l'expression exacte de  $\hat{f}$  lors de l'estimation, mais de stocker les valeurs de  $\hat{f}$  calculées pour un nombre fini de directions d'observation dans un histogramme. En choisissant un pas petit par rapport aux dimensions caractéristiques de la muographie, cette procédure permet de conserver  $\hat{f}$  sous un format plus manipulable tout en ayant un impact négligeable sur son caractère lisse. L'espace des  $(\alpha, \beta)$  a ainsi été discrétisé selon un maillage de  $0.2 \times 0.2 \text{ deg}^2$ , et la valeur estimée de  $f(\tilde{\alpha}, \tilde{\beta})$  peut être obtenue par interpolation linéaire.

Du point de vue algorithmique, la méthode qui est alors employée pour construire  $\hat{f}$  est de partir d'un histogramme vide de classes de largeur  $0.2 \times 0.2 \text{ deg}^2$  et de considérer une à une l'ensemble des traces enregistrées. À chaque nouvelle trace, le noyau qui lui est associé est évalué au centre de chaque classe, et l'histogramme est rempli avec le résultat obtenu. Une deuxième optimisation a alors été apportée, consistant à réduire le domaine de définition du noyau utilisé à la zone proche des valeurs  $(\alpha_i, \beta_i)$  observées pour le  $i$ -ème muon considéré. En effet, en pratique le noyau utilisé tend rapidement vers 0 lorsque l'on s'éloigne de  $(\alpha_i, \beta_i)$  et il est donc raisonnable d'utiliser une telle fonction tronquée afin de gagner en temps de calcul tout en ayant un impact négligeable sur le résultat de l'estimation. Cette méthode a été appliquée à différents types de données de muographie, simulées et réelles, et nous en présentons les résultats dans la suite de ce chapitre

## 7.3 Analyse de données issues d'une simulation simple

Afin de calibrer la procédure d'analyse, des données simulées ont été utilisées. Avant d'utiliser les traces de muons issues des simulations Monte-Carlo, une première étape a consisté à générer des données directement à partir des prédictions théoriques de flux transmis. Il s'agit donc d'un ensemble de couples de valeurs  $(\alpha_i, \beta_i)$  tirées sur une distribution théorique issue des modèles de flux primaire et d'interaction des muons dans la matière pour une structure de cible donnée. L'acceptance géométrique d'un détecteur parfaitement efficace de dimensions  $1 \text{ m} \times 1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$  est également simulée. L'intérêt ici est de pouvoir disposer de données rapides à générer et parfaitement connues afin de pouvoir étudier le comportement asymptotique de l'estimateur par noyaux appliqué à la muographie.

Sur la figure [7.3](#) est représentée la densité de probabilité théorique de la trajectoire des muons lorsqu'un modèle de cible conique tel que celui présenté dans le chapitre [6](#) est utilisé, avec un seuil de détection de 5 GeV. Sur cette même figure se trouve également l'histogramme représentant le lot de données qui en est issu, à

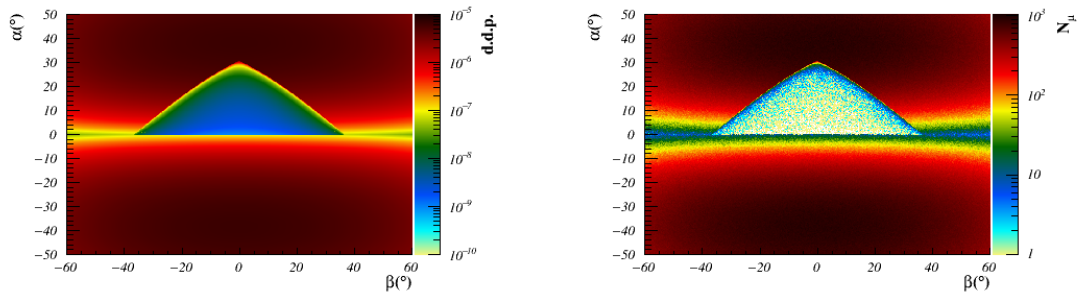


Figure 7.3 – (gauche) Densité de probabilité théorique pour les variables  $(\alpha, \beta)$  d'un muon arrivant au niveau du détecteur. (droite) Lot de données généré à partir de la densité de probabilité précédente et correspondant à 100 jours d'exposition.

savoir environ 140 millions de couples de valeurs  $(\alpha_i, \beta_i)$  correspondant aux traces simulées des muons. Ce volume de données équivaldrait, selon les modèles de flux employés ici, à 100 jours d'exposition réelle avec un détecteur idéal possédant la même ouverture angulaire et le même seuil de détection.

### 7.3.1 Analyse des données avec un noyau gaussien uniforme

L'estimation du flux des muons générés à partir des prédictions théoriques a été réalisée par la méthode des noyaux, en utilisant un noyau gaussien bi-dimensionnel et une matrice de facteurs d'échelle diagonale de largeur  $1^\circ$  dans les deux dimensions. La comparaison entre le résultat de l'estimation et la théorie est donnée sur la figure 7.4. Cette application de la méthode à un lot de données sans incertitudes expérimentales permet de mettre en évidence un biais intrinsèque à la méthode des noyaux existant dans les zones où la densité de probabilité varie fortement, comme c'est le cas ici aux interfaces entre la cible et l'air.

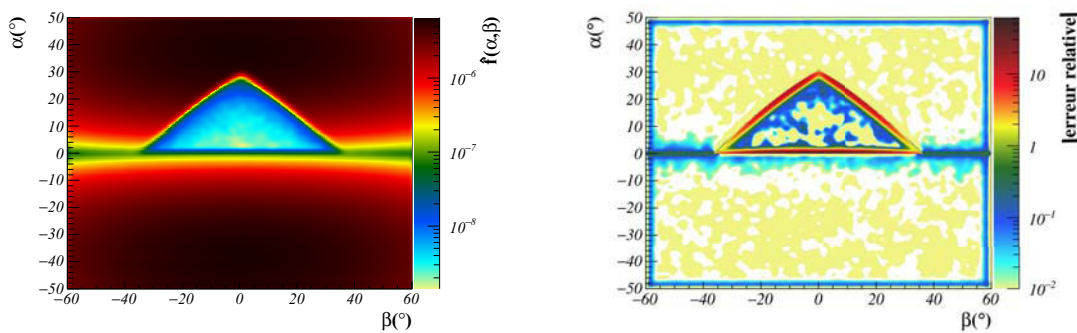


Figure 7.4 – (gauche) Estimation par la méthode des noyaux de la densité de probabilité des variables  $(\alpha, \beta)$  des muons simulés (droite) Erreur relative entre le résultat de l'estimation et la valeur vraie de la densité de probabilité utilisée lors de la production de ces données.

### 7.3.2 Étude de la distribution d'échantillonnage de $\hat{f}$

Afin de pouvoir associer un intervalle de confiance à la mesure du flux de muons transmis, il est nécessaire de connaître la distribution d'échantillonnage de l'estimateur  $\hat{f}$ . Comme nous l'avons vu dans la section 7.2, lorsque  $N_\mu$  tend vers l'infini, la distribution de  $\hat{f}(\tilde{\alpha}, \tilde{\beta})$  pour une direction quelconque  $(\tilde{\alpha}, \tilde{\beta})$  tend vers une loi normale. La démarche entreprise a donc été de vérifier sur quel domaine en  $(\alpha, \beta)$  cette convergence était réalisée ici. Afin d'étudier la distribution d'échantillonnage de notre estimateur, le lot de données sans erreurs simulées présenté précédemment a été divisé en 200 échantillons de même taille, correspondant donc à 0,5 jours d'exposition, et la densité de probabilité des variables  $(\alpha, \beta)$  a été estimée successivement avec chacun de ces jeux de données, ainsi que la variance de cet estimateur, calculée à chaque fois à partir de l'équation 7.10. En chaque point  $(\alpha_m, \beta_n)$  du maillage de  $0.2 \times 0.2 \text{ deg}^2$ , la distribution des 200 valeurs de  $\hat{f}(\alpha_m, \beta_n)$  obtenues a été ajustée à l'aide d'une fonction gaussienne d'écart-type fixé à la valeur moyenne estimée lors de cette procédure et d'espérance laissée libre. Dans les régions où le flux transmis est bas, peu de traces ont été générées avec une direction proche de  $(\alpha_m, \beta_n)$  et les noyaux qui leur sont associés dominent la somme présente dans l'équation 7.11. Le théorème central limite ne s'y applique alors pas et la distribution de  $\hat{f}(\alpha_m, \beta_n)$  s'éloigne d'une gaussienne. Ceci est illustré sur la figure 7.5 où est représenté le  $\chi^2$  réduit obtenu lors de l'ajustement en fonction de la valeur moyenne prise par l'estimateur au point correspondant. La convergence autour de 1, c'est à dire la valeur de  $\chi^2$  réduit attendu lorsque la distribution est effectivement gaussienne, ne s'effectue que lorsque la densité estimée pour une direction donnée est suffisamment importante, soit ici  $\hat{f}(\alpha_m, \beta_n) \gtrsim 10^{-7}$ . Précisons tout de suite que cette valeur est dépendante des conditions dans lesquelles l'estimation est réalisée et notamment de la largeur du noyau utilisée et de la quantité de données utilisées. Sur la figure 7.6 est représenté le  $\chi^2$  réduit obtenu lors de l'ajustement en fonction de la direction d'observation. Les limites de la cible sont représentées en trait plein, et il apparaît, en accord avec la figure précédente, qu'à l'intérieur de la cible le flux devient rapidement trop faible pour pouvoir disposer d'un estimateur approximativement gaussien. Bien que ces observations n'aient été réalisées qu'en considérant des estimations correspondant à 0,5 jours d'exposition, la décroissance du flux transmis lorsque la cible s'épaissit est telle que le résultat changerait peu en considérant le lot de données en entier. En revanche, nous pouvons remarquer que l'estimateur semble présenter des propriétés satisfaisantes dès lors que la statistique est suffisante.

