UNIVERSITÉ LIBRE DE BRUXELLES

Reconstruction de la position du pulseur de calibration de l'Observatoire de Neutrinos Radio au Groenland (RNO-G): un premier pas vers la calibration de la position des antennes.

Marine Vilarino Fostier
Superviseurs: Simona Toscano (ULB), Uzair Latif (VUB) et Juan Antonio Aguilar Sánchez (ULB)

Faculté des Sciences
Département de Physique
Année académique: 2021-2022

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLÔME DE MASTER EN SCIENCES PHYSIQUES

Table des matières

1 L'astronomie de neutrinos **1**
- 1.1 Production de neutrinos . . . 2
  - 1.1.1 Le spectre de rayons cosmiques . . . 3
  - 1.1.2 Neutrinos astrophysiques . . . 6
  - 1.1.3 Neutrinos cosmogéniques . . . 7
- 1.2 Détection de neutrinos d'énergies TeV . . . 9
  - 1.2.1 L'observatoire de neutrinos IceCube . . . 9
- 1.3 L'exploration de l'échelle d'énergie au-delà du PeV . . . 10

2 Détection radio des neutrinos **12**
- 2.1 Interaction des neutrinos HE et UHE avec la matière . . . 13
- 2.2 L'effet Askaryan . . . 14
- 2.3 Caractéristiques de l'émission et propagation . . . 15
- 2.4 Caractéristiques de la glace . . . 16
- 2.5 Reconstruction de la direction et de l'énergie du neutrino radio . . . 17
- 2.6 Expériences pilotes . . . 19

3 L'observatoire radio de neutrinos au Groenland (RNO-G) **21**
- 3.1 RNO-G : objectifs scientifiques . . . 21
- 3.2 La Station Summit au Groenland . . . 23
- 3.3 Couverture du ciel Champ de vision de RNO-G . . . 23
- 3.4 Design des stations . . . 24
- 3.5 Déclenchement . . . 27
- 3.6 Chaîne du signal . . . 27
- 3.7 Digitalisation et système d'acquisition du signal . . . 28
  - 3.7.1 Puces LAB4D . . . 28
  - 3.7.2 Piédestal . . . 29
- 3.8 Communication . . . 30
- 3.9 Alimentation . . . 30
- 3.10 RNO-G aujourd'hui . . . 30
  - 3.10.1 Efforts de calibration . . . 31

4 Étude de données avant calibration du signal **33**
- 4.1 Visualisation du signal . . . 33
- 4.2 Vérification de l'application du piédestal . . . 36

4.2.1 Ré-arrangement des formes d'onde suivant les fenêtres physiques du *Main Storage Array* de LAB4D . . . 36
4.2.2 Le piédestal du canal 10 *run* 101 de la Station Nanoq . . . 39
4.2.3 Ajout du piédestal aux formes d'onde et étude d'anomalie . . . 39
4.2.4 Conclusions sur l'origine de l'anomalie du canal 10 Station 11 . . . 40

5 Reconstruction de la direction du vertex d'émission 41
5.1 Sélection des *runs* . . . 42
5.2 Comportement du signal . . . 44
5.3 Mesure du délai de temps . . . 45
5.3.1 La fonction de corrélation croisée . . . 45
5.3.2 Application de la fonction de corrélation croisée . . . 46
5.3.3 Résolution temporelle . . . 46
5.4 Délais de temps : méthode analytique . . . 47
5.4.1 Système de référence . . . 49
5.4.2 L'indice de réfraction du *firn* de RNO-G . . . 51
5.4.3 Calcul du temps d'arrivée . . . 52
5.4.4 Délais de temps calculés les différents canaux . . . 53
5.5 Minimisation de la position de CP2 . . . 53
5.5.1 Paysage du *pseudo chi square* . . . 55
5.5.2 Minimisation du *pseudo chi square* . . . 57

6 Étude de l'incertitude 60
6.1 Incertitude liée aux positions actuelles des antennes . . . 61
6.1.1 Étude de l'erreur sur la position actuelle des antennes . . . 61
6.1.2 Conclusion de l'erreur sur la position actuelle des antennes . . . 62
6.2 Incertitude liée à la position actuelle de CP2 . . . 66
6.2.1 Étude de l'erreur sur la position actuelle de CP2 . . . 66
6.2.2 Conclusion de l'erreur sur la position actuelle de CP2 . . . 67
6.3 Incertitude liée à l'indice de réfraction du modèle de glace . . . 67
6.3.1 Étude de l'erreur sur l'indice de réfraction du modèle de glace . . . 67
6.3.2 Conclusion de l'erreur sur l'indice de réfraction du modèle de glace . . . 69
6.4 Incertitude liée au *cable delay* . . . 70
6.4.1 Étude de l'erreur sur le *cable delay* des antennes . . . 70
6.4.2 Conclusion de l'erreur sur le *cable delay* des antennes . . . 73

7 Conclusion et perspectives 74

Table des annexes 76

Annexe A RNO-G design des stations 77

Annexe B Paramètres préliminaires de laStation 21 79

Annexe C Table de résultats 80

Annexe D Illustration d'un mécanisme d'accélération de UHECR 82

Remerciements

Je voudrais commencer par remercier mes parents, Ariane Fostier et José Manuel Vilarino pour leur soutien inestimable durant toutes les années de mon parcours universitaire. Je remercie également ma soeur et mon frère de toujours croire en moi. Vous êtes des rayons de soleil à mes yeux.

Je remercie mes promoteurs, Simona Tocano, Juan Antonio Aguilar Sanchez et Uzair Latif pour le très bel encadrement ainsi que pour leur aide à la réalisation de ce de mémoire. J'additionne ces remerciements à l'équipe de RNO-G au IIHE avec laquelle j'ai travaillé (Paramita Dasgupta, Nick van Eijndhoven, Krijn de Vries et Jethro Stoffels), de m'avoir fait découvrir un environnement et une équipe de travail idéale dans laquelle faire cette expérience fut réellement enthousiasmante.

Je suis reconnaissante du soutien de certains professeurs du corps académiques de l'Ulb, qui m'ont inspiré et soutenu, m'apportant à certains moments plus d'assurance dans mon parcours.

J'exprime ma gratitude envers mes amies Carlota Albardonedo et Aurelia Méllin qui ont également été régulièrement une grande source de force et de motivation. Je remercie mes amis et famille qui ont chacun contribué à rendre cette période plus joyeuse. Je remercie Héctor Santos, mon petit copain, pour son soutien et attentions ainsi que pour son intérêt envers mon travail. Je remercie ma grand-mère Marie-Christine Dilasser qui était si heureuse que j'étudie la physique.

Finalement je remercie Sophie Van Eck et Laurent Favart, d'avoir accepté d'être mes lecteurs.

Abstract

The Radio Neutrino Observatory - Greenland (RNO-G) currently under construction at Summit Station is a next-generation radio neutrino detector aiming at the detection of astrophysical and cosmogenic neutrinos at energies beyond the reach of IceCube (>PeV). Neutrinos are almost massless, electrically neutral, and only weakly-interacting elementary particles. Due to their small cross-section, they can travel nearly un-attenuated over cosmological distances, and provide essential information to study the extragalactic ultra high energy (UHE) universe. Moreover, neutrinos provide incontrovertible evidence for hadronic acceleration, hence can help to unveil the mystery of the origin of the highest energy cosmic ray particles. RNO-G will detect radio waves emitted when high-energy neutrinos interact with the polar ice through the Askaryan effect. The full detector will comprise 35 stations spaced along a regular grid within a distance of $\sim$1.25 km, observing nearly independent volumes of ice. In Summer 2021 the RNO-G collaboration has successfully deployed three stations and a new phase of commissioning and calibration has started. The focus of this work will be the calibration of the currently deployed instrumentation. A single RNO-G station consists of three strings of antennas (horizontally-polarized and vertivcally-polarized) at a maximum depth of 100 m and surface antennas (Log-Periodic Dipole Antennas), as well as three calibration pulsers located both deep in the ice and also at the surface, for a total of 24 channels.The waveforms are digitized using the RAdio DIgitizer and Auxiliary Neutrino Trigger (RADIANT) board. Sampling and buffering of the recorded signal is done through the LAB4D switched-capacitor array sampler, a new application-specific integrated circuit (ASIC). During this project, two main tasks were developed: firstly, a commissioning of the detector by examining the very first data from the experiment following the deployment of the stations in order to verify their operation and identify possible failures in the digitization chain; then, a reconstruction of the direction of the deep component calibration pulse of one of the stations is carried out in order to give a first estimate on the uncertainties that we have in our antenna positioning. An introduction to the field of neutrino astronomy is given in Chapter 1 to set the stage and justify the research including the state of art; details on the radio detection method are given in Chapter 2 and RNO-G is presented in Chapter 3. Chapter 4 concerns the analysis of the first signals detected by one of the three deployed stations and the observation of an anomaly in one of the channels. The reconstruction of the emission vertex of the calibration pulse is carried out in Chapter 5 via a minimization method accompanied by a study on the accuracy of the positioning results of the pulse in Chapter 6.

Résumé

L'Observatoire de Neutrinos Radio - Groenland (RNO-G) actuellement en construction à Summit Station est un détecteur de neutrinos radio de nouvelle génération visant à détecter les neutrinos astrophysiques et cosmogéniques à des énergies hors de portée d'IceCube (>PeV). Les neutrinos sont des particules élémentaires presque sans masse, électriquement neutres et qui n'interagissent que faiblement. En raison de leur faible section efficace, ils peuvent voyager presque sans atténuation sur des distances cosmologiques et fournissent des informations essentielles pour étudier l'univers extragalactique à très haute énergie (UHE). De plus, les neutrinos fournissent des preuves irréfutables de l'accélération hadronique et peuvent donc contribuer à résoudre le mystère de l'origine des particules de rayons cosmiques les plus énergétiques. RNO-G détectera les ondes radio émises lorsque des neutrinos de haute énergie interagissent avec la glace polaire, par effet Askaryan. Le détecteur complet comprendra 35 stations espacées le long d'une grille régulière à une distance de $\sim$1,25 km observant des volumes de glace presque indépendants. En été 2021, la collaboration RNO-G a déployé avec succès trois stations et une nouvelle phase de mise en service et d'étalonnage a commencé. Ce travail se concentrera sur l'étalonnage des instruments actuellement déployés. Une seule station RNO-G est constituée de trois chaînes d'antennes (à polarisation horizontale et verticale) à une profondeur maximale de 100 m et d'antennes de surface (antennes dipôles log- périodiques), ainsi que de trois pulses de calibration situés à la fois en profondeur dans la glace et en surface, pour un total de 24 canaux. Les formes d'onde sont numérisées à l'aide de la carte RAdio DIgitizer and Auxiliary Neutrino Trigger (RADIANT). L'échantillonnage et la mise en mémoire tampon du signal enregistré sont effectués par l'échantillonneur à réseau de condensateurs commutés LAB4D, un nouveau circuit intégré à application spécifique (ASIC). Au cours de ce projet, deux tâches principales ont été développées : dans un premier temps, une mise en service du détecteur en examinant les toutes premières données de l'expérience suite au déploiement des stations de façon à vérifier leur fonctionnement et d'identifier d'éventuelles défaillances dans la chaîne de numérisation ; ensuite, est réalisée une reconstruction de la direction du pulse de calibration de composante profonde de l'une des stations dans le but de donner une première estimation sur les incertitudes que nous avons dans notre positionnement d'antenne. Une introduction au domaine de l'astronomie des neutrinos est donnée au chapitre 1 pour planter le décor et justifier la recherche comprenant l'état de l'art ; des détails sur la méthode de détection radio sont donnés au chapitre 2 et RNO-G est présenté au chapitre 3. Le chapitre 4 concerne l'analyse des premiers signaux détectés par l'une des trois stations déployées et l'observation d'une anomalie dans l'un des canaux. La reconstruction du vertex d'émission du pulse de calibration est réalisée au chapitre 5 via une méthode de minimisation accompagnée d'une étude sur la précision des résultats de positionnement du pulse au chapitre 6.

Chapitre 1

L'astronomie de neutrinos

L'étude de la physique du cosmos et de ses propriétés existe depuis aussi loin que nous disposons de données historiques et a permis de mieux connaître la formation, les phénomènes et l'évolution de l'Univers. L'observation du ciel est faite à l'aide de nombreux outils spécialisés et implique divers domaines de la physique actuellement matures ou émergents. Historiquement, l'astrophysique est née lorsque les observations optiques de la lumière des étoiles commencèrent à être combinées aux techniques de spectroscopie développées au XIX ème siècle par Gustav Kirchhoff, ouvrant la porte à la connaissance des propriétés des astres en utilisant la radiation électromagnétique comme messager cosmique. En 1912 Hess découvre la radiation cosmique en mesurant l'ionisation d'une feuille d'or en fonction de l'altitude atmosphérique et conclut que ce rayonnement est d'origine extraterrestre. Dans les années 70 les neutrinos solaires sont détectés pour la première fois ce qui ouvre le champ de l'astrophysique des neutrinos. Ces découvertes élargissent considérablement les sources d'observations susceptibles d'apporter des informations sur le cosmos, depuis, les particules messagères sont au nombre de 3 : les rayons gamma (photons émis à des énergies supérieures à 511 keV), les rayons cosmiques (particules et noyaux atomiques de haute énergie accélérés par des accélérateurs cosmiques dont l'origine et la composition dépend de l'énergie) et les neutrinos. Dans le futur, les détections d'ondes gravitationnelles s'ajouteront à ces informateurs cosmiques. Additionnellement et amplifiant le potentiel de compréhension de l'Univers, l'astronomie multimessagere est introduite en 1987, lorsque la Supernova SN 1987A, détectée avec un télescope optique, émis des neutrinos observés par trois expériences de neutrinos. Nait alors l'idée selon laquelle l'observation d'une même source astrophysique via au moins deux messagers astronomiques permet d'avoir une vision plus complète des mécanismes physiques en jeu. De nombreuses détections de rayons gamma, cosmiques et neutrinos ont eu lieu depuis permettant d'établir des spectres de détection hautement énergétiques, allant jusqu'à des énergies de 10^{19} eV pour les rayons cosmiques.

Les différentes propriétés de chacune des particules messagères rendent les neutrinos les particules principales pour résoudre les mystères de leur origine et des mécanismes d'accélération les plus énergétiques de l'Univers, d'où le développement croissant de l'astronomie de neutrinos. Les neutrinos sont des particules élémentaires fermioniques, électriquement neutres et stables. Ils n'interagissent que au moyen de l'interaction faible et gravitationnelle. La force faible étant de courte portée et les neutrinos étant de masse très faible, leur section efficace d'interaction

est petite et ils n'interagissent que très rarement. Cette caractéristique assure que les neutrinos peuvent traverser des distances cosmologiques sans interagir. La neutralité électrique implique qu'ils ne sont pas sensibles aux champs magnétiques présents dans le cosmos permettant à ces particules de ne pas être déviées le long de leur trajet et avec ceci de conserver la direction de leurs sources d'origine. Ces propriétés sont différentes des autres particules messagères. Les rayons cosmiques sont des particules chargées, ils sont alors déviés lors de leur trajectoire en raison des champs magnétiques présents dans le cosmos ; les photons de hautes énergies quant à eux ont tendance à interagir avec les photons de plus faible énergie provenant du fond lumineux extragalactique et du fond cosmique de micro-ondes, par conséquent, l'astronomie des rayons gamma est limitée aux sources au sein de notre galaxie et aux énergies inférieures au TeV. Ainsi, l'observation des neutrinos permet d'obtenir des connaissances du cosmos là où la lumière et les rayons cosmiques sont incapables d'apporter des informations utiles.

Sous le seuil de 100 TeV (10^{14} eV), le flux de neutrinos arrivant sur Terre est principalement causé par l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère. Au-delà de ces énergies, du PeV (10^{15} eV) à quelques centaines de EeV (10^{18} eV), un flux de neutrinos de haute énergie arrivant sur Terre est d'origine cosmique et la détection de ce flux devrait apporter des éléments utiles à la compréhension des sources de haute énergie de l'Univers ainsi que des tests de physique des particules à des énergies non atteignables sur Terre. Motivés par le souhait d'accroître les connaissances de l'Univers de haute énergie, l'astronomie de neutrinos est consacrée à ce flux extraterrestre de neutrinos de hautes énergies (HE) et très hautes énergies (UHE) dont la détection fut initiée par l'expérience IceCube avec la détection d'un flux diffus de neutrinos astronomiques d'énergie $\sim$ 1 PeV [2, 3], les neutrinos les plus énergétiques jamais mesuré. Des expériences additionnelles (voir Section 2.6) ont permis par ailleurs d'obtenir des limites sur le spectre de neutrinos qui semble décroître fortement avec l'énergie [57, 63]. De grands efforts sont déployés à la détection de ces neutrinos, cependant, leur faible interaction et le flux décroissant rendent les expériences compliquées, impliquant des grands volumes de détection et des méthodes exploitant des mécanismes spécifiques d'interaction de ces particules. Bien que les découvertes ont permis d'apporter des éléments au puzzle de l'astronomie de neutrinos, que les modèles semblent indiquer une origine extragalactique, une grande partie du spectre reste inobservée et les sources du flux sont à ce jour inconnues. La détection de la continuité du spectre, l'identification des sources et la compréhension de ces dernières sont les objectifs principaux de l'astronomie de neutrinos.

1.1 Production de neutrinos

Le rang d'énergie de neutrinos de l'astronomie de neutrinos (HE et UHE) s'étend du TeV (10^{12} eV) au ZeV (10^{21} eV). Dans ce rang d'énergie, deux populations de neutrinos sont attendues en astrophysique d'après les modèles : le flux de neutrinos astrophysiques (mesuré par IceCube) et les neutrinos cosmogéniques (jamais mesurés). Les neutrinos astrophysiques pourraient être créés directement au sein des sources de rayons cosmiques de ultra haute énergie (UHECRs), ou très proche de celles-ci et présentent des énergies plus basses que les neutrinos cosmogéniques.

La Figure (1.1) illustre la répartition de ces rangs d'énergie pour une meilleure visualisation. Les neutrinos cosmogéniques (>100 PeV) serraient le produit des interactions des UHECRs avec des champs de photons tel que le fond lumineux extra-galactique, le fond infrarouge ou le fond micro-onde cosmique (CMB) [17]. D'après les théories concernant l'origine des neutrinos extraterrestres, il existe donc un lien direct entre leur production et les sources d'accélérateurs de rayons cosmiques de très hautes énergies dans l'Univers.

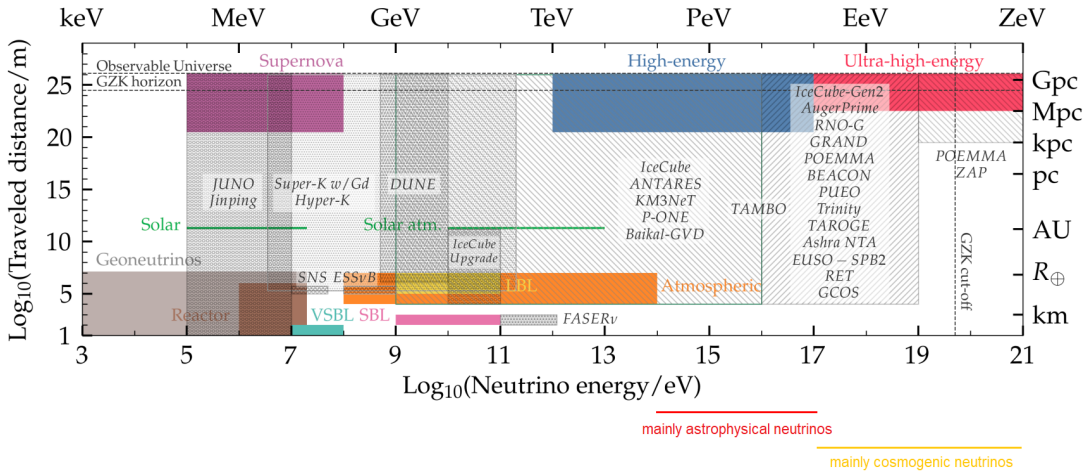


FIGURE 1.1 : Origine des neutrinos en fonction de leur énergie. Au-delà de 100 TeV l'origine est extraterrestre. D'après les modèles, les neutrinos HE et UHE sont d'origine astrophysique ou cosmogénique, leur flux varie suivant l'énergie. Au-delà de quelques PeV aucun neutrino n'a encore été détecté, RNO-G a pour cible la détection de neutrinos d'énergie de quelques PeV à quelques EeV. Inspiré de [5].

1.1.1 Le spectre de rayons cosmiques

Le rayonnement cosmique (CR) est un flux de particules et de noyaux atomiques de haute énergie provenant de l'espace. Ces particules peuvent être créées dans notre galaxie ou à l'extérieur de celle-ci suivant leurs énergies et les limites posées sur la capacité d'accélération maximale des objets astronomiques de la Voie Lactée. Les CRs se propagent dans le milieu interstellaire et parviennent à la Terre où ils peuvent être détectés. La Figure (1.2) représente le spectre de rayons cosmiques (CRs) arrivant sur Terre mesurée par différentes expériences. Dans cette figure le flux de CRs est une fonction du nombre de particules par énergie par noyau (la mesure est liée à l'énergie totale de la particule). Les CRs d'énergies supérieure à 10^{18} eV (10^8 GeV) sont les rayons cosmiques de très haute énergie (UHECRs). Aucun type de source galactique semble pouvoir expliquer la production de particules aux énergies $\gtrsim 10^{19}$ eV. De ce fait, l'origine des UHECRs est supposée extragalactique. Après un siècle depuis la découverte des rayons cosmiques et bien que des CRs d'énergies allant jusqu'à 10^{19} eV aient étés observées, l'origine des UHECRs reste inconnue ainsi que nombre de propriétés relatives à la forme du flux spectral,

leur composition et les mécanismes pouvant accélérer des particules à de telles énergies.