### 7.3.3 Simulation d'erreurs expérimentales

Les données utilisées précédemment rendaient parfaitement compte de la densité de probabilité sous-jacente à leur génération, aux fluctuations statistiques près. Dans la pratique, les données obtenues à l'aide du trajectographe à muons sont entachées d'une incertitude sur la position des coups enregistrés par le détecteur, qui est par suite propagée sur la direction en  $(\alpha, \beta)$  des traces reconstruites. Comme nous l'avons

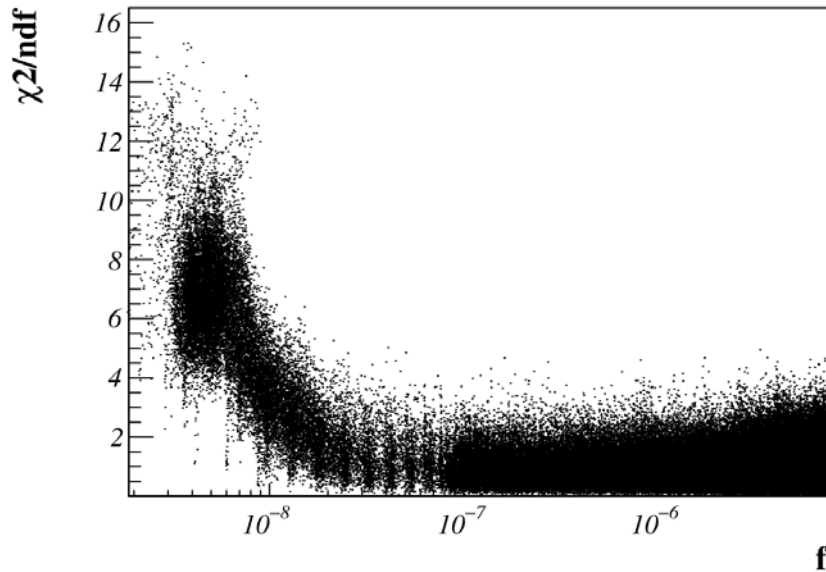


Figure 7.5 –  $\chi^2$  réduit obtenu en ajustant les réalisations de  $\hat{f}(\alpha_m, \beta_n)$  par une gaussienne, en fonction de la valeur moyenne des  $\hat{f}(\alpha_m, \beta_n)$  obtenus pour chacune des 200 observations.

mentionné précédemment, lors de l'analyse des données réelles, la matrice des facteurs d'échelle sera directement donnée par la matrice de covariance mesurée expérimentalement.

Afin d'étudier l'impact de la présence d'erreurs et de l'utilisation d'une matrice de facteur d'échelle non diagonale et variable, deux autres lots de données ont été générés à partir de la densité de probabilité théorique de la figure 7.3, correspondant également à 100 jours de prise de données en situation réelle. Chaque trajectoire de ces lots de données a été tirée au hasard autour de sa valeur initiale, de façon à simuler des erreurs de mesure, à l'aide d'une distribution gaussienne bidimensionnelle. Pour chaque trace, les paramètres de la distribution utilisée sont conservés afin d'être utilisés lors de l'analyse pour spécifier la matrice de facteur d'échelle du noyau associé. Deux cas de figure ont été testés :

- Erreurs non corrélées en  $\alpha$  et  $\beta$ , tirées aléatoirement sur une gaussienne de largeur  $1^\circ$  dans les deux dimensions.
- Erreurs en  $\alpha$  et  $\beta$  tirées aléatoirement sur une gaussienne de largeur variant uniformément entre  $0,5^\circ$  et  $1,5^\circ$ , avec un coefficient de corrélation variant entre 0 et 0,5. Ce cas de figure se rapproche des conditions dans lesquelles les données réelles sont obtenues c'est à dire avec une matrice de covariance non diagonale et variable en fonction de la direction de propagation du muon détecté.

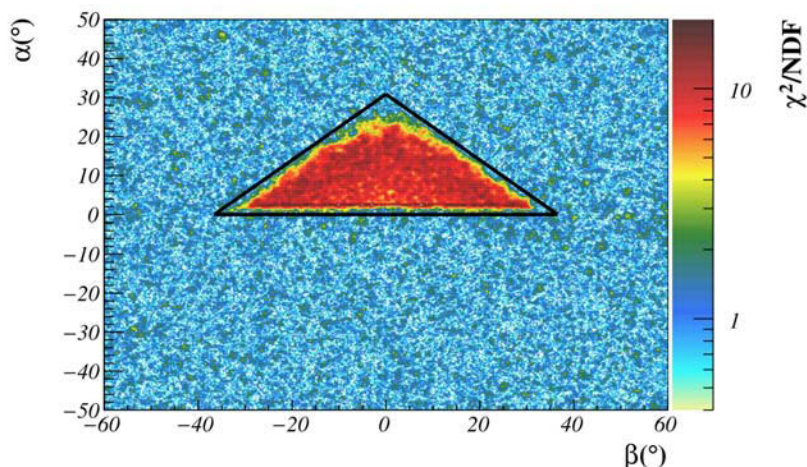


Figure 7.6 – Qualité de l’ajustement, effectué en chaque point du maillage, de la distribution de 200 réalisations de l’estimateur noyau par une gaussienne de moyenne et largeur inconnues. Le critère de qualité utilisé est la valeur du  $\chi^2$  réduit obtenu lors de l’ajustement.

Notons que la densité de probabilité des muons ainsi générés est désormais la convolution d’un modèle de flux et de l’erreur aléatoire appliquée par la suite sur chaque trace. Cependant, et cela restera le cas avec les données réelles qui sont affectées par des erreurs de mesure, nous continuons à utiliser le résultat de l’analyse par noyaux comme estimateur de  $\hat{f}(\alpha, \beta)$  tel qu’utilisé dans l’équation 7.4.

L’erreur relative entre le résultat de l’estimation et les prédictions théoriques de transmission du flux est donnée pour le premier cas sur la figure 7.7 à gauche. Étant donnée la forme des erreurs introduites dans ce premier cas, le noyau utilisé est le même que dans la section précédente : il s’agit d’une gaussienne bi-dimensionnelle de largeur  $1^\circ$ , qui est donc appliquée uniformément pour tout le lot de données. Nous observons que l’erreur relative dans la zone proche de l’interface est plus marquée que dans le cas sans incertitudes. On peut en conclure que, indépendamment de la méthode d’analyse choisie, les incertitudes expérimentales sur la direction des traces biaiseront fortement l’estimation de la densité aux interfaces. Ceci s’explique à nouveau par la variation importante du flux transmis dans ces zones. Le second cas, correspondant aux résultats de la figure 7.7 à droite, permet de constater que les corrélations aléatoires introduites dans les données n’induisent pas d’effets systématiques dans l’estimation de la densité de probabilité.

### 7.3.4 Reconstruction de la densité

La densité de la cible, fixée uniformément à 2 lors de la production des données, a été reconstruite par la procédure décrite dans la section 7.1 et la carte de densité

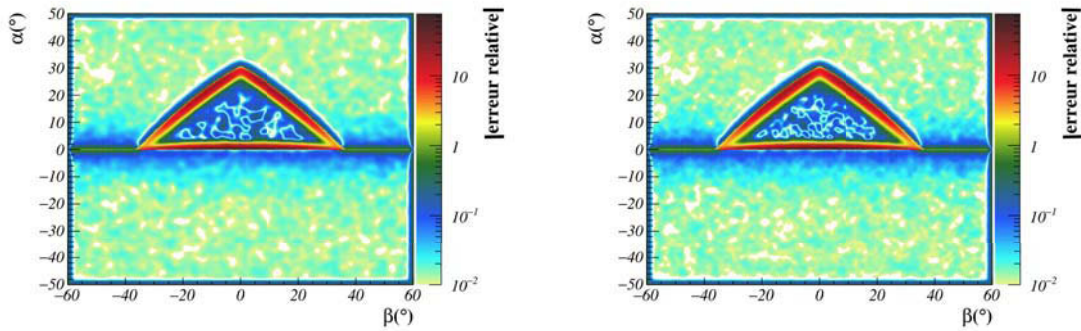


Figure 7.7 – Erreur relative entre l'estimation par la méthode des noyaux de la densité de probabilité des variables  $(\alpha, \beta)$  des muons simulés à partir des prédictions théoriques et la valeur vraie de la densité de probabilité utilisée lors de la production de ces données. Une erreur gaussienne non corrélée (gauche) et corrélée aléatoirement en  $(\alpha, \beta)$  est simulée (droite)

obtenue est présentée sur figure [7.8](#) pour les données sans simulation d'erreur et avec simulation d'erreurs corrélées présentées précédemment. Nous voyons que la mesure de densité est effectivement compromise sur les bords du volcan mais que la procédure permet de reconstruire une densité statistiquement distribuée autour de 2 au centre de la cible.

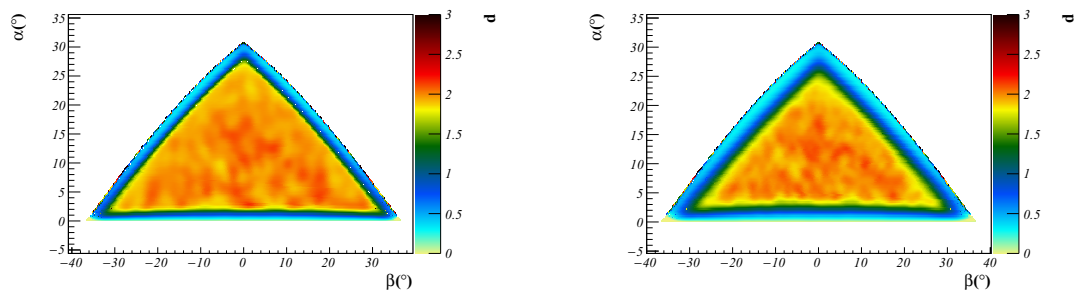


Figure 7.8 – Mesure de la densité du modèle de cible utilisé lors de la production des données, pour le cas de figure sans erreurs (gauche) et avec erreurs corrélées (droite)

### 7.3.5 Conclusion sur les propriétés de l'estimateur par noyau appliqué à la muographie

En conclusion de cette section nous résumons les observations effectuées sur l'analyse des données de muographie à partir de la méthode des noyaux à l'aide de ces données simulées :

- Étant données les importantes fluctuations du flux de muons transmis, particulièrement aux abords de l'interface air/volcan, l'estimateur est biaisé. Notam-

ment, une mesure de densité dans la zone proche de l'interface est compromise. Si l'on ajoute à cet effet les erreurs expérimentales sur la direction des traces, la zone concernée s'agrandit.