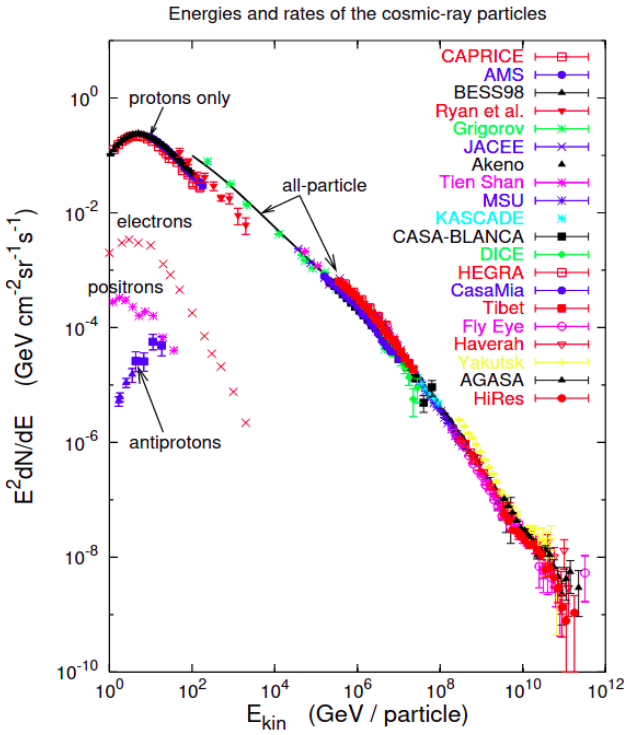


FIGURE 1.2 : Flux de rayons cosmiques parvenant à la Terre d'énergies allant de $\sim$ 1 GeV jusqu'au *cutoff* de $\sim 10^{11}$ GeV mesuré par diverses expériences. Issu de [53]

Malgré l'incertitude concernant les sources, des candidats d'accélérateurs de UHECRs existent. Jusqu'aux énergies $\sim 10^{15} - 10^{16}$ eV, l'énergie des rayons cosmiques (et donc leur origine) peut s'expliquer par le modèle d'accélération de choc diffusif (environ 10 % de l'énergie émise par l'explosion d'une supernova galactique peut fournir la puissance nécessaire pour un flux de tels CRs). Sous ses énergies les supernovaes sont donc candidates pour expliquer l'origine de ces rayons cosmiques, ainsi que les étoiles à neutrons ou les microquasars. Au-delà, c'est-à-dire aux énergies UHECRs, les mécanismes d'accélération de diffusion non linéaire ou des champs magnétiques extrêmement grands pourraient expliquer la production de particules aussi hautement énergétiques (voir Annexe D pour l'illustration d'un mécanisme d'accélération UHECR). Le critère que doit satisfaire le mécanisme d'accélération extragalactique est de pouvoir fournir assez d'énergie pour atteindre les plus hautes énergies observées et que la population accélérée ait un spectre d'énergie d'injection qui correspond au spectre de UHECRs observé après propagation. Des candidats d'accélérateurs de rayons cosmiques qui semblent satisfaire ces critères sont : les trous noirs, les étoiles à neutrons [68], les galaxies à noyau actif (AGN) [63] ainsi que les sursauts gamma (GRB) [68].

Lorsque les UHECRs sont accélérés au sein de sources, ceux-ci diffusent sur la matière de l'accélérateur ou sur celle de son environnement ; de plus, les UHECRs peuvent interagir par la suite

avec les champs photoniques du milieu lors de leur propagation. L'interaction avec la matière environnante de l'accélérateur ainsi qu'avec les photons de l'espace donne lieu principalement à la production de pions menant à la formation des deux autres particules messagères selon un processus en chaîne :

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu_\mu} \rightarrow e^- + \bar{\nu_e} + \nu_\mu + \bar{\nu_\mu}$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu_\mu} + \nu_\mu$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\,\gamma$$

La Figure (1.3) compare les mesures faites par trois détecteurs spécialisés en les trois différentes particules messagères de l'Univers. L'on y voit le flux de neutrinos mesuré par IceCube, les flux de rayons gamma mesurés par Fermi et les flux de rayons cosmiques mesuré par Auger [8]. Le comportement du spectre de ces trois flux est très similaire et appuie la théorie unifiant l'origine de ces trois particules aux énergies illustrées sur la figure. Ainsi, les neutrinos de haute énergie sont d'intérêt pour une étude plus approfondie du flux diffus de neutrinos, mais leur provenance de sources astrophysiques fournit également des preuves claires de l'accélération des rayons cosmiques dans ces sources ; de ce fait, une détection optimisée de ces neutrinos permettrait de révéler des mystères encore non élucidés concernant les rayons cosmiques et leurs origines.

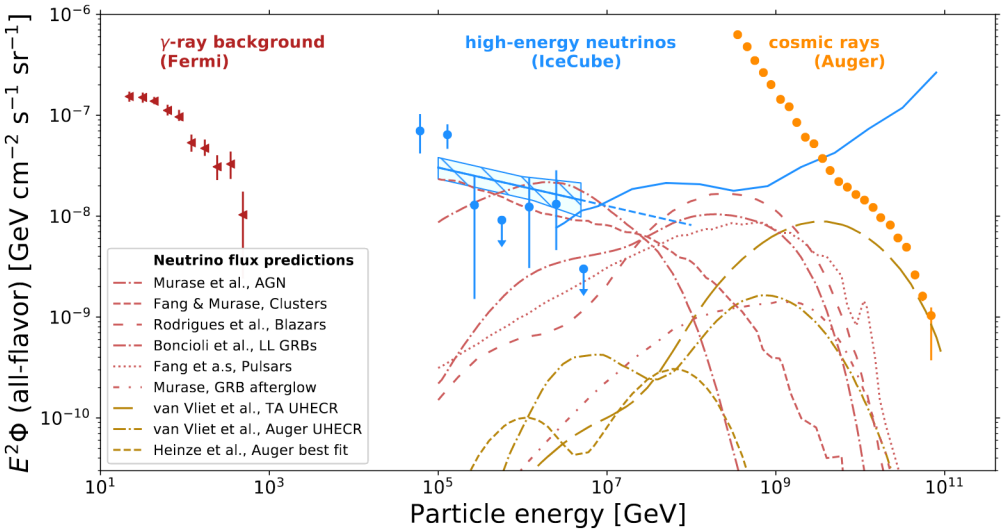


FIGURE 1.3 : Vision multimessagere des particules extraterrestres de haute énergie. Y figurent les mesures de rayons gamma de quelques dizaines à quelques centaines de eV observées par Fermi, les neutrinos astrophysiques mesurés par IceCube et les rayons cosmiques de très haute énergie détectés par Auger. L'on y voit également des simulations du spectre de neutrinos HE et UHE suivant des théories où on les considère comme étant astrophysiques (en lignes rouges) ou cosmogéniques (en jaune foncé). Extrait de [8].

1.1.2 Neutrinos astrophysiques

Le flux de neutrinos de haute énergie s'étend sur un rang allant du TeV à quelques 100 PeV présente, à partir des énergies au-delà du PeV, une composante dominante en les neutrinos astrophysiques. La détection de ces derniers est un domaine récent de la physique expérimentale des particules puisque IceCube a mesuré pour la première fois le spectre de neutrinos au dessus de 1 PeV [2, 3] il y a moins d'une décennie et qu'il s'agit du flux de neutrinos le plus énergétique mesuré jusqu'à aujourd'hui [21] (voir Section 1.2.1).

Les neutrinos astrophysiques sont ceux se produisant avec la matière environnante des accélérateurs des rayons cosmiques [3]. Malgré la découverte de IceCube la source d'origine de ces neutrinos reste inconnue à ce jour étant donné qu'il s'agit de la détection d'un flux diffus et qu'il n'y a pas d'indices d'accumulation de neutrinos dans le ciel. De nombreux modèles sur les neutrinos astrophysiques tentent de prédire leur flux, certains sont observables à la Figure (1.3) où sont représentées des simulations du spectre astrophysique suivant les études de plusieurs collaborations. Divers candidats sont proposés pour ce type de neutrinos. Suivant le candidat et le mécanisme de production de neutrinos mis en jeu, l'on s'attend à observer un diffus ou transitoire de neutrinos astrophysiques. Parmi les candidats induisant un flux diffus, c'est-à-dire qui pourraient expliquer le flux de neutrinos observé, figurent [8] les galaxies à noyau actif (AGN) [56], les sursauts gamma (GRB) [19], les pulsars, les amas de galaxie [45], les quasar radio à spectre plat (FSRQs) [61] et les blazars. L'émission de neutrinos en coïncidence temporelle et spatiale avec un événement explosif est quant à elle envisagée par des phénomènes transitoires astrophysiques tels que des perturbations par effet de marée [71] des fusions d'étoiles à neutrons binaires [44] ou des jets de blazar (tel que pour TXS 0506+056 [52] qui est le seul indice de source ponctuelle de neutrinos).

Le rang de haute énergie des neutrinos HE rend ces particules intéressantes pour la physique des particules et fondamentale. À ce jour, les particules les plus énergétiques produites sur Terre sont celles accélérées ou créées au sein des accélérateurs de particules. Les énergies les plus élevées jamais atteintes sont le rang du TeV par le LHC ou le Tevatron et en prévision d'être atteintes avec les futurs collisionneurs sont de quelques centaines de TeV avec FCC-ee ou CLIC-380 [14]. De ce fait les neutrinos astrophysiques pourraient apporter des éléments sur la physique de haute énergie tels qu'une meilleure compréhension concernant l'oscillation des neutrinos [20], leur stabilité [16] ou le comportement de leur section efficace [27]. Dans le domaine de la physique fondamentale ils pourraient informer sur des interactions secrètes avec des *backgrounds* cosmiques [55] ou aider à identifier un candidat de matière noire [46]. En effet, des modèles prédisent que la matière noire se désintègre ou s'auto-annihile en neutrinos et les neutrinos cosmiques sont utilisés pour sonder la nature de la matière noire. La recherche du spectre d'énergie caractéristique des neutrinos prédits a donné lieu à de grandes contraintes sur la matière noire dans la Voie Lactée et les galaxies voisines. De plus, aux échelles supérieures au TeV , les symétries du Modèle Standard peuvent se rompre ou de nouvelles apparaître, impliquant des effets sur plusieurs observables de neutrinos ; la détection de neutrinos HE pourrait alors servir à obtenir des contraintes sur les symétries de la théorie à de telles énergies [41].

1.1.3 Neutrinos cosmogéniques

La physique des neutrinos UHE est un domaine encore non expérimenté car ceux-ci n'ont encore jamais été observés. Cependant, ce domaine s'annonce prometteur tant il présente de nombreux intérêts. L'on estime qu'aux énergies UHE (>100 PeV) le flux de neutrinos cosmogéniques serait dominant par rapport au flux astrophysique [37]. Suivant certains modèles, les neutrinos cosmogéniques pourraient atteindre des énergies de 50 EeV [59], la Figure (1.3) illustre également plusieurs prédictions de flux de neutrinos cosmogéniques.

Il un lien direct entre les neutrinos cosmogéniques aux rayons cosmiques les plus énergétiques de l'univers. Au milieu des années 60, Greisen, Zatsepin et Kuzmin [51] [72] ont réalisé le fait que les protons des CRs de 10^{19} eV peuvent interagir avec les photons du fond diffus cosmologique (CMB) [31] via la résonance Δ, causant une coupure dans le spectre de CRs, connue dans la littérature comme le *cutoff* GZK. En 1968, Berezinsky et Zatsepin [17], établissent que la désintégration en neutrinos des pions ainsi produits devrait induire un flux très faible de neutrinos d'énergie $\sim$ PeV, dits neutrinos GZK. En raison de la dépendance du mécanisme GZK en plusieurs paramètres astrophysiques, l'on s'attend à obtenir des informations concernant les UHECR et leurs sources en analysant ce flux de neutrinos GZK.