- Au centre de la cible et en direction du ciel libre hormis la zone proche de l'horizon, les variations du flux sont plus douces et la méthode d'estimation fonctionne bien. On remarque néanmoins que la faible quantité de données engendre des fluctuations statistiques de l'ordre de 10 % sur la densité mesurée au centre de la cible, malgré la quantité importante de données utilisées ici. Dans ce cadre, et celui évoqué au point précédent, adapter la largeur du noyau en fonction de la direction d'observation afin d'optimiser le compromis entre biais et variance évoqué dans la section [7.2](#) serait un moyen immédiat d'améliorer la qualité de l'estimateur, au détriment de l'interprétation physique donnée ici au noyau comme représentation des incertitudes expérimentales.
- Toujours lorsque l'on regarde en direction du centre de la cible, et conséquence directe du point précédent, la quantité de données est trop faible pour pouvoir calculer un intervalle de confiance gaussien autour de la valeur estimée du flux transmis.

## 7.4 Analyse de données de simulation Monte-Carlo

### 7.4.1 Présentation du lot de données

Après avoir utilisé les données simples précédentes pour calibrer la procédure d'analyse, celle-ci est maintenant appliquée aux données issues de la simulation GEANT4 d'une expérience de muographie, présentée dans le chapitre [6](#). Nous avons utilisé les résultats obtenus avec GEANT4.9.5, pour lesquels nous disposons de la statistique la plus importante. Ces données permettent d'évaluer la précision maximale de mesure de transmittance atteignable théoriquement lorsque le flux incident est parfaitement connu, qu'aucun biais n'est introduit par la méthode de détection des muons et que le bruit de fond atmosphérique est nul. En revanche, tous les effets stochastiques liés aux interactions des muons dans la matière, et notamment leur diffusion, sont en principe pris en compte. Nous avons à nouveau imposé ici un seuil de détection de 5 GeV, ce qui minimise les effets liés aux problèmes de description de la diffusion multiple mentionnés dans le chapitre [6](#). Les traces utilisées ici correspondent à un temps d'exposition de 13 jours environ dans les conditions présentées dans la section [6.1.2](#), soit  $\sim 12$  millions de traces de muons. Les incertitudes expérimentales sur la reconstruction des traces n'étant pas simulées, le noyau utilisé est une gaussienne symétrique de largeur  $1^\circ$ . Les résultats obtenus ici seront donc à comparer avec ceux de la première partie de la section précédente.



### 7.4.2 Analyse des données avec un noyau gaussien uniforme

Le résultat de l'estimation de la densité de probabilité des trajectoires des muons issues de la simulation Monte-Carlo est présenté sur la figure 7.9, et la comparaison avec les prédictions théoriques y est également donnée. On remarque notamment en direction du ciel libre un biais lié à la surface de génération utilisée lors de la production des muons dans la simulation. Du côté du volcan, où une surface de  $200\text{ m} \times 200\text{ m}$  était utilisée, ceci se traduit par un défaut de quelques pourcents, et l'effet atteint quasiment  $10\%$  dans le domaine des  $\alpha < 0$  où la surface n'était que de  $60\text{ m} \times 60\text{ m}$ .

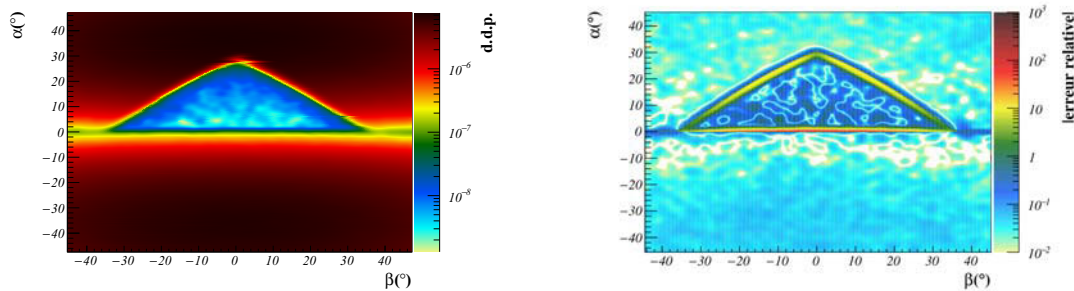


Figure 7.9 – Estimation de la densité de probabilité des trajectoires des muons simulés au sein de la simulation Monte-Carlo (gauche) et erreur relative par rapport à la distribution théorique (droite)

La différence principale entre les données Monte-Carlo et celles issues de simulations simples présentées précédemment est la description réaliste des processus stochastiques intervenant lors de la propagation et l'interaction des muons dans la matière. Notamment, une incertitude sur la direction des muons due à la diffusion multiple est présente dans le cas des simulations Monte-Carlo. Sur la figure 7.10 est donné un profil de l'erreur relative absolue entre la distribution estimée et la distribution théorique de la trajectoire des muons en fonction de  $\beta$  pour  $\alpha = 20^\circ$ . Trois lots de données y sont comparés : ceux de la simulation simple sans simulation d'erreur et avec simulation d'une erreur tirée sur une gaussienne de largeur  $1^\circ$ , présentés dans la section 7.3, et ceux issus de la simulation Monte-Carlo. Ces trois lots de données ont été analysés avec le même noyau gaussien de largeur  $1^\circ$ , et correspondent au même modèle de flux incident avec un seuil de détection de  $5\text{ GeV}$ . En s'intéressant à la largeur angulaire de la zone biaisée proche de l'interface, on ne constate pas de différence significative entre les données Monte-Carlo et les données de simulation simple sans erreurs, ce qui indique que le biais dû à la méthode d'estimation est dominant lorsque l'on analyse les données Monte-Carlo avec un seuil de  $5\text{ GeV}$ . Notons que la différence d'importance du biais, légèrement plus faible avec les données Monte-Carlo, peut s'expliquer à nouveau par la surface de génération finie utilisée, ce qui entraîne une sous estimation du flux principalement dans les directions d'observation pointant vers le ciel libre, et donc une sous estimation du

biais aux interfaces.

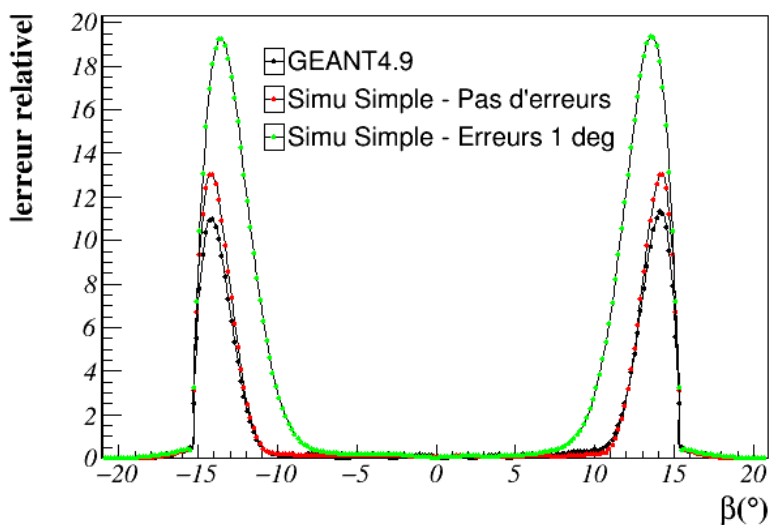


Figure 7.10 – Comparaison des profils en  $\alpha = 20^\circ$  de l’erreur relative entre distribution estimée et théorique de la trajectoire des muons. Les données issues de la simulation Monte-Carlo et de simulations simples sans erreur et avec erreur sont comparées.

### 7.4.3 Mesure de densité de l’édifice simulé

Comme cela a été mentionné au chapitre précédent, la cible utilisée dans la simulation Monte-Carlo est un cône de densité uniforme égale à 2.0. La procédure de mesure de densité a à nouveau été appliquée, et le résultat est présenté sur la figure [7.11](#). Des conclusions similaires aux données précédentes concernant le biais et les fluctuations statistiques peuvent être tirées.