Le spectre de rayons cosmiques mesuré (Figure (1.2)) illustre une chute du flux de rayons cosmiques aux énergies $\sim 10^{10}$ GeV que l'on nomme le *ankle*. Les rayons cosmiques au-delà de la cheville auraient une origine extragalactique. Au-dessus de 10^{20} eV aucun rayon cosmique n'a été mesuré. D'une part, ceci pourrait être lié au fait qu'il y aurait une limite dans la puissance d'accélération des rayons cosmiques au sein de l'univers ; c'est-à-dire, qu'il n'existerait pas de sources pouvant accélérer les rayons cosmiques au-delà de certaines énergies et cela expliquerait leur disparition au niveau du *ankle*. D'autre part, cette chute pourrait confirmer l'interaction des UHECRs dans le cosmos avec le CMB impliquant par là la disparition du flux au niveau de la Terre : la résonance dans la section efficace d'interaction des CRs et du CMB à cette énergie de CRs induit un libre parcours moyen de quelques dizaines de Mpc pour les UHECRs. À cette distance de la Terre, aucune source de CR n'a été observée induisant par là, une prédiction de chute dans le spectre de rayons cosmiques à ces énergies. La détection de neutrinos cosmogéniques pourrait alors appuyer l'une ou l'autre hypothèse expliquant la chute des RC. En effet, si des neutrinos cosmogéniques sont détectés, ils pourraient être des neutrinos issus du mécanisme GZK, résidus de l'interaction des UHECR avec le CMB. Dans ce cas, cela expliquerait la chute du flux de CR en forme de *ankle* et aucune limite apparente sur la limite en puissance d'accélération des sources de CR ne pourrait être appliquée. À l'inverse, la non-détection de tels neutrinos pourrait indiquer une limite sur les sources UHECR.

L'interprétation de la fin du spectre de CRs dépend de la composition à ces énergies. Aux petites énergies (< 100 MeV), les rayons cosmiques sont principalement d'origine solaire et leur composition est connue : il s'agit principalement de protons (hydrogène ionisé) ainsi que de noyaux d'hélium en moindre mesure [18]. Aux énergies plus élevées, la composante solaire du flux de neutrinos devient négligeable et leur origine vient principalement d'autres sources galactiques. À partir du GeV, la composition des rayons cosmiques telle que mesurée par des expériences

directes, est très similaire aux abondances des éléments dans le système solaire et varie en proportion suivant l'énergie (le premier genou possède un maximum dans les composants protons et hélium alors que le deuxième détient un maximum pour la composante ferrique [30]). De façon générale, aux énergies inférieures à $\sim 10^{15}$ eV, il s'agit principalement de protons, de noyaux d'hélium, de carbone, d'oxygène, de fer et d'électrons. À partir d'une énergie située dans les rangs des UHECRs (PeV - EeV), un changement de composition est attendu en raison du changement d'origine des CRs (galactique à extragalactique). La localisation précise du point de transition ainsi que la composition des CRs au-delà de cette transition sont à ce jour inconnues.

La composition de ces UHECR pourrait être évaluée en s'appuyant sur les futures observations relatives aux neutrinos cosmogéniques. Aujourd'hui deux expériences ont effectué des prédictions sur la composition à partir des mesures de rayons cosmiques : Telescope Array (TA) obtient une composante protonique dominante pour les UHECRs [47] alors que l'Observatoire Pierre Auger (Auger) [69] [11] prédit que la composition devrait être plus lourde (fer). Ce ne sont en fait que des exemples de la gamme complète des modèles possibles admis par les contraintes [70]. Malgré les résultats différents de prédictions faites par le TA et Auger, les mesures de composition des deux expériences sont compatibles dans les incertitudes systématiques [29]. En fait, la composition massique des rayons cosmiques aux énergies supérieures au seuil de la production photo-pion, détermine fortement le flux de neutrinos cosmogéniques en raison des mécanismes de perte d'énergies variables et de l'énergie de production limitée. Ainsi, un flux de neutrinos bien mesuré et compris permettrait d'appliquer de fortes contraintes sur les modèles qui prédisent des rayons cosmiques à ultra-haute énergie d'une composition plus légère (riche en protons) ou d'une composition plus lourde de rayons cosmiques, permettant par là de se rapprocher de la connaissance de la véritable composition des UHECR.

Finalement, avec des énergies s'élevant au-delà du PeV, c'est-à-dire, s'étendant bien au-dessus des énergies estimées atteignables sur Terre, les neutrinos cosmogéniques sont des particules présentant un aspect très intéressant pour la physique fondamentale car leur détection pourraient permettre de sonder les propriétés des neutrinos, leurs interactions ainsi que les symétries fondamentales de la nature aux plus hautes énergies [54]. En effet, les neutrinos UHE seraient, tout comme les neutrinos HE, utiles pour l'application de limites sur les symétries du Modèle Standard aux échelles supérieures au TeV. De plus, des neutrinos de l'ordre du ZeV offrent la possibilité de sonder les Grandes Théories Unifiées. À ces échelles, BSM pourrait également être testée au moyen du mélange de saveurs de neutrinos UHE par la comparaison des observations aux rapports de saveurs prévus. Les futures mesures de section efficace neutrino-nucléon dans la gamme EeV sonderaient les modifications établies par *Beyond the Standard Model* (BSM) de la section efficace à des énergies du centre de masse de 100 TeV et testeraient la structure des nucléons plus profondément que les collisionneurs [41]. Finalement, ces neutrinos pourraient contribuer à la compréhension et à l'identification de matière noire car ils sont candidats à être le produit de désintégration de matière noire lourde.

1.2 Détection de neutrinos d'énergies TeV

La section efficace neutrino-nucléon croît avec l'énergie. Dans la gamme TeV–PeV (HE), la Terre est opaque aux neutrinos [68]. Ainsi, les neutrinos HE peuvent être détectés avec des techniques de détection optique dans le milieu diélectrique. Les détecteurs sont introduits dans l'eau ou la glace et mesurent les photons émis par effet Cherenkov : les neutrinos interagissent avec le milieu et génèrent une cascade de particules qui émet de la lumière optique. De façon à disposer d'une sensibilité de détection aux neutrinos HE, les volumes de ces détecteurs sont de l'ordre km^3.

1.2.1 L'observatoire de neutrinos IceCube

Parmi les détecteurs HE se trouve IceCube, un détecteur Cherenkov de 1 km^3 situé en Antarctique. Ce détecteur sensible aux neutrinos cosmiques de hautes énergies (de 100 GeV à quelques PeV) est composé d'un réseau 3D de 5160 détecteurs optiques (DOMs) disposés dans la glace le long de 86 câbles. Les DOM se trouvent à une profondeur de 1450-2450 m. IceCube collecte l'énergie des photons Cherenkov au moyen des photomultiplicateurs. De la lumière collectée, de la taille du détecteur et de la temporalité ; IceCube reconstruit l'énergie, la saveur et la direction des neutrinos TeV-PeV.

IceCube a mesuré pour la première fois des neutrinos de haute énergie en 2013 avec la détection de deux neutrinos d'énergie $\sim$ 1 PeV [2, 3]. D'autres neutrinos encore plus énergétiques ont été découverts depuis [4, 3]. En 2018, IceCube a annoncé avoir identifié un neutrino HE et a reconstruit sa direction d'origine comme étant coïncidente avec le blazar TXS 0506+056 ; ce dernier étant considéré actif par d'autres expériences qui ont détecté des rayons gamma en sa provenance. C'est la première identification d'une source astrophysique de neutrinos HE permettant de l'identifier comme une source de UHECRs ; c'est également une preuve de l'efficacité de l'astronomie multimessagere. Parmi le flux diffus de neutrinos mesuré, les directions d'arrivée semblent indiquer une distribution isotrope [41]. Avec des énergies dans la gamme du PeV, le flux est supposé majoritairement d'origine extragalactique cependant les sources restent inconnues. Les études ont démontré que les neutrinos des blazars ne peuvent expliquer la majeure partie du spectre diffus [38].

Le flux de neutrinos mesuré par IceCube d'énergies au-dessus du PeV correspond aux énergies de neutrinos les plus hautes ayant été détectées jusqu'ici. Cependant au-dessus du flux mesuré, la sensibilité de IceCube devient trop petite pour détecter un flux significatif en raison de sa taille limitée qui interdit l'observation du spectre de neutrinos en forte diminution. La diversité de modèles concernant les neutrinos astrophysiques est déjà large et prometteuse mais nous nous attendons à ce que davantages de modèles soient disponibles à mesure que les détecteurs avec les sensibilités adaptées soient disponibles. Il reste à explorer si le flux diffus de neutrinos observé est correspond neutrinos astrophysiques ou s'il serait la "queue" de basse énergie des neutrinos cosmogéniques. Au cours des prochaines années, de nouveaux détecteurs permettront de mesurer des énergies de neutrinos au-dessus de la limite de IceCube (voir Section 1.3) permettant de

révéler les sources tout en étendant l'observation du flux de neutrinos de hautes d'énergies.

À court terme, il est prévu que la couverture du ciel devienne plus large dans ce rang d'énergie : IceCube continuera d'observer le ciel du Nord, tandis que de nouveaux détecteurs ouvriront le ciel des neutrinos TeV-PeV du Sud [41].

1.3 L'exploration de l'échelle d'énergie au-delà du PeV

Aux environs et au-delà du PeV (de la limite de IceCube), le flux de neutrinos est extrêmement faible [57, 63]. La longueur d'interaction des neutrinos UHE (> 100 PeV) est très courte [25] impliquant que les détecteurs doivent être sensibles aux neutrinos interagissant dans l'atmosphère ou aux neutrinos interagissant dans la roche, la glace et l'eau dans des volumes de détection très grands. Bien qu'aucune mesure de neutrinos dans ce rang d'énergie n'ait été effectuée ; des limites sur le flux de neutrinos UHE ont pu être établies [41] ; dans le futur de telles expériences permettront de mesurer le spectre de haute énergie du flux astrophysique observé par IceCube. Deux catégories de détection de neutrinos UHE existent : la détection de gerbes atmosphériques de neutrinos UHE tauiques υ_τ et la détection de neutrinos dans l'eau ou la glace.

Dans les méthodes de détection de ν_τ UHE via les gerbes atmosphériques figurent des expériences telles que Telescope Array et Auger initialement désignées pour la détection de UHECRs mais capables également de détecter ces neutrinos en mesurant les particules des gerbes atmosphériques. Des méthodes de détection radio de gerbes atmosphériques et d'imagerie de gerbes atmosphériques [41] sont également appliquées et en développement.

Dans la seconde catégorie, la méthode standard de détection optique de neutrinos par effet Cherenkov dans l'eau ou la glace peut être utilisée [39]. L'expérience IceCube-Gen2 [39] optique de nouvelle génération utilisant l'effet Cherenkov dans la glace aura dans le futur une sensibilité accrue aux neutrinos dans la gamme du PeV. Pour ce faire elle inclura à l'expérience IceCube un réseau optique dans la glace de plus grandes échelles consistant en l'ajout de *strings* avec des DOMs pouvant collecter d'avantages de photons que ceux de l'expérience actuelle de IceCube. Combiné à un équipement amélioré, le volume effectif de l'expérience optique de IceCube-Gen2 sera de ~ 8 km^3. Cependant, le faible flux de neutrinos d'énergies élevées, l'objectif d'une amélioration dans la statistique des résultats et l'ambition de la détection de neutrinos UHE mènent au souhait d'accroître considérablement le volume de détection des observatoires de neutrinos. Dans ce cadre, la méthode de détection radio (voir Section 2) dans la glace ainsi que la détection radio depuis la haute atmosphère ou de l'espace semblent plus adaptées étant donné que l'atténuation du signal radio est de l'ordre kilométrique tandis que celle du signal optique est de ~ 100 m. De cette façon l'expérience IceCube-Gen2 comprendra également une composante radio avec un réseau de douches à air de surface et un réseau de détecteurs radio étendus pour un volume effectif de 500 km^2 de détection de neutrinos UHE. D'autres observatoires radio visant ce rang d'énergie sont en cours de développement (voir Section 2.6). Celles-ci permettront d'élargir la couverture du ciel mais serviront également d'expériences concrètes sur laquelle IceCube-Gen2

pourra s'appuyer lors de sa conception et mise en service. C'est le cas de l'observatoire de neutrinos radio au Groenland (RNO-G) qui est l'objectif de ce travail et dont nous discuterons au Chapitre 3.

Chapitre 2

Détection radio des neutrinos

Dans des milieux denses comme la glace, l'interaction de neutrinos d'énergies HE et UHE génère des gerbes électromagnétiques qui émettent un rayonnement Askaryen cohérent à l'angle Cherenkov aux fréquences radios. Ce rayonnement est conséquent à l'anisotropie de charge apparaissant dans la cascade lors de sa propagation dans le milieu.

L'émission askaryenne peut être utilisée pour détecter le passage d'un neutrino aux environs d'un détecteur d'ondes radio. La longueur d'atténuation dans la glace aux fréquences radio permet au signal de se propager sur des distances d'un kilomètre. L'installation de plusieurs détecteurs radios dans le milieu de propagation espacés de l'échelle kilométrique permet de recouvrir de grandes surfaces de détection à moindre effort. Un choix adapté de l'emplacement des antennes dans la glace, tenant compte de la longueur d'atténuation, de l'indice de réfraction non-uniforme dans le névé et du champ de vision du ciel réduit des neutrinos HE et UHE, permet d'optimiser le volume de détection.

Un détecteur radio peut mesurer des neutrinos à des énergies $\gtrsim$ 10 PeV avec quoi il devra être capable de mesurer la suite du flux de IceCube apportant de nouvelles informations sur la forme du flux de neutrinos, ceci sera utile pour apporter des éléments sur la contribution des sources et l'identification de celles-ci.

Aujourd'hui, aucun neutrino n'a été détecté par la méthode radio. Cependant, diverses expériences ont montré la faisabilité de cette méthode de détection et son potentiel ; ces expériences ont testé la technique radio et son exploitation dans des conditions polaires difficiles. RICE, ARA, ARIANNA et ANITA sont les grandes expériences passées et actuelles dans ce domaine. Les connaissances acquises avec ces expériences alimenteront par la suite la conception des futures expériences de détection UHE radio.

2.1 Interaction des neutrinos HE et UHE avec la matière

L'interaction d'un neutrino est médiée par la force faible parmi les forces du Modèle Standard, ils ne subissent que deux types d'interaction : à courant neutre (CN) et à courant chargé (CC), avec pour médiateurs les bosons Z et W respectivement. Toutes les saveurs de neutrinos et anti-neutrinos sont sensibles à ces deux interactions.

Lorsqu'un neutrino HE et UHE de n'importe quelle saveur interagit avec la glace, une cascade hadronique de particules secondaires est produite accompagnée d'une gerbe électromagnétique produite par les particules secondaires [26]. Aux énergies au-delà du GeV les neutrinos commencent à voir et à interagir directement avec les quarks des hadrons lors des diffusions. Les diffusions profondément inélastiques apparaissent aux énergies de neutrinos $\geq$ 1 GeV, s'accompagnant alors de gerbes hadroniques engendrées par la composante quark du produit de l'interaction. Au-delà de ce rang d'énergie, la section efficace de diffusion profondément inélastique d'un neutrino avec un nucléon lors de diffusions CC et NC est

$$\sigma_{CC}(\nu N) = 2.69 \times 10^{-36} cm^2 (\frac{E_\nu}{1GeV})^{0.402}$$

$$\sigma_{NC}(\nu N) = 1.06 \times 10^{-36} cm^2 (\frac{E_\nu}{1GeV})^{0.408}$$

Dans le cadre de l'interaction du neutrino avec les partons des nucléons de la matière, lorsque celle-ci est à courant neutre le neutrino HE produit un neutrino (de même saveur) et une cascade partonique. En courant chargé, le produit est un lepton (de même saveur que le neutrino incident) et une gerbe hadronique.

Les particules secondaires de l'interaction (électrons, muons et taus) subissent également des pertes d'énergie catastrophique ou se désintègrent pouvant générer alors de nouvelles cascades électromagnétiques [48]. Les cascades électromagnétiques sont généralement engendrées par une désintégration de photon en pair d'electron/positron et par le phénomène de bremsstrahlung où un lepton interagit avec le champ électrique d'un noyau du milieu provoquant l'émission de rayonnement de freinage.

Si les neutrinos ne subissent que deux types d'interactions, leur signature dans le détecteur peut quant à elle présenter des variations. Suivant la saveur et le médiateur de l'interaction (neutre ou chargé), le fruit de la réaction pourra comporter une gerbe hadronique, une gerbe électromagnétique, un neutrino ou un lepton stable.

2.2 L'effet Askaryan

L'effet Askaryan fut postulé en 1962 par le physicien Gurgen Askaryan lorsqu'il annonça que l'émission radio cohérente de gerbes (produites par des accélérateurs de particules de haute énergie ou par des rayons cosmiques) de particules se propageant dans des blocs de matière dense (telles les couches souterraines de la Terre et de la Lune) pouvait être enregistrée et utilisée. Ce phénomène fut confirmé expérimentalement en 2000 et a été exploité lors d'expériences d'accélérateurs dans le sable de silice [65], du gros sel [50], de la glace [43], ainsi que dans l'atmosphère terrestre avec des gerbes atmosphériques lors de mécanismes d'émission secondaires [36].

L'effet Askaryan [12] est un phénomène ayant lieu lorsqu'une particule énergétique se déplace dans un milieu dense diélectrique, c'est-à-dire pouvant être polarisé électriquement (tel que le sel, la glace ou le régolithe), à une vitesse supérieure à la vitesse de phase de la lumière (la vitesse de propagation du front d'onde dans un milieu). La particule produit une gerbe (hadronique et électromagnétique [26]) de particules secondaires qui, lors de sa propagation dans le milieu diélectrique, génère un excès d'électrons (formé en raison des électrons du milieu par diffusion Compton où des photons, tels que de Bremsstrahlung, de la gerbe peuvent entraîner des électrons atomiques dans la gerbe ; à de moindres énergies, s'ajoute la contribution de l'annihilation de positrons de la gerbe avec des électrons du milieu). Le ratio positron-électrons dépend du nombre atomique Z du milieu et de l'énergie (moyenne) des particules de la gerbe [12]. Une charge nette négative par rapport au milieu apparaît sur le front de la gerbe. Cette charge nette se propageant dans le dit milieu à ladite vitesse engendre un rayonnement cohérent de fréquence $\leq$ GHz.

Lorsque la charge nette mobile non compensée dans une gerbe se déplace à une vitesse plus grande que la vitesse de phase de la lumière dans le milieu, la particule va plus vite que les surfaces d'ondes qu'elle émet et celles-ci se retrouvent derrière la particule. Les surfaces d'ondes sont toutes incluses dans un cône dont le sommet est la particule en mouvement, ce phénomène de rayonnement est l'effet Cherenkov. La radiation est émise plus fortement à l'angle Cherenkov θ. Celui-ci est donné par $cos(\theta) = \frac{1}{\beta n}$ où n est l'indice de réfraction du milieu et $= \frac{v}{c}$ est la vitesse réduite de la particule relativiste. Pour des particules de très haute énergie, on a $\beta = 1$. La puissance rayonnée est proportionnelle à l'énergie de la cascade.

Lorsque les longueurs d'onde sont plus longues que la taille de la gerbe le long du plan transverse (perpendiculaire à la direction de propagation de la gerbe) le signal est émis de façon cohérente et l'intensité du champ électrique est proportionnelle à l'énergie de la gerbe. Dans un milieu dense comme la glace le rayon de Molière[1] est $\sim$ 10 cm et la taille du front d'onde est plus petite que les longueurs d'onde du rayonnement correspondant aux fréquences $\leq$ 1 GHz. La radiation Cherenkov est cohérente aux longueurs d'onde radio [26]. Ladite cascade émet alors un cône de rayonnement cohérent dans la gamme radio du spectre électromagnétique.

[1] Le rayon de Molière est le rayon d'un cylindre contenant 90% de l'énergie déposée

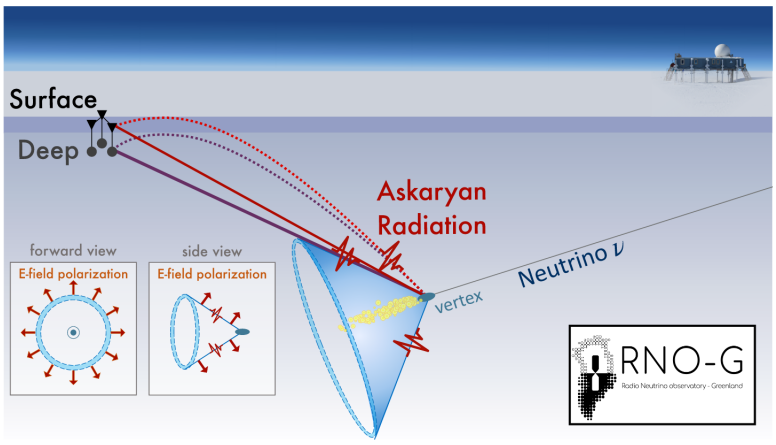


FIGURE 2.1 : Production askaryenne d'un cône de rayonnement radio cohérent par interaction d'un neutrino avec la glace. L'intensité du rayonnement est plus importante à l'angle Cherenkov (cône bleu). La détection de l'onde askaryenne peut être réalisée au moyen d'antennes radio dans la glace pouvant détecter le signal à de grandes distances du vertex d'émission. Le signal peut se propager jusqu'aux antennes selon plusieurs trajectoires (suivant l'indice de réfraction du milieu). Extrait de [8].

2.3 Caractéristiques de l'émission et propagation

Le signal radio issu du mécanisme askaryen dans la glace pour des neutrinos HE et UHE est une impulsion bipolaire à bande large. Sa durée est de l'ordre de la nanoseconde. Dans [33], une variété de modèles et de paramétrisations pour l'émission radio des gerbes induites par les neutrinos sont comparées et passées en revue. L'anneau Cherenkov est plus épais pour les fréquences basses étant donné que la cohérence du rayonnement est perdue pour les hautes fréquences plus près hors de l'angle Cherenkov. Cela se manifeste par une diminution rapide du signal aux hautes fréquences à mesure que l'on s'écarte du cône Cherenkov. L'on peut voir à la Figure 2.2 le signal typique (forme d'onde) et le spectre de fréquences attendu suivant l'angle de détection par rapport à l'angle Cherenkov [10]. L'amplitude du signal évolue linéairement avec l'anisotropie de charge, elle même linéaire en l'énergie de la gerbe de particules [8].