## 7.5 Analyse par noyau “physique”

Nous avons vu dans ce chapitre que l’on constatait sur les résultats d’analyse un biais important à proximité de l’interface entre le volcan et l’air. Cet effet est dû d’une part à la méthode des noyaux en elle-même qui, telle qu’utilisée ici, s’accommode mal d’une telle discontinuité dans la densité de probabilité à estimer, et d’autre part aux incertitudes expérimentales ainsi qu’à la diffusion multiple des muons, causant une contamination des zones à faible flux par les zones à fort flux. Ces différents effets déterminent essentiellement, pour un modèle de flux incident et une topographie donnée, le flux mesuré à proximité de l’interface, et l’influence des potentielles variations de densité de la cible est rendue inobservable dans cette zone. Le phénomène de diffusion multiple est, nous l’avons vu dans le chapitre [2](#) assez

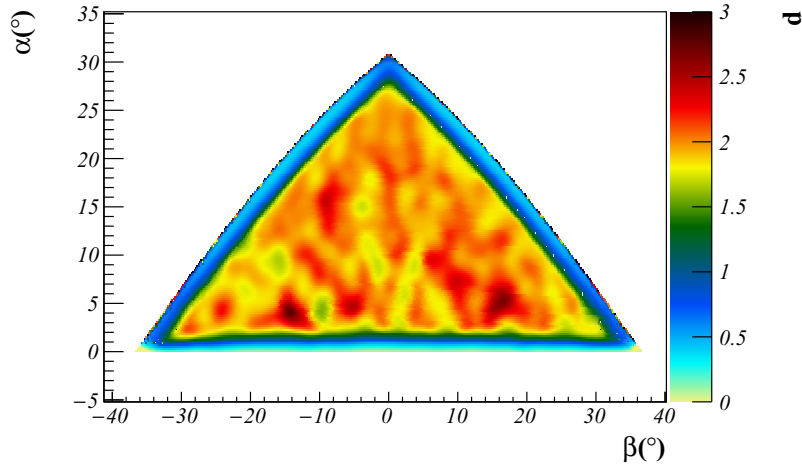


Figure 7.11 – Mesure de densité du cône simple de densité uniforme  $d=2.0$  utilisé dans la simulation Monte-Carlo d’une expérience de muographie, à partir des données issues de cette simulation.

bien modélisable, et l’incertitude expérimentale sur la direction des muons est en pratique estimée. Il est donc en principe possible, pour une direction d’observation donnée, d’approximer la contamination du flux observé par les zones voisines. Nous proposons ici de partir de cette idée pour modifier la méthode d’analyse en associant désormais à chaque trace un noyau “physique”  $K_{\alpha_i, \beta_i}(\alpha, \beta)$  que nous interpréterons comme la probabilité pour qu’un muon détecté selon une direction  $(\alpha_i, \beta_i)$  provienne d’une direction initiale  $(\alpha, \beta)$ .

### 7.5.1 Construction du noyau

Nous utilisons ici un modèle simplifié de la propagation des muons où l’incertitude sur la direction des muons due à la diffusion multiple est traitée comme une erreur additionnelle lors la détection. Ainsi, à un muon détecté avec une direction  $(\alpha_i, \beta_i)$  nous associons une fonction de vraisemblance  $D_{\alpha_i, \beta_i}(\alpha, \beta)$  pour la direction réelle  $(\alpha, \beta)$  du muon, qui contient donc un modèle pour les incertitudes expérimentales et pour la diffusion multiple. Pour un muon reconstruit avec une direction  $(\alpha_i, \beta_i)$ , le noyau associé devient alors :

$$K_i(\alpha, \beta) = \frac{\phi(\alpha, \beta) D_{\alpha_i, \beta_i}(\alpha, \beta)}{\int \int \phi(\alpha', \beta') D_{\alpha_i, \beta_i}(\alpha', \beta') d\alpha' d\beta'} \quad (7.14)$$

où  $\phi$  correspond aux prédictions théoriques de flux transmis pour une hypothèse de densité de la cible donnée et le dénominateur est un terme de normalisation. Ainsi choisi, le noyau tient compte, par exemple, du fait qu’un muon détecté en direction du volcan et proche de l’interface avec l’air est probablement en réalité un muon en

provenance du ciel libre ayant diffusé, et que ceci est d'autant plus probable que la densité de la cible est importante.

La mesure de densité de la cible réalisée en utilisant ce noyau est fortement dépendante de l'hypothèse de densité utilisée pour le calcul de  $\phi$ . En conséquence, il a été choisi d'utiliser, pour les directions d'observations pointant à l'intérieur de la cible, un modèle de flux transmis  $\phi_H$  hybride, corrigeant l'hypothèse de départ au fur et à mesure que l'on accumule des données expérimentales. Ainsi, lors de l'estimation de la densité de probabilité des trajectoires des muons, on associera au  $i$ -ème muon considéré le noyau :

$$K_{H_i}(\alpha, \beta) = \frac{\phi_{H_i}(\alpha, \beta) D_{\alpha_i, \beta_i}(\alpha, \beta)}{\int \int \phi_{H_i}(\alpha', \beta') D_{\alpha_i, \beta_i}(\alpha', \beta') d\alpha' d\beta'} \quad (7.15)$$

Ici,  $\phi_{H_i}$  correspond au modèle théorique  $\phi$  précédent utilisé dans l'équation [7.14](#) lorsque  $(\alpha, \beta)$  est situé dans le ciel libre. En effet, il s'agit ici de flux intégrés en énergie et on peut donc considérer le flux en provenance du ciel libre comme connu. Pour les directions pointant vers le volcan,  $\phi_{H_i}$  correspond à un modèle de flux transmis prenant en compte l'hypothèse de départ et les informations apportées par les  $i - 1$  muons considérés auparavant. Plus précisément, il s'agit de la moyenne des deux modèles, pondérée par leurs variances respectives :

$$\phi_{H_i}(\alpha, \beta) = \frac{\phi(\alpha, \beta) Var^{-1}(\phi(\alpha, \beta)) + \hat{\phi}_i(\alpha, \beta) Var^{-1}(\hat{\phi}_i(\alpha, \beta))}{Var^{-1}(\phi(\alpha, \beta)) + Var^{-1}(\hat{\phi}_i(\alpha, \beta))} \quad (7.16)$$

où  $\hat{\phi}_i$  correspond à l'estimation du flux obtenue à l'aide des  $i - 1$  premiers muons, et  $Var(\hat{\phi}_i)$  est l'incertitude statistique qui lui est associée, calculée à partir de l'équation [7.10](#). L'incertitude sur le modèle de départ,  $Var(\phi(\alpha, \beta))$ , est quant à elle spécifiée par l'utilisateur. Lorsque  $i$  est petit,  $\hat{\phi}_i$  est dominé par les fluctuations statistiques et il n'est alors pas efficace de le prendre en compte pour raffiner l'hypothèse du flux transmis. De ce fait, dans les analyses qui suivent, le noyau  $K_i$  a été utilisé pour le premier pourcent des traces considérées, puis  $K_{H_i}$  lui est substitué.

### 7.5.2 Application aux données de simulation simple

La technique présentée précédemment a été appliquée à des données de simulation simple telles que présentées dans la section [7.3](#). Elles correspondent ici à un cône simple de densité 1,6 et à des erreurs modélisées par une gaussienne de largeur  $1^\circ$  en  $\alpha$  et  $\beta$ .

#### Influence de l'hypothèse initiale

Afin de tester la robustesse de la méthode vis à vis de l'hypothèse de départ sur  $\phi$ , celle-ci a été choisie d'abord conformément à la distribution théorique sur laquelle ont été tirées les données, c'est à dire en simulant une cible de densité uniforme

1,6, puis comme correspondant à une cible de densité 2.0. Il lui a arbitrairement été attribué dans les deux cas une incertitude relative de 10 %. Les résultats suivants ont été obtenus avec un lot de données équivalent à 100 jours d'exposition réelle.

Sur la partie gauche de la figure [7.12](#) est représentée la carte de densité reconstruite en utilisant cette méthode d'analyse, dans le cas où l'hypothèse sur la densité de l'édifice correspond à la réalité. La mesure de densité a également été réalisée en utilisant comme estimateur de  $\hat{f}$  un histogramme de largeur de classe  $1^\circ$  et est représentée pour comparaison sur la figure [7.13](#). L'analyse par histogramme présentée ici est naïve, et est donnée principalement pour comparer le biais au bord de la cible obtenu lorsque l'on n'utilise que l'information disponible dans les données. On observe que lorsque tous les paramètres physiques sont parfaitement connus, la densité de 1,6 est effectivement bien reconstruite sur toute la cible avec l'analyse par noyau physique, alors qu'un biais important est observé sur les résultats issus de l'analyse binée. On observe toutefois une augmentation des fluctuations statistiques dans la zone de cœur par rapport à l'estimation obtenue à l'aide d'un noyau gaussien “classique” présentée pour le même lot de données sur la figure [7.8](#).

Sur la partie droite de la figure [7.12](#) la carte de densité estimée est représentée dans le cas de figure plus réaliste où l'hypothèse sur la densité de l'édifice est fautive c'est à dire ici 2,0 au lieu de 1,6. Nous voyons dans ce cas que la densité au bord, bien que moins biaisée que lorsqu'un noyau gaussien ou un simple histogramme est utilisé, est dans une certaine mesure influencée par l'hypothèse de départ. Ceci se traduit ici par une surestimation, distribuée de façon apparemment aléatoire sur la cible, de la densité au bord.

Une piste envisagée pour améliorer la méthode au vu des résultats précédents et de l'enrichir par une technique de type *bootstrap*, qui consisterait à effectuer la moyenne de plusieurs estimations pour lesquelles l'ordre des traces dans l'échantillon serait permuté. En effet, la fonction  $K_{H_i}$  étant mise à jour à chaque fois qu'un nouveau muon est considéré, les premiers points de mesures ont une influence plus grande sur le résultat de l'estimation que les derniers. On observe cet effet sur la figure [7.12](#) où, à proximité de l'interface, la mesure est plus ou moins biaisée. L'hypothèse de départ est une densité égale à 2, et la densité réelle est 1,6, ce qui se traduit dans les données par un excès de muons en provenance de la cible par rapport à ce qui est attendu. Si, pour une direction d'observation donnée, cet excès apparaît tôt dans le jeu de données, l'hypothèse de départ est rapidement corrigée et la convergence vers la densité vraie est favorisée. L'intérêt d'une méthode de type *bootstrap* serait donc d'éliminer cette dépendance de l'ordre dans lequel les traces sont traitées. De plus, les fortes fluctuations statistiques observées précédemment sont probablement causées par ce même effet, et pourraient donc également être traitées par cette méthode, dont l'implémentation n'a pas été entreprise au cours de cette thèse.

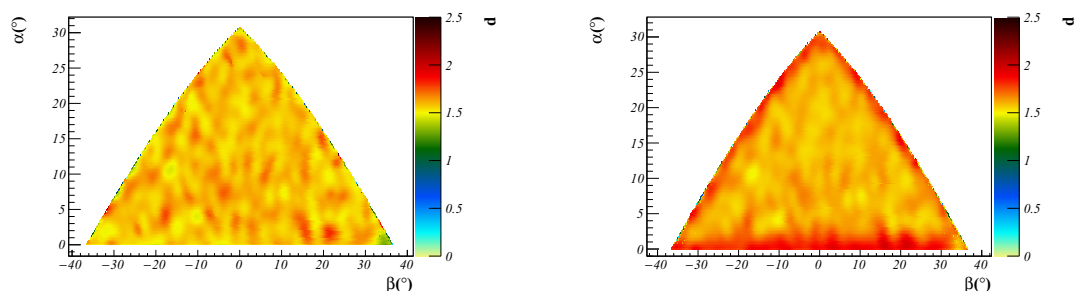


Figure 7.12 – Mesure de la densité d’une cible conique de densité 1,6 dans le cas (gauche) où l’hypothèse correcte sur la densité est injectée dans la méthode d’analyse et (droite) où une hypothèse de densité uniforme de 2,0 est utilisée.

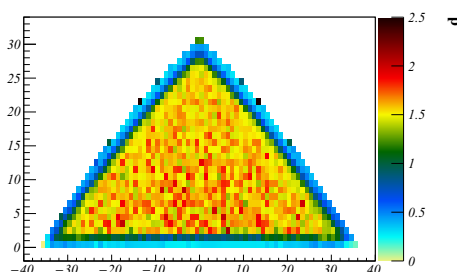


Figure 7.13 – Mesure de densité d’une cible conique de densité uniforme 1,6 en utilisant un histogramme de classes de largeur  $1^\circ$

### Mesure d’un défaut de densité

Un nouveau modèle de cible a été utilisé, présentant cette fois-ci un défaut de densité introduit à l’intérieur du volcan, à savoir un cylindre rempli d’air de 40 m de rayon est 200 m de hauteur. La densité moyenne théorique en fonction de la direction d’observation de ce nouvel édifice est présentée sur la figure 7.14. Sur la figure 7.15 sont présentés les cartes de densité issues de l’analyse par noyau et également le résultat obtenu avec l’analyse par histogramme. Il n’apparaît pas clairement sur cette figure que la méthode par noyaux permette de mieux déceler des défauts de densité. Ainsi, dans l’état actuel l’utilisation de noyaux “physiques” paraît plutôt trouver son intérêt dans sa capacité à réduire le biais aux interfaces.

### 7.5.3 Perspectives d’application de la méthode

Il est important de rappeler que les résultats obtenus précédemment le sont avec une fonction  $D_{\alpha_i, \beta_i}(\alpha, \beta)$ , représentant l’incertitude sur la direction des muons, parfaitement connue. Pour pouvoir appliquer cette méthode aux données réelles ou issues de simulations Monte-Carlo, il sera nécessaire pour chaque direction d’observation de

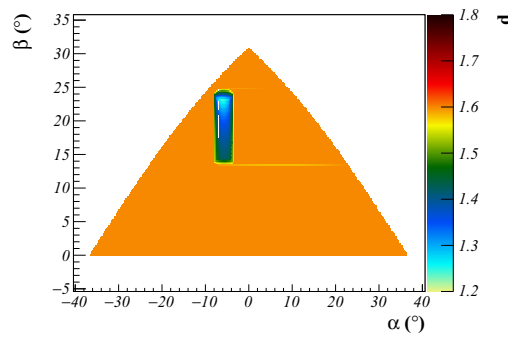


Figure 7.14 – Densité moyenne théorique du modèle de cible avec défaut de structure en fonction de la direction d’observation.

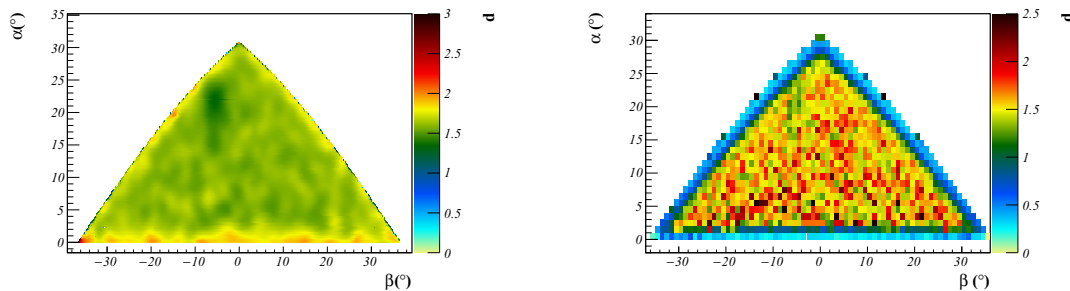


Figure 7.15 – (gauche) Mesure de la densité d’un édifice présentant un défaut de densité en analysant les données de simulation simple en utilisant un noyau physique (droite) Mesure de cette même densité réalisée à partir d’un histogramme.

modéliser les effets moyens de la diffusion multiple, des incertitudes expérimentales et du champ magnétique terrestre sur un flux de muons intégré en énergie. Il sera également nécessaire de quantifier l’erreur systématique liée au fait que la diffusion a un effet continu le long de la trajectoire du muon et influe à la fois sur la direction et la position de la particule, alors qu’elle est traitée ici comme une erreur additionnelle sur la direction survenant à la détection. Ce travail n’a pas été entrepris au cours de cette thèse, mais une première étape dans cette voie serait probablement de calibrer cette méthode avec données de simulation Monte-Carlo obtenues avec une cible conique simple telles que celles présentées dans le chapitre 6. Pour le moment, nous revenons à l’utilisation de noyaux gaussiens en concluant ce chapitre par l’analyse de données réelles.

## 7.6 Analyse des données de la campagne Col de Ceyssat 2015

Après avoir présenté les performances de la procédure d'analyse par la méthode des noyaux sur données de simulation, nous présentons dans cette section les résultats obtenus à partir de données réelles prises à l'aide du détecteur TOMUVOL sur le Puy de Dôme lors de la campagne 2015 au Col-de-Ceyssat. Environ  $2,6 \cdot 10^6$  traces de muons ont été reconstruites en un temps d'observation de 98 jours, après correction d'un temps mort moyen de 18%. Comme cela a été présenté dans le chapitre 3, l'efficacité de détection des chambres a été mesurée en temps réel. Le produit de l'acceptance géométrique et de l'efficacité de détection est donné en fonction de  $(\alpha, \beta)$  sur la figure 7.16. Notons ici que les angles  $(\alpha, \beta)$  correspondent à ceux définis dans le repère géographique au chapitre 1 et ne coïncident plus avec le repère local lié au détecteur comme cela a été discuté en section 3.2.4.

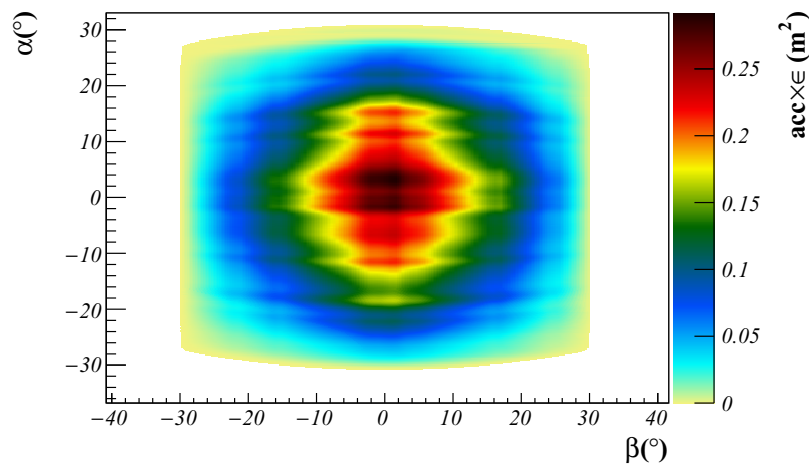


Figure 7.16 – Produit de l'acceptance géométrique et de l'efficacité de détection mesurée lors de la campagne de mesure CDC 2015, en fonction de la direction d'observation.

### 7.6.1 Analyse avec un noyau gaussien

L'estimation de la densité de probabilité de la trajectoire des muons est donnée sur la figure 7.17 à gauche. Le noyau utilisé est une gaussienne bidimensionnelle dont la matrice des facteurs d'échelle est donnée par les erreurs expérimentales estimées selon la méthode décrite dans la section 3.3. Sur cette même figure, à droite, est donnée l'estimation du flux de muons transmis en fonction de  $(\alpha, \beta)$ , obtenue après correction de l'acceptance géométrique du détecteur et du temps mort.



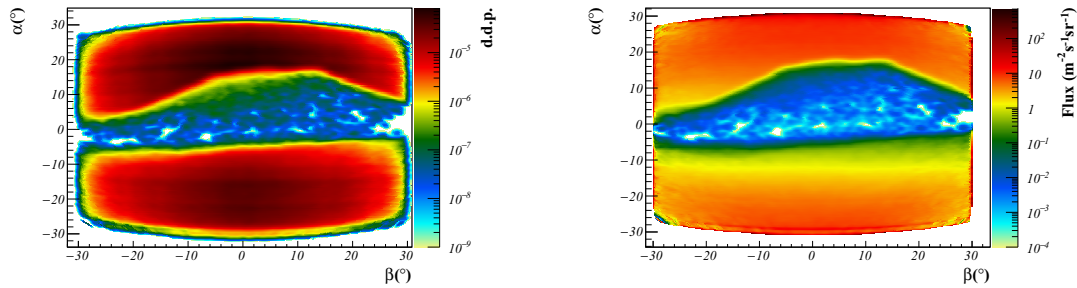


Figure 7.17 – (gauche) Estimation de la densité de probabilité des trajectoires des muons détectés lors de la campagne CDC 2015. (droite) Estimation du flux de muons transmis correspondant.