Le signal radio cohérent émis issu du mécanisme Askaryan lors de l'interaction d'un neutrino avec la glace peut ainsi être utilisé pour identifier le passage d'un tel neutrino aux environs du détecteur au moyen de détecteurs d'ondes. Le rayonnement Askaryen est plus important dans la gamme de fréquences MHz ce qui indique l'utilisation de détecteurs radio. Dans l'absolu, l'installation de plusieurs antennes radio permettrait la reconstruction de la direction du neutrino incident et de son énergie en utilisant les caractéristiques du signal dans les différentes antennes (voir Section 2.5).

Un tel détecteur, formé par un réseau d'antennes, peut non seulement être situé à proximité de la glace (pour que l'effet Askaryan ait lieu), mais également se situer au sein de celle-ci afin que le signal radio puisse se propager sans trop de perturbation par changement de milieu. Dans la

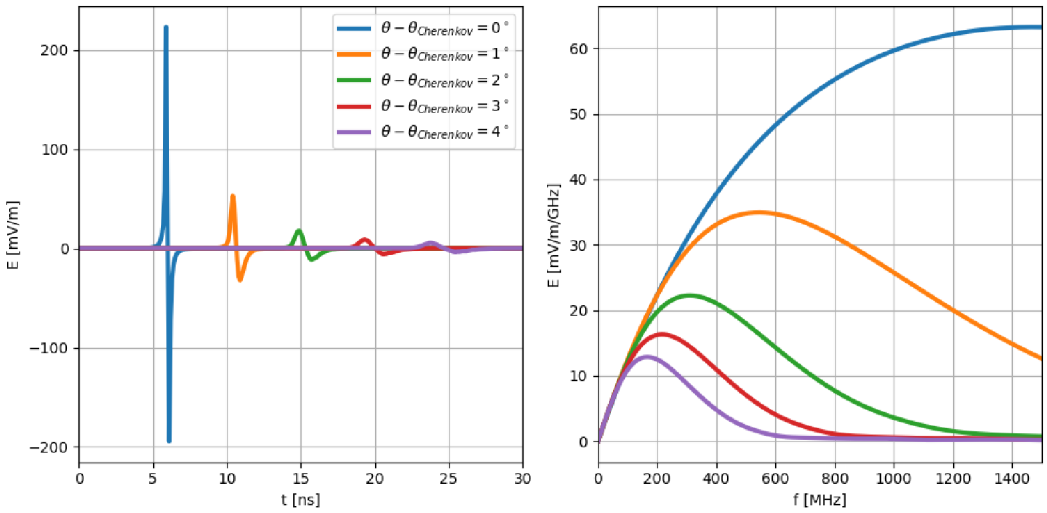


FIGURE 2.2 : Spectre (à gauche) et amplitude (à droite) du champ électrique des formes d'ondes générées par des cascades hadroniques d'énergie 1 EeV suivant différents angles de vue par rapport à l'angle Cherenkov. Il est à noter que lorsque l'angle de vision s'éloigne de l'angle Cherenkov, les composantes de haute fréquence tombent plus vite que les basses fréquences. Extrait de [8].

glace, l'amplitude du signal évolue de façon inversement proportionnelle à la distance au vertex d'émission et le comportement d'atténuation dépend de la fréquence de l'onde ; il évolue comme $e^{-r/L(f)}$ où $L(f)$ est la longueur d'atténuation (fonction de la fréquence) et r la distance au vertex [49]. Au sein de la glace la longueur d'atténuation a été mesurée [7][15] aux fréquences radio et correspond à une distance de l'ordre du km. Il s'agit de la plus grande longueur d'atténuation radio et celle-ci détermine le volume effectif du détecteur : l'échelle kilométrique de la portée d'une antenne permet le recouvrement de grands volumes de détection en n'utilisant qu'un petit nombre de stations de détections. Ceci représente un avantage budgétaire et logistique. Par ailleurs, la glace est un matériel présent en grandes quantités sur Terre (comme en Antarctique ou au Groenland) et les régions disposant de grandes quantités de glace sont souvent des régions isolées, diminuant considérablement les signaux radio parasites. De ce fait, la glace est un bon emplacement pour un détecteur d'émission Askaryenne de neutrinos HE et UHE.

2.4 Caractéristiques de la glace

Dans ce milieu, certains paramètres physiques propres (l'indice de réfraction, des anisotropies dans le *firn*[2] de la glace, la longueur d'atténuation dans la glace, le champ de vision du ciel) viennent influencer la portée, la propagation du signal et l'observation du signal. Ceux-ci doivent donc être considérés lors du choix d'emplacement des antennes de détection dans la glace.

[2]Région où la glace est à un stade intermédiaire entre la neige et la glace glaciaire, elle se trouve entre la superficie et la glace profonde.

L'indice de réfraction d'un matériel est une caractéristique, liée notamment à sa pression et à sa température, décrivant la propagation des ondes au sein de celui-ci. Dans la glace du *firn*, l'indice de réfraction n'est pas uniforme et présente un comportement variant avec la profondeur (c'est-à-dire un gradient de densité). L'indice de réfraction change en raison de la transition de la neige à la surface à la glace glaciaire en dessous, affectant la propagation des signaux radio dans cette région. De façon générale, l'indice de réfraction augmente avec la profondeur. Ceci s'explique du fait qu'une couche de glace en superficie est recouverte au cours des années par de nouvelles couches de neige, entraînant une compaction progressive par effet de poids. Ainsi, le *firn*, correspondant à l'accumulation et la compaction de neige de surface durant des milliers d'années, est composé de couches successives de glace dont la densité est plus grande en profondeur. À l'approche de la limite du *firn*, la pression et la température se stabilisent et la glace solide y présente un indice de réfraction plus homogène.

Le vecteur vitesse du signal dépend de l'indice de réfraction, qui étant variable peut engendrer la courbure de la trajectoire du signal. Des anisotropies de densité dans le *firn* (ou en dessous) de la glace peuvent engendrer une propagation horizontale du signal ce qui peut porter préjudice à la bonne arrivée au détecteur du signal. Par ailleurs, de telles anisotropies dans le *firn* peuvent également être responsable de perturbations du signal, impliquant des difficultés de reconstruction de celui-ci. Afin d'éviter une directionnalité horizontale du signal et une perturbation de celui-ci, une neige lisse et homogène est recommandée pour l'emplacement des antennes de détection.

Comme nous l'avons dit, lors de la propagation d'une onde électromagnétique dans le milieu, un phénomène d'atténuation a lieu au cours duquel la puissance du signal est graduellement perdue. La longueur d'atténuation augmente avec la diminution de température ; ainsi, de façon à disposer d'un maximum de volume de détection avec un minimum de stations, l'instrumentation déployée dans une glace froide et épaisse (glace profonde) est favorable.

2.5 Reconstruction de la direction et de l'énergie du neutrino radio

Pour faire de l'astronomie de neutrinos il est important de réaliser la reconstruction des propriétés des neutrinos détectés, principalement leur énergie et direction. Dans [49], des méthodes de reconstruction de la direction du vertex d'interaction du neutrino et de son énergie sont présentées pour l'étude du signal askaryen. Les paramètres nécessaires à mesurer permettant la reconstruction peuvent être déterminés via les dépendances du signal askaryen arrivant dans le détecteur.

La reconstruction de la direction des neutrinos requiert la mesure de la direction du signal d'arrivée à l'antenne, la polarisation du signal à niveau du détecteur ainsi que de l'angle de vue (l'angle entre la direction de propagation du neutrino et la direction du signal après interaction). Pour la détermination de la direction du signal, celle-ci peut être obtenue en utilisant le temps d'arrivée du signal mesuré dans plusieurs antennes espacées dans la glace. Comme illustré à la Figure (2.3), lors de l'émission du signal la polarisation est perpendiculaire à sa direction de propagation ; cependant durant la propagation la polarisation est altérée car l'indice de réfraction

non-homogène induit la réfraction du signal : la polarisation change en fonction de la courbure de la trajectoire du signal de façon perpendiculaire à celui-ci. La polarisation du signal s'obtient alors en mesurant le signal dans des antennes disposant d'une réponse de polarisation complémentaire. De la mesure de la polarisation et de l'angle de vue, la direction du neutrino peut être obtenue. Ce dernier peut s'évaluer en combinant deux méthodes, la première consistant à mesurer le signal dans plusieurs antennes qui observent la gerbe à différents angles de vue permettant de reconstruire le cône Cherenkov. La seconde utilise le spectre de fréquences du champ électrique car celui-ci dépend de l'angle de vue : l'amplitude augmente avec la fréquence jusqu'à une fréquence de coupure fonction de l'angle de vue (la frequence de coupure diminue avec l'éloignement à l'angle Cherenkov).

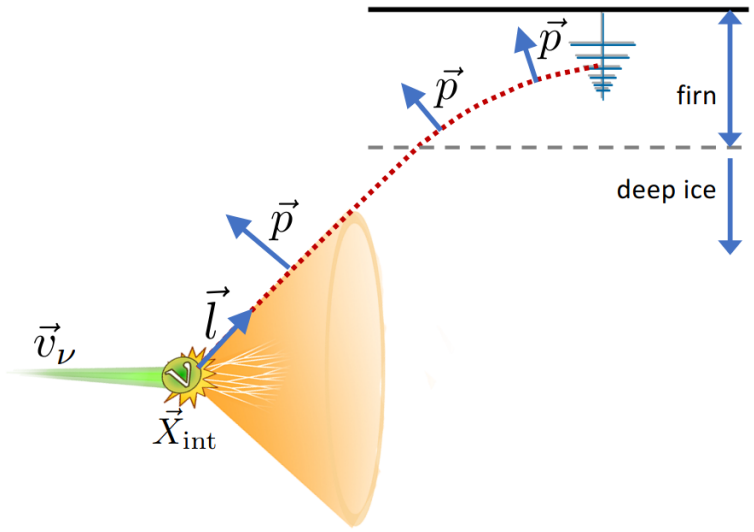


FIGURE 2.3 : Géométrie de l'interaction du neutrino dans la glace et visualisation de la polarisation du signal radio issu de l'interaction. Le vecteur polarisation est perpendiculaire à la courbure de la trajectoire de l'onde. Extrait de [49].

La reconstruction de l'énergie du neutrino nécessite également la mesure de la polarisation et de l'angle de vue ; en outre, elle nécessite la mesure de la force du signal et de la distance au vertex d'émission. Comme mentionné dans la Section 2.3, l'intensité du signal radio diminue suivant sa propagation en raison de la longueur d'atténuation, de plus le champ électrique diminue de façon inversement proportionnelle au carré de la distance d'interaction ce qui diminue également l'intensité du signal. Utilisant le comportement d'atténuation, il est possible d'évaluer l'intensité du signal au vertex d'émission. Finalement, la distance entre l'antenne et le vertex est évaluée en mesurant deux signaux issus de l'émission Askaryenne : un signal provenant d'un trajet direct vers l'antenne et un autre signal retardé causé par la réflexion du signal à la surface de la glace. Le signal réfléchi apporte des informations supplémentaires sur la position du vertex. La distance au sommet est fonction du délai temporel d'arrivée des deux signaux et de la direction du signal

entrant.