### 7.6.2 Mesure de densité

Avant de réaliser la mesure de densité du Puy de Dôme, le flux de muons atmosphériques mesuré en direction du ciel libre est comparé au modèle théorique décrit par l'équation [2.5](#), que nous utiliserons par la suite pour estimer la transmittance à travers la cible. Sur la figure [7.18](#) est présentée, en fonction de l'angle d'élévation  $\alpha$ , la comparaison entre le flux mesuré et la prédiction théorique du flux transmis pour une densité uniforme  $d = 1,8$ . Afin de gagner en puissance statistique, les points correspondent aux flux mesuré et prédit moyennés sur une fenêtre en  $\beta$  de  $-4^\circ < \beta < 16^\circ$ . Avant de procéder à l'estimation de la transmittance, un facteur de normalisation global égal à 0,92 est appliqué aux prédictions théoriques, qui nous le rappelons sont issues de modèles approximatifs, afin de les ajuster au mieux aux mesures. Cette valeur est déterminée en utilisant les données de la zone  $-15^\circ < \alpha < -5^\circ$ , qui correspond au ciel libre et pour laquelle les effets de bord concernant la modélisation du flux incident ou l'efficacité du détecteur sont a priori moindres. Cette normalisation est utilisé pour la suite de l'analyse, consistant à mesurer la densité de l'édifice en fonction de la direction, et dont le résultat est présenté sur la figure [7.19](#). Comme nous l'avons mis en évidence dans ce chapitre, la mesure à l'aide de la méthode des noyaux est affectée par un biais important au bord et par une rapide baisse de la statistique lorsque l'on regarde dans le cœur du volcan. Les résultats ainsi obtenus ne peuvent donc pas actuellement être utiles en tant que carte détaillée de la densité mais seront toutefois comparés dans la section suivante aux autres mesures de densité du Puy de Dôme réalisées au sein de la collaboration TOMUVOL.

### 7.6.3 Comparaison avec l'analyse Tomuvol officielle et les résultats de gravimétrie

Nous concluons ce chapitre en comparant les résultats obtenus ici avec l'analyse des données de muographie "officielle" réalisée au sein de la collaboration TOMUVOL

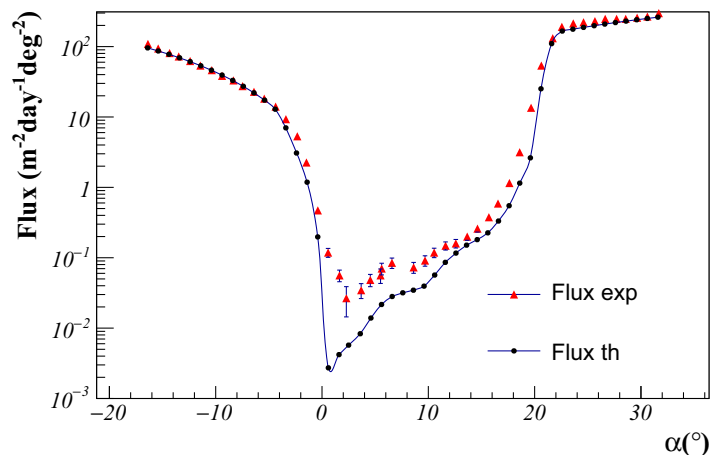


Figure 7.18 – Comparaison entre le flux théorique et le flux mesuré en fonction de  $\alpha$ , après application du facteur de normalisation obtenu par ajustement dans la zone  $-15^\circ < \alpha < -5^\circ$ .

et les résultats de l'inversion gravimétrique correspondant à ce profil du Puy de Dôme [66], qui sont présentés respectivement à droite et à gauche de la figure 7.20. L'analyse des données muoniques se base pour l'estimation du flux transmis sur un histogramme de largeur de classes  $1^\circ \times 1^\circ$ . Afin de lisser les fluctuations statistiques dans les zones de faible flux, le contenu de chaque classe est ensuite réparti autour du point considéré selon une gaussienne dont la largeur est fonction de la distance à la surface du volcan, variant ainsi de  $1^\circ \times 1^\circ$  à  $7^\circ \times 7^\circ$ . Une fois cette estimation obtenue, la procédure utilisée conduisant à la densité de l'édifice est équivalente à celle décrite au début de ce chapitre.

Nous voyons sur ces deux figures un certain accord sur la présence d'une zone dense située sur le flanc est du volcan, que l'on retrouve aussi dans sur les résultats issus de l'analyse par noyaux présentés précédemment. La carte de densité issue des données de muographie présente au même titre que les résultats d'analyse exposés dans ce chapitre un biais important au bord du volcan, mais propose entre autres un meilleur traitement des zones à faible statistique en direction du cœur de la cible. Afin de rendre la méthode d'analyse par noyau compétitive de ce point de vue, il sera vraisemblablement opportun d'utiliser un noyau adaptatif dont la largeur, pour une direction d'observation donnée, sera adaptée en fonction de la statistique disponible de façon à optimiser le compromis entre biais et variance de façon locale.

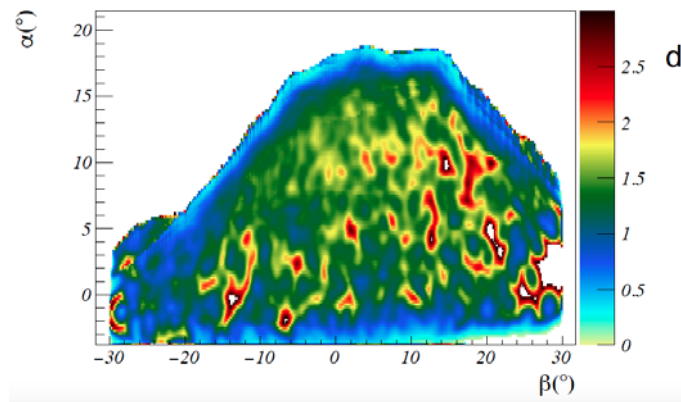


Figure 7.19 – Carte de densité du Puy de Dôme obtenue après analyse des données de la campagne de mesure de 2015 au Col-de-Ceyssat.

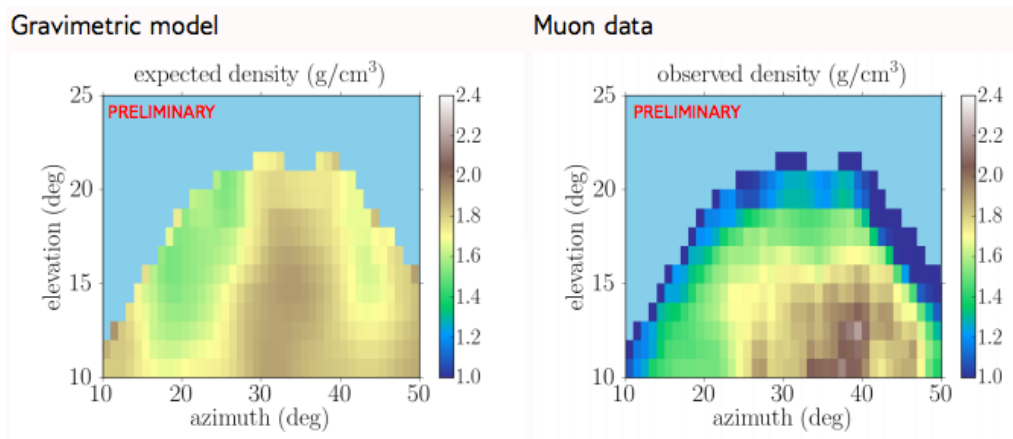


Figure 7.20 – Cartes de densité du Puy de Dôme obtenues au sein de la collaboration TOMUVOL issue de l'inversion des données de gravimétrie (gauche) et mesurée à partir des données de muographie de la campagne de 2015 (droite).

# Conclusion

La radiographie muonique, ou muographie, est une technique au développement relativement récent et offrant des perspectives d'applications dans des domaines aussi variés que la géologie, l'archéologie ou encore la sécurité. Un de principaux atouts consiste en les propriétés uniques de la radiation muonique, qui est naturellement disponible, très pénétrante et facilement détectable. Nous avons présenté dans ce manuscrit les développements effectués par la collaboration TOMUVOL dans le but d'appliquer cette technique à l'étude de volcans. Ce travail de thèse a permis de contribuer au développement de ce projet et de mettre en évidence certaines problématiques qui devront nécessairement être considérées pour le développement futur de la muographie.

Si la détection de particules chargées est un sujet bien maîtrisé par les physiciens des particules, il n'en demeure pas moins délicat à mettre en œuvre dans un contexte éloigné des conditions que proposent habituellement les laboratoires. Des contraintes sur la robustesse du détecteur, sa dépendance aux conditions environnementales, sa consommation énergétique ou encore son poids et ses dimensions réduisent considérablement les options viables pour penser sa conception. Une des limitations présentement rencontrée pour la muographie se situe alors du point de vue instrumental, avec notamment deux points importants que sont le rejet du bruit de fond atmosphérique et l'optimisation de la quantité de données pouvant être accumulée lors d'une campagne de mesure. Nous avons présenté dans ce manuscrit les travaux effectués sur l'optimisation du fonctionnement du détecteur TOMUVOL, qui ont contribué à rendre possibles et prolifiques plusieurs campagnes de mesures sur le Puy de Dôme.

En ce qui concerne l'interprétation physique des résultats, la muographie fait appel à différents modèles de physique des particules et d'astroparticule. Une fois mesuré le flux de muons atmosphériques transmis à travers la cible, il est nécessaire de disposer de modèles précis concernant le flux incident et l'interaction des muons dans la matière afin de pouvoir estimer la densité de la matière traversée avec un biais minimal. Or, les résultats disponibles dans la littérature ne sont naturellement pas spécifiquement pour répondre aux besoins particuliers de la muographie.

Afin de pouvoir mieux comprendre les phénomènes physiques décrits précédemment et leur impact sur la muographie, des simulations ont été réalisées concernant la formation du flux de muons atmosphériques et leur interaction dans une cible. Il est apparu alors que les dimensions du problème rendaient extrêmement coûteuse

en temps de calcul l'obtention d'une statistique suffisante pour obtenir des résultats suffisamment précis pour être comparés avec l'expérience. De plus, la sensibilité importante de la technique à des petites variations du flux transmis dès lors que l'on cherche à observer des zones profondes de la cible nécessite de bien maîtriser la modélisation des queues de distribution des phénomènes d'interaction avec la matière décrits dans les logiciels de simulation.

Enfin, nous avons commencé à explorer dans le dernier chapitre de ce manuscrit la problématique de l'inversion des données et de la production d'une carte de densité. Il a été proposé d'utiliser la méthode des noyaux qui permet d'estimer la distribution angulaire du flux de muons transmis. Une adaptation de cette technique en vue de répondre aux problématiques de la muographie que sont les variations brusques du flux mesuré a été proposée, consistant à introduire dans l'expression du noyau les modèles physiques de flux de muons incident et de diffusion multiple, ainsi que les erreurs expérimentales.

En conclusion, le message principal que j'ai retenu en réalisant cette thèse au sein de la collaboration TOMUVOL, et que j'espère avoir pu transmettre dans ce manuscrit, est que la muographie est une technique nouvelle mais dont les enjeux commencent à être bien compris par les scientifiques y consacrant leurs travaux. Les problématiques qui lui sont propres, telles que la réjection du bruit de fond atmosphérique ou la connaissance des modèles physiques à l'origine de la radiation muonique utilisée et décrivant son interaction avec la matière ont fait l'objet de développements, notamment au sein de la collaboration TOMUVOL, qui nous permettent aujourd'hui de savoir comment les appréhender. Ma vision du futur de cette technique est que nous sommes prêts à entrer dans une phase d'optimisation des techniques utilisées répondant aux besoins, à présent bien identifiés, d'une expérience de muographie. À titre d'exemple, la collaboration TOMUVOL développe actuellement une version améliorée du détecteur basée sur des chambres GRPC multi-gap, dans le but de mettre à profit leur meilleure résolution pour rejeter encore plus efficacement le bruit de fond atmosphérique. À plus long terme probablement, les progrès réalisés en astroparticule sur la connaissance des rayons cosmiques et des gerbes atmosphériques, où encore l'amélioration des performances des logiciels de simulation, pourront être directement répercutés sur la qualité des images réalisées en muographie. Enfin, du point de vue de la muographie appliquée à l'imagerie de volcans en particulier, il semble clair qu'il sera profitable, et des travaux dans ce sens sont actuellement entrepris au sein de la collaboration TOMUVOL, d'apprendre comment combiner les résultats obtenus avec ceux issus de techniques géophysiques de façon optimale.

# Bibliography

- [1] W. Röntgen. “On a new kind of rays”.  
In: *Nature* 53.1369 (1896), pp. 274–277. DOI: [10.1038/053274b0](https://doi.org/10.1038/053274b0).
- [2] E.P. George. “Cosmic rays measure overburden of tunnel,”  
in: *Commonwealth Engineer* (1955), pp. 455–457.
- [3] Luis W. Alvarez et al. “Search for Hidden Chambers in the Pyramids”.  
In: *Science* 167.3919 (1970), pp. 832–839. ISSN: 0036-8075.  
DOI: [10.1126/science.167.3919.832](https://doi.org/10.1126/science.167.3919.832), eprint:  
<http://science.sciencemag.org/content/167/3919/832.full.pdf>.  
URL: <http://science.sciencemag.org/content/167/3919/832>.
- [4] K Nagamine et al. “Method of probing inner-structure of geophysical substance with the horizontal cosmic-ray muons and possible application to volcanic eruption prediction”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 356.2–3 (1995), pp. 585–595. ISSN: 0168-9002.  
DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)01169-9](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(94)01169-9). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900294011699>.
- [5] G. Ambrosi et al.  
“The MU-RAY project: Volcano radiography with cosmic-ray muons”.  
In: *Nucl. Instrum. Meth.* A628 (2011), pp. 120–123.  
DOI: [10.1016/j.nima.2010.06.299](https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.06.299).
- [6] Jacques Marteau et al. “Muon tomography applied to active volcanoes”.  
In: *PoS PhotoDet2015* (2016), p. 004.  
arXiv: [1510.05292](https://arxiv.org/abs/1510.05292) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1510.05292)].
- [7] H. Tanaka et al.  
“Development of a two-fold segmented detection system for near horizontally cosmic-ray muons to probe the internal structure of a volcano”.  
In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 507.3 (2003), pp. 657–669. ISSN: 0168-9002.  
DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01372-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01372-X). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020301372X>.

- [8] Laszlo Olah et al. “Cosmic Muon Detection for Geophysical Applications”. In: *Adv. High Energy Phys.* 2013 (2013), p. 560192. DOI: [10.1155/2013/560192](https://doi.org/10.1155/2013/560192).
- [9] F. Hivert et al. “Muon tomography of rock density using Micromegas-TPC telescope”. In: *EGU General Assembly Conference Abstracts*. Vol. 16. EGU General Assembly Conference Abstracts. May 2014, p. 7358.
- [10] P Baesso et al. “A high resolution resistive plate chamber tracking system developed for cosmic ray muon tomography”. In: *Journal of Instrumentation* 8.08 (2013), P08006. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/8/i=08/a=P08006>.
- [11] L.J. Schultz et al. “Image reconstruction and material Z discrimination via cosmic ray muon radiography”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 519.3 (2004), pp. 687–694. ISSN: 0168-9002. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2003.11.035>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203028808>.
- [12] URL: <http://www.tomuvol.fr/>.
- [13] URL: <http://clervolc.univ-bpclermont.fr/>.
- [14] F. Ambrosino et al. “Joint measurement of the atmospheric muon flux through the Puy de Dôme volcano with plastic scintillators and Resistive Plate Chambers detectors”. In: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 120.11 (2015). 2015JB011969, pp. 7290–7307. ISSN: 2169-9356. DOI: [10.1002/2015JB011969](https://doi.org/10.1002/2015JB011969). URL: <http://dx.doi.org/10.1002/2015JB011969>.
- [15] A. Portal et al. “Geophysical imaging of the inner structure of a lava dome and its environment through gravimetry and magnetism”. In: *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 320 (June 2016), pp. 88–99. DOI: [10.1016/j.jvolgeores.2016.04.012](https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2016.04.012).
- [16] J. Aaltonen. “Seasonal resistivity variation in some different Swedish soils”. In: *European Journal of Environmental and Engineering Geophysics* 6 (2001), pp. 33–45.
- [17] Angelie Portal. “Geophysical study of the inner structure of a volcanic dome : the Puy de Dôme volcano and its environment”. Theses. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, Dec. 2015. URL: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01330753>.

- [18] R. Nishiyama, S. Miyamoto, and N. Naganawa.  
“Experimental study of source of background noise in muon radiography using emulsion film detectors”. In: *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems* 3.1 (2014), pp. 29–39. DOI: [10.5194/gi-3-29-2014](https://doi.org/10.5194/gi-3-29-2014). URL: <http://www.geosci-instrum-method-data-syst.net/3/29/2014/>.
- [19] Hiroyuki K. M. Tanaka, Taro Kusagaya, and Hiroshi Shinohara.  
“Radiographic visualization of magma dynamics in an erupting volcano”. In: *Nature Communications* 5 (Mar. 2014), URL: <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms4381>.
- [20] K. A. Olive et al. “Review of Particle Physics”.  
In: *Chin. Phys.* C38 (2014), p. 090001.  
DOI: [10.1088/1674-1137/38/9/090001](https://doi.org/10.1088/1674-1137/38/9/090001).
- [21] H. A. Bethe. “Molière’s Theory of Multiple Scattering”.  
In: *Phys. Rev.* 89 (6 Mar. 1953), pp. 1256–1266.  
DOI: [10.1103/PhysRev.89.1256](https://doi.org/10.1103/PhysRev.89.1256).  
URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.89.1256>.
- [22] Gerald R. Lynch and Orin I. Dahl.  
“Approximations to multiple Coulomb scattering”.  
In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 58.1 (1991), pp. 6–10.  
ISSN: 0168-583X.  
DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0168-583X\(91\)95671-Y](http://dx.doi.org/10.1016/0168-583X(91)95671-Y). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168583X9195671Y>.
- [23] S. Agostinelli et al. “Geant4—a simulation toolkit”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), pp. 250–303.  
ISSN: 0168-9002.  
DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- [24] Thomas K. Gaisser, Ralph Engel, and Elisa Resconi.  
*Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press.  
ISBN: 9780521016469. URL: <http://www.cambridge.org/de/academic/subjects/physics/cosmology-relativity-and-gravitation/cosmic-rays-and-particle-physics-2nd-edition?format=HB>.
- [25] URL: <http://physics.okstate.edu/>.
- [26] E. V. Bugaev et al.  
“Atmospheric muon flux at sea level, underground and underwater”.  
In: *Phys. Rev.* D58 (1998), p. 054001. DOI: [10.1103/PhysRevD.58.054001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.58.054001).  
arXiv: [hep-ph/9803488](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9803488) [hep-ph].
- [27] L.V. Volkova. In: *Lebedev Physical Institute Report No. 72* (1969).



- [28] Dmitry Chirkin. “Fluxes of atmospheric leptons at 600-GeV - 60-TeV”. In: (2004). arXiv: [hep-ph/0407078 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0407078).
- [29] Paul H. Barrett et al. “Interpretation of Cosmic-Ray Measurements Far Underground”. In: *Rev. Mod. Phys.* 24 (3 July 1952), pp. 133–178. DOI: [10.1103/RevModPhys.24.133](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.24.133). URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.24.133>.
- [30] D. Heck et al. “CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers”. In: (1998).
- [31] W.D. Apel et al. “The KASCADE-Grande experiment”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 620.2–3 (2010), pp. 202–216. ISSN: 0168-9002. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.147>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210007734>.
- [32] Jörg R. Hörandel. “On the knee in the energy spectrum of cosmic rays”. In: *Astroparticle Physics* 19.2 (2003), pp. 193–220. ISSN: 0927-6505. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0927-6505\(02\)00198-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0927-6505(02)00198-6). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650502001986>.
- [33] *Wikipedia*. URL: <https://en.wikipedia.org>.
- [34] F.X. Kneizys et al. “The MODTRAN 2/3 Report and LOWTRAN 7 Model”. In: *Phillips Laboratory, Hanscom AFB, MA 01731-3010 (USA)* (1996).
- [35] *GEANT4 Physics Reference Manual*. URL: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>.
- [36] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov. “Quark-gluon-string model and EAS simulation problems at ultra-high energies”. In: *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 52.3 (1997), pp. 17–28. ISSN: 0920-5632. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0920-5632\(96\)00846-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0920-5632(96)00846-8). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563296008468>.
- [37] H.C. Fesefeldt. In: *Technical Report PITHA 85-02* (1985).
- [38] J. Warren Keuffel. “Parallel Plate Counters”. In: *Review of Scientific Instruments* 20.3 (1949), pp. 202–208. DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1741489>. URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/20/3/10.1063/1.1741489>.