2.6 Expériences pilotes

Diverses expériences radio passées et actuelles ont jusqu'ici permis d'améliorer l'efficacité de la technique radio et servent d'exemples pour la conception des futurs observatoires en apportant, en particulier, des informations sur l'optimisation des antennes, une électronique fonctionnelle et une disposition adéquate du matériel. Elles ont par ailleurs permis d'établir des limites dans le flux de neutrinos UHE.

L'expérience Radio Ice Cherenkov (RICE) [2] (pôle Sud) est la première expérience avec des détecteurs radio dans la glace. L'expérience a fonctionné de 1999 à 2010, après la mise en place de plusieurs prototypes. RICE a fourni les premières limites de neutrinos [3] à partir de détecteurs radio et une grande expérience dans l'utilisation de détecteurs radio à une profondeur de $O(200)$ m.

Askaryan Radio Array (ARA) [5] (pôle Sud) est composée de cinq stations. Chaque station dispose de quatre chaînes de réception (chacune d'elles possède deux antennes VPol et de deux antennes Hpol pour reconstruire les signaux radio), une ou deux chaînes de calibration ainsi que d'antennes de surface. ARA a publié des contraintes sur le flux diffus de neutrinos UHE [6], les neutrinos des sursauts gamma (GRB) [13] et les émissions radio des éruptions solaires [14]. ARA a donné naissance à la technique combinant les signaux de détection de plusieurs antennes en réseau phasé (PA) [42]. Le réseau phasé inclut plusieurs antennes de détection formant un déclencheur. Les ondes radio incidentes arrivent aux antennes avec une différence de temps directement liée à l'angle d'arrivée du signal. Plusieurs directions prédéterminées, dites faisceaux, sont définies en fonction des retards attendus, ainsi les signaux sont retardés de manière appropriée puis additionnés de façon cohérente suivant le faisceau auquel ils sont associés, contrairement au bruit moyen, ce qui abaisse le seuil de déclenchement par rapport à une station ARA de base.

L'expérience Antarctique Impulsive Transient Antenna (ANITA) (pôle Sud) : ANITA est un détecteur radio qui recherche des neutrinos UHE dans la glace via l'émission radio Askaryan qui se réflechit hors de la glace. Il s'agit d'un réseau d'antennes radios suspendues à un ballon stratosphérique (ballon d'helium) qui se trouve à une altitude d'environ 37000 m. Les antennes balaient de loin la surface pour détecter les signaux de neutrinos générés sous la surface de la glace. ANITA a été la première expérience de neutrinos radios à mesurer des gerbes d'air [24], ce qui a permis de vérifier la chaîne de simulation et la compréhension de la calibration en énergie [25].

L'observatoire Antenna Ross Ice-Shelf ANtenna Neutrino Array (ARIANNA) (pôle Sud) consiste en des antennes LPDA déployées dans des fentes peu profondes de neige. La stratégie de détection des neutrinos utilise la surface réfléchissante au fond de la glace à l'interface de l'eau, qui

réfléchit les signaux de neutrinos descendants vers les stations. ARIANNA a été le pionnier des stations autonomes de faible puissance, basées sur des sources d'énergie renouvelables, exploitées via des communications sans fil. ARIANNA a détecté avec succès le signal radio des gerbes d'air comme signaux d'étalonnage et de vérification [19] et a publié des limites sur le flux de neutrinos UHE [20].

La Figure (2.4) reprend le status actuel de la recherche de neutrinos d'énergies supérieures au PeV. Les limites obtenues via les expériences radio ARA, ANITA, ARIANA, le flux mesuré par IceCube et les limites obtenues par IceCube et Auger y sont illustrées. Par ailleurs, sont représentés des modèles prédisant le flux de neutrinos cosmiques. Il est notable que la sensibilité des expériences se rapproche de plus en plus du flux de neutrinos prédit, mais n'ayant pas encore été atteint il n'est pas surprenant qu'aucune des expériences de détection radio n'ait encore pu mesurer de neutrinos. Pour la suite les expériences ciblant ce rang d'énergie devront disposer d'une sensibilité encore plus grande, ce qui sera le cas de l'expérience RNO-G.

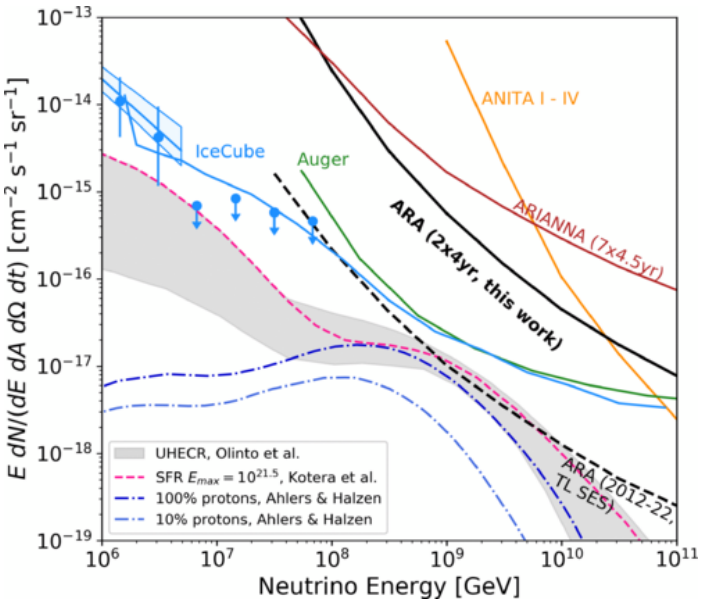


FIGURE 2.4 : Limite supérieure du niveau de confiance de 90 % sur le flux diffus de neutrinos de toutes saveurs établie par l'expérience ARA (ligne noire épaisse). Sont également présentées les dernières limites supérieures et mesures de flux d'IceCube, Auger [21], ANITA [23] et ARIANNA [24]. Figurent également des modèles de flux de neutrinos cosmogéniques. La courbe pointillée en noire représente la sensibilité projetée à un événement unique de niveau du déclenchement pour le réseau ARA5 à cinq stations qu'avait ARA pour de 2020 à 2022. La méthode PA développée par ARA permet d'abaisser le seuil de déclenchement. Extrait de [9].

Chapitre 3

L'observatoire radio de neutrinos au Groenland (RNO-G)

3.1 RNO-G : objectifs scientifiques

Le détecteur *Radio Neutrino Observatory in Greenland* (RNO-G) est un détecteur de neutrinos astrophysiques et cosmogéniques d'énergies > 10 PeV fonctionnant sur base du principe d'émission radio par mécanisme Askaryen créé par les gerbes de particules produites lors de l'interaction de tels neutrinos avec la glace. RNO-G, dont la construction fut entamée en été 2021, se situe au Groenland au sein de la station de recherche scientifique *Station Summit* (voir Section 3.2). La collaboration RNO-G se compose de membres de toutes les expériences précédentes sur les neutrinos radio dans la glace d'Europe et des États-Unis.

Le déroulement précédent et actuel d'expériences de neutrinos radio dans la glace (RICE, ARA, ARIANNA et ANITA) permet à RNO-G de s'appuyer sur les connaissances techniques acquises sur cette méthode de détection. De plus, il s'appuie sur les réseaux de détection radio de gerbes atmosphériques qui ont prouvé le potentiel de la détection radio[32]. Les expériences réalisées permettant l'analyse du phénomène Askaryan au moyen d'accélérateurs [50, 43] sont utiles à RNO-G pour une meilleure compréhension du phénomène à ces énergies. Les études précédemment menées de la faisabilité de l'installation d'un détecteur [13, 28] ont encouragé la conception de RNO-G.

Le principe du détecteur dans son ensemble consiste en un réseau de 35 stations espacées placées en surface et à l'intérieur (voir Section 3.4) de la glace polaire, milieu diélectrique extensif propice à l'émission et la propagation Askaryenne radio. La composante profonde et le choix d'emplacement respecte les caractéristiques mentionnées de glace homogène, lisse, froide et épaisse favorisant la propagation du signal. La profondeur de $O(100)$ m de la partie interne des antennes permet également d'avoir un champ de vision du ciel optimisé (voir Section 3.3). L'espacement actuel entre les stations est de l'ordre kilométrique, assurant la bonne détection du signal tenant compte de la longueur d'atténuation.

Le principe de détection de neutrinos d'énergie HE et UHE repose sur les mesures préalables du

flux de neutrinos de hautes énergies. En effet, des limites et estimations sur le flux de neutrinos cosmogéniques d'énergies de 1 EeV ont été établies. Ce flux serait de $E^2 \frac{dN}{dE_\nu} = E^2\phi \leq 2\times10^{-8}$ GeV/ (cm² s sr) [40]. Un tel flux implique un détecteur disposant d'un volume effectif de ~ 10 km^3 ou plus [7] pour une détection de niveau découverte pendant la durée de vie du détecteur. Ainsi, un réseau d'antennes radio espacées déployées sur et dans un milieu diélectrique extensif tel que la glace peut satisfaire cette réquisition de volume. En plaçant ses 35 antennes à 1.25 km [34] de distance, RNO-G aura un volume effectif d'environ 100 km^3 [34] aux énergies de neutrinos les plus élevées (EeV) ce qui le rendra susceptible d'observer des neutrinos de hautes énergies et ultra-haute énergies. La sensibilité de RNO-G au flux de neutrinos astrophysiques et cosmogéniques est illustrée à la Figure (3.1). RNO-G atteindra une sensibilité sans précédant au signal des neutrinos d'énergie supérieure à 10 PeV (UHE) grâce à des seuils bas et à une efficacité élevée. Il fournira une identification des signaux radio et une reconstruction des propriétés des neutrinos avec grande fidélité. Il constituera une démonstration à grande échelle de la technique de détection radio de neutrinos et du potentiel évolutif de cette technique.

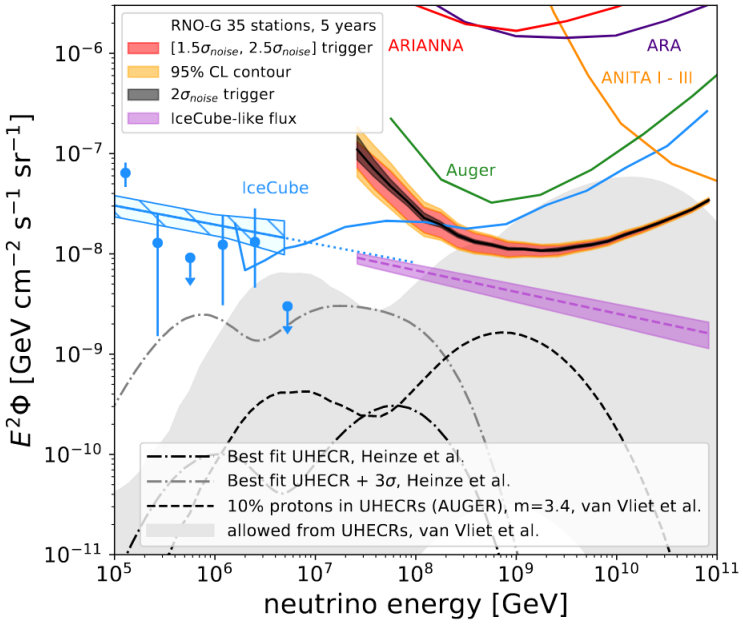


FIGURE 3.1 : Limite des analyses de ARA, ANITA, ARIANNA, Auger et IceCube obtenues via plusieurs années de détection, mesures et modèles théoriques du flux de neutrinos cosmogéniques aux énergies comprises entre 10^6 GeV et 10^{12} GeV. La sensibilité attendue de RNO-G est illustrée : les bandes rouges sont la sensibilité différentielle couvrant le ratio signal sur bruit allant de 1.5 à 2.5. Les niveaux de contour à 95 % sont représentés avec la courbe orange. En noir, la sensibilité attendue d'un déclencheur de bruit 2 et en violet la sensibilité attendue pour un flux de type IceCube dans l'intervalle de ratio signal sur bruit de 1.5 à 2.5. Extrait de [8].