- [39] R. W. Pidd and Leon Madansky.  
“Some Properties of the Parallel Plate Spark Counter I”.  
In: *Phys. Rev.* 75 (8 Apr. 1949), pp. 1175–1180.  
DOI: [10.1103/PhysRev.75.1175](https://doi.org/10.1103/PhysRev.75.1175).  
URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.75.1175>.
- [40] V.V. Parkhomchuck, Yu.N. Pestov, and N.V. Petrovykh.  
“A spark counter with large area”.  
In: *Nuclear Instruments and Methods* 93.2 (1971), pp. 269–270.  
ISSN: 0029-554X.  
DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(71\)90475-7](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(71)90475-7). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X71904757>.
- [41] R. Santonico and R. Cardarelli. “Development of resistive plate counters”.  
In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 187.2–3 (1981), pp. 377–380. ISSN: 0167-5087.  
DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(81\)90363-3](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(81)90363-3). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X81903633>.
- [42] R. Cardarelli et al. “Progress in resistive plate counters”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 263.1 (1988), pp. 20–25.  
ISSN: 0168-9002.  
DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(88\)91011-X](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(88)91011-X). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890028891011X>.
- [43] J.G. Wang. “RPC performance at KLM / BELLE”.  
In: *Nucl. Instrum. Meth.* A508 (2003), pp. 133–136.  
DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01335-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01335-4).
- [44] M Morales et al. “Conductivity and charge depletion aging of resistive electrodes for high rate RPCs”.  
In: *Journal of Instrumentation* 8.01 (2013), P01022.  
URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/8/i=01/a=P01022>.
- [45] “Performance of resistive plate counters at beam flux up to 140 Hz/cm<sup>2</sup>”.  
In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 283.3 (1989), pp. 654–657. ISSN: 0168-9002.  
DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(89\)91435-6](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(89)91435-6). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900289914356>.
- [46] R. Cardarelli, A. Di Ciaccio, and R. Santonico.  
“Performance of a resistive plate chamber operating with pure CF<sub>3</sub>Br”.  
In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 333.2 (1993), pp. 399–403. ISSN: 0168-9002.

- DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)91182-M](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(93)91182-M). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029391182M>.
- [47] “The non-spark mode and high rate operation of resistive parallel plate chambers”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 337.2 (1994), pp. 370–381. ISSN: 0168-9002.  
DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)91105-3](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(94)91105-3). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900294911053>.
- [48] Christophe de la Taille.  
“HARDROC, HAdronic Rpc Detector ReadOut Chip”.  
In: *Electronics for particle physics. Proceedings, Topical Workshop, TWEPP-07, Prague, Czech Republic, September 3-7, 2007*. 2007, p. 30.  
URL: <http://indico.cern.ch/contributionDisplay.py?contribId=30&sessionId=14&confId=11994>.
- [49] Christian Lippmann. “Detector physics of resistive plate chambers”.  
PhD thesis. Johann Wolfgang Goethe-Universitat, May 2003.
- [50] J.S. Townsend. *Electricity in Gases*. Oxford University Press, 1915.
- [51] M. E. Rose and S. A. Korff.  
“An Investigation of the Properties of Proportional Counters. I”.  
In: *Phys. Rev.* 59 (11 June 1941), pp. 850–859.  
DOI: [10.1103/PhysRev.59.850](https://doi.org/10.1103/PhysRev.59.850).  
URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.59.850>.
- [52] R. Santonico and R. Cardarelli. *Electron avalanches and breakdown in gases*.  
London : Butterworths, 1964.
- [53] Werner Riegler. “Induced signals in resistive plate chambers”.  
In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 491.1–2 (2002), pp. 258–271. ISSN: 0168-9002.  
DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01169-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01169-5). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900202011695>.
- [54] S. Ramo. “Currents Induced by Electron Motion”.  
In: *Proceedings of the I.R.E.* (1939), pp. 584–585.
- [55] M. Bedjidian et al.  
“Glass resistive plate chambers for a semi-digital {HCAL}”.  
In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 623.1 (2010). 1st International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics, pp. 120–122. ISSN: 0168-9002.  
DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.02.168>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210004353>.

- [56] *The CALICE collaboration*.  
URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CALICE/WebHome>.
- [57] G. Grenier. “A hadronic calorimeter with Glass RPC as sensitive medium”.  
In: *JINST* 9 (2014), p. C09006. DOI: [10.1088/1748-0221/9/09/C09006](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/09/C09006).  
arXiv: [1406.7507](https://arxiv.org/abs/1406.7507) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1406.7507)].
- [58] G. Cowan. *Statistical data analysis*. Oxford Science Publications, 1998.
- [59] D. González-Díaz et al.  
“The effect of temperature on the rate capability of glass timing {RPCs}”.  
In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 555.1–2 (2005), pp. 72–79. ISSN: 0168-9002.  
DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2005.09.005](https://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2005.09.005). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900205018103>.
- [60] J. Kenney. *Mathematics of Statistics, part 2*. Van Nostrand, 1951.
- [61] *Linear Collider Physics List*. URL: [http://www.slac.stanford.edu/comp/physics/geant4/slac\\_physics\\_lists/ilc/ilc\\_physics\\_list.html](http://www.slac.stanford.edu/comp/physics/geant4/slac_physics_lists/ilc/ilc_physics_list.html).
- [62] V N Ivanchenko et al. “Geant4 models for simulation of multiple scattering”.  
In: *Journal of Physics: Conference Series* 219.3 (2010), p. 032045.  
URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/219/i=3/a=032045>.
- [63] J.M. Fernández-Varea et al.  
“On the theory and simulation of multiple elastic scattering of electrons”.  
In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 73.4 (1993), pp. 447–473.  
ISSN: 0168-583X.  
DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0168-583X\(93\)95827-R](https://dx.doi.org/10.1016/0168-583X(93)95827-R). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168583X9395827R>.
- [64] C. V. Fiorio. “Confidence intervals for kernel density estimation”.  
In: *Stata Journal* 4.2 (2004), 168–179(12).  
URL: <http://www.stata-journal.com/article.html?article=st0064>.
- [65] Peter Hall. “Effect of Bias Estimation on Coverage Accuracy of Bootstrap Confidence Intervals for a Probability Density”.  
In: *Ann. Statist.* 20.2 (June 1992), pp. 675–694.  
DOI: [10.1214/aos/1176348651](https://doi.org/10.1214/aos/1176348651).  
URL: [http://dx.doi.org/10.1214/aos/1176348651](https://dx.doi.org/10.1214/aos/1176348651).
- [66] E. Le Menedeu. “Density imaging of Puy de Dôme volcano with atmospheric muons in French Massif Central as a case study for volcano muography”.  
EGU 2016. 2016.

## Résumé

Les muons atmosphériques sont des particules élémentaires créées lors de l'interaction des rayons cosmiques de haute énergie avec les atomes de la haute atmosphère. Leur capacité à traverser de grandes quantités de matière et leur abondance au niveau du sol permet d'utiliser leur flux comme support à la radiographie de grands objets. Cette technique, la muographie, possède notamment comme sujet d'application possible l'étude de volcans. La collaboration TOMUVOL, au sein de laquelle cette thèse s'est déroulée, vise à mettre au point un détecteur et les techniques d'analyse permettant la réalisation d'une telle mesure avec comme sujet d'étude un volcan auvergnat : le Puy de Dôme. Ce manuscrit présente les contributions à ce travail du point de vue instrumental tout d'abord, avec la calibration et l'optimisation des performances des chambres GRPC utilisées pour la mesure. Les performances du détecteur lors des diverses campagnes de prise de données qui se sont déroulées au pied du Puy de Dôme sont également résumées. Dans une deuxième partie, l'accent est porté sur l'analyse physique des données obtenues avec, dans un premier temps, la description des travaux de simulation Monte-Carlo mis en œuvre avec le logiciel GEANT4. Puis, une technique d'estimation du flux transmis de muons atmosphériques à l'aide d'une méthode de type noyaux est présentée, et la carte de densité estimée du Puy de Dôme qui en découle est comparée aux résultats issus de techniques géophysiques.

**Mots-clés.** Muographie Volcan Muons atmosphériques GRPC GEANT4 Estimation par noyaux

## Abstract

Atmospheric muons are elementary particles originating from the interaction of high energy cosmic rays with atoms in the upper atmosphere. Their ability to travel through a large amount of matter and their abundance at ground level allows for their flux to be used as a probe for the radiography of big objects. This technique, muography, can in particular be of interest for the study of volcanoes. The Tomuvol collaboration, within which this thesis took place, aims at developing a detector and analysis techniques allowing to perform such a measurement, using a volcano from Auvergne as a case study : the Puy de Dôme. This document describes the author's contributions to this work, focusing on the instrumentation aspect first, with the calibration and optimisation of the GRPC chambers used to perform the measurement. The performances of the detector during the various campaigns of data acquisition at the base of the Puy de Dôme are also summed up. A second part is dedicated to the physical analysis of the data with, firstly, the description of the Monte-Carlo simulations that were developed using the GEANT4 software. Then, a kernel-like estimation method of the transmitted flux of atmospheric muons is described, and the density map of the Puy de Dôme thus obtained is compared to results coming from geophysical techniques.

**Keywords.** Muography Volcano Atmospheric muons GRPC GEANT4 Kernel estimation