3.2 La Station Summit au Groenland

La Station Summit [1] est une station de recherche scientifique située au Groenland (72°35'46.4"N, 38°25'19.1"W) sur de la glace glaciaire à 3210 m au-dessus du niveau de la mer. Depuis peu, la station est considérée apte pour servir à un futur observatoire de neutrinos radio [35],[7]. En effet, considérant les paramètres produisant l'effet Askaryen responsable de l'émission radio de neutrinos ainsi que tenant compte des influences sur la propagation des ondes ; Summit se trouve au sommet de la calotte glaciaire du Groenland au-dessus de plus de 3 km de glace glaciaire et d'une couche de névé de 100 m de profondeur (caractérisée [7][28]) assurant la présence de glace épaisse, homogène et froide pour l'obtention d'un niveau d'acceptance optimal. Au niveau logistique, Summit présente une piste pouvant accueillir des vols LC-130 Hercules et est facilement accessible par des vols commerciaux permettant de livrer du personnel et des matériaux en limitant les frais. De plus la station comporte des infrastructures sur place permettant l'installation, le fonctionnement et la maintenance du détecteur. Finalement, la lumière naturelle y est présente par périodes quotidiennes une grande partie de l'année ce qui assure le fonctionnement de stations solaires autonomes.

La station est ouverte toute l'année et est financée par la National Science Foundation (NSF). Les sujets de recherche actuels comprennent les changements dans le système climatique de l'Arctique, le bilan de masse de la calotte glaciaire, le transport atmosphérique, la météorologie, les interactions air-neige, les interactions nuage-aérosol et l'astrophysique.

3.3 Couverture du ciel Champ de vision de RNO-G

À environ 100 TeV, le libre parcours moyen pour la diffusion neutrino-noyau est d'environ 10^{10} c.m.w.e. [68] ce qui correspond à peu près à l'épaisseur de matière le long du diamètre de la Terre. Les observatoires de neutrinos d'énergies > PeV voient le flux de neutrinos du nadir (> 90 °) fortement supprimé et n'ont pas une couverture complète du ciel en raison du caractère opaque de la Terre aux neutrinos d'énergies HE et UHE [68]. Ces détecteurs sont sensibles à des directions de neutrinos comprises dans une bande s'étendant peu au-dessus et en dessous de l'horizon. Le champ de vision s'élargit avec la profondeur des antennes, permettant d'augmenter le nombre de neutrinos "entrant dans l'anneau" avec des directions verticales. En particulier, le champ de vision de RNO-G va jusqu'à 40° - 100° (en fonction de l'énergie) au-dessus de l'horizon .

La combinaison de l'opacité de la Terre aux neutrinos au-dessus des énergies PeV avec la sensibilité du détecteur radio implique que l'observation des possibles candidats indiqués par IceCube requiert un détecteur situé au Nord (tel que RNO-G). La Figure (3.2) montre la carte du ciel que RNO-G peut observer, il s'agit de la même couverture que celle de IceCube mais à de plus hautes énergies.

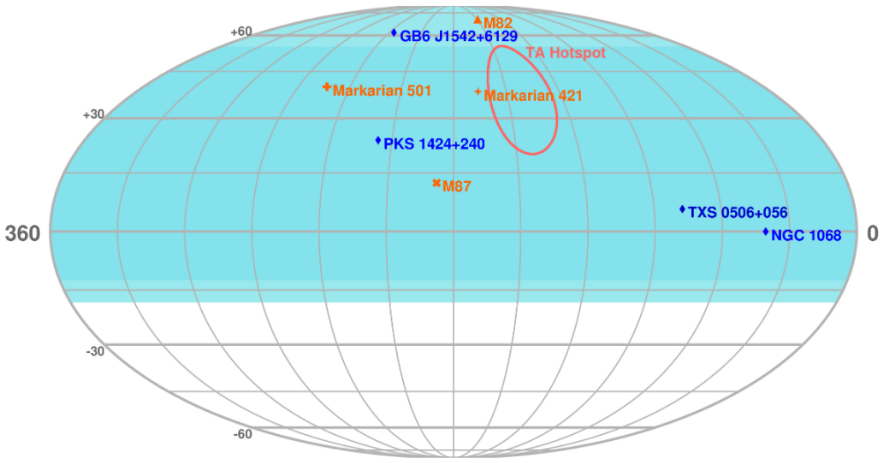


FIGURE 3.2 : Visualisation du champ de vision en coordonnées équatoriales d'un détecteur radio dans la glace au Groenland. En bleu est son champ de vision diurne total moyenné, les points en bleu sont les candidats identifiées par IceCube et en orange sont d'autres sources considérées. Le cercle rouge est un point actif de UHECRs observé par le Telescope Array dit *TA hotspot*. Extrait de [8].

3.4 Design des stations

Le prototype du détecteur RNO-G dans son ensemble consiste en 35 stations autonomes déployées sur une grille de 5x6 km [66] tel qu'illustré à la figure 3.3 . La distance entre chacune des stations est de 1.25 km. Cet espacement permet la maximisation du volume effectif du détecteur car de nombreux événements de neutrinos ne seront détectés que par une seule station. Chacune de ces stations comporte 2 composantes où sont placées les 24 antennes de détection : le réseau profond et le réseau de surface. Le réseau profond fournit un grand volume effectif pour la détection des neutrinos, il sert à la reconstruction du vertex d'interaction du neutrino, son énergie et la direction d'arrivée du neutrino. La composante de surface détecte des rayons cosmiques et sert de veto, de rejet du bruit et aide à la reconstruction améliorée des événements de neutrinos déclenchés en profondeur [66, 6].

Les antennes [6] sont soit des antennes bicônes à polarisation verticale (Vpol), soit des antennes à quatre fentes chargées en ferrite à polarisation horizontale pour le composant frontal profond (Hpol). L'antenne Vpol utilise une conception de dipôle, est sensible aux fréquences 50 MHz à 600 MHz et à une réponse symétrique en l'angle azimutale. Les antennes Hpol sont des antennes à quatre fentes d'une sensibilité globale plus faible et ne sont sensibles qu'aux gammes 200 MHz à 400 MHz. Les signaux radio induits par les neutrinos ayant tendance à être plus polarisés verticalement et plus forts à des fréquences plus basses, pour la plupart des évènements seul sera visible un petit signal dans les Hpol [34].

Les Figure (3.4) et (A.1), (A.2) de l'Annexe A illustrent le design de la station. Les 15 antennes

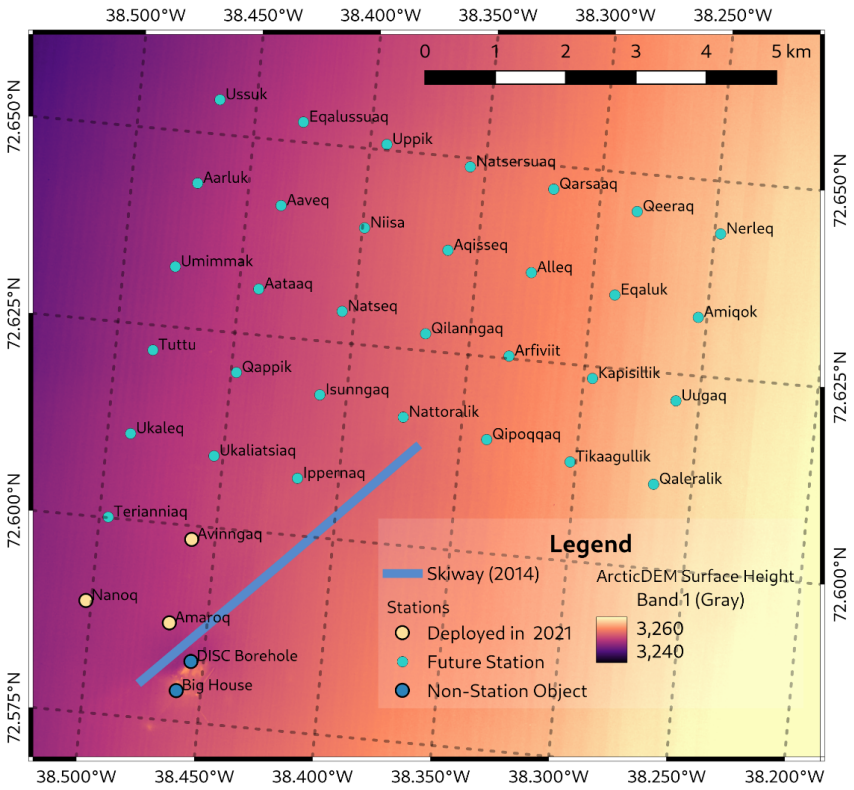


FIGURE 3.3 : Concept de l'installation du détecteur RNO-G prévu. 35 antennes de détection radio espacées de 1.25 km sur une grille de 5x6 km situés au sein de la station de recherche Summit au Groenland. Actuellement 3 stations ont été déployées en été 2021 : la station 11 (Nanoq), 21 (Amaroq) et la station 22 (Avinngaq). Extrait de [22].

de la station profondes sont placées le long de trois chaînes dites *strings* enfoncées dans la glace dans des forages descendant jusqu'à 100 m de profondeur sous la surface de la neige : la chaîne principale contenant le déclencheur (*Power String*) et deux chaînes d'assistance (*Helper String 1, Helper String 2*).

Le long de la *Power String* [8] se trouvent en composante plus profonde ($\sim$ à une profondeur de 100 m) 4 canaux Vpol formant un réseau phasé qui est le déclencheur principal du détecteur et qui permet de déterminer le vertex d'interaction du neutrino et l'angle zénithal de la direction d'arrivée du neutrino avec grande précision. Au-dessus de celles-ci se trouvent deux Hpol aidant à la reconstruction du champ électrique complet. La combinaison de ces 6 canaux permet de reconstruire l'angle du signal hors Cherenkov, la direction d'arrivée des neutrinos, la pente de fréquence ainsi que la polarisation du signal. Finalement, 3 canaux Vpol sont placés sur la partie supérieure de la chaîne espacés de 20 m. Le rôle de ces derniers est d'optimiser la détection de double pulse suite à la réflexion du signal à la superficie de la glace ainsi que de permettre une bonne reconstruction angulaire.

Les deux chaînes d'assistance sont moins instrumentées. Le long des celles-ci [8] se trouvent respectivement deux canaux Vpol et un canal Hpol au-dessus. La combinaison des différentes antennes sur les trois chaînes permet l'obtention des angles azimuthal et zénithal ainsi que de la distance d'interaction du neutrino par rapport au détecteur. Par ailleurs, chaque station possède deux pulseurs de calibration situés dans la glace le long de chacune de ces chaînes d'assistance. Ceux-ci ont pour objet de servir à la calibration de la géométrie de l'antenne et assurent un suivi régulier du bon fonctionnement de la station.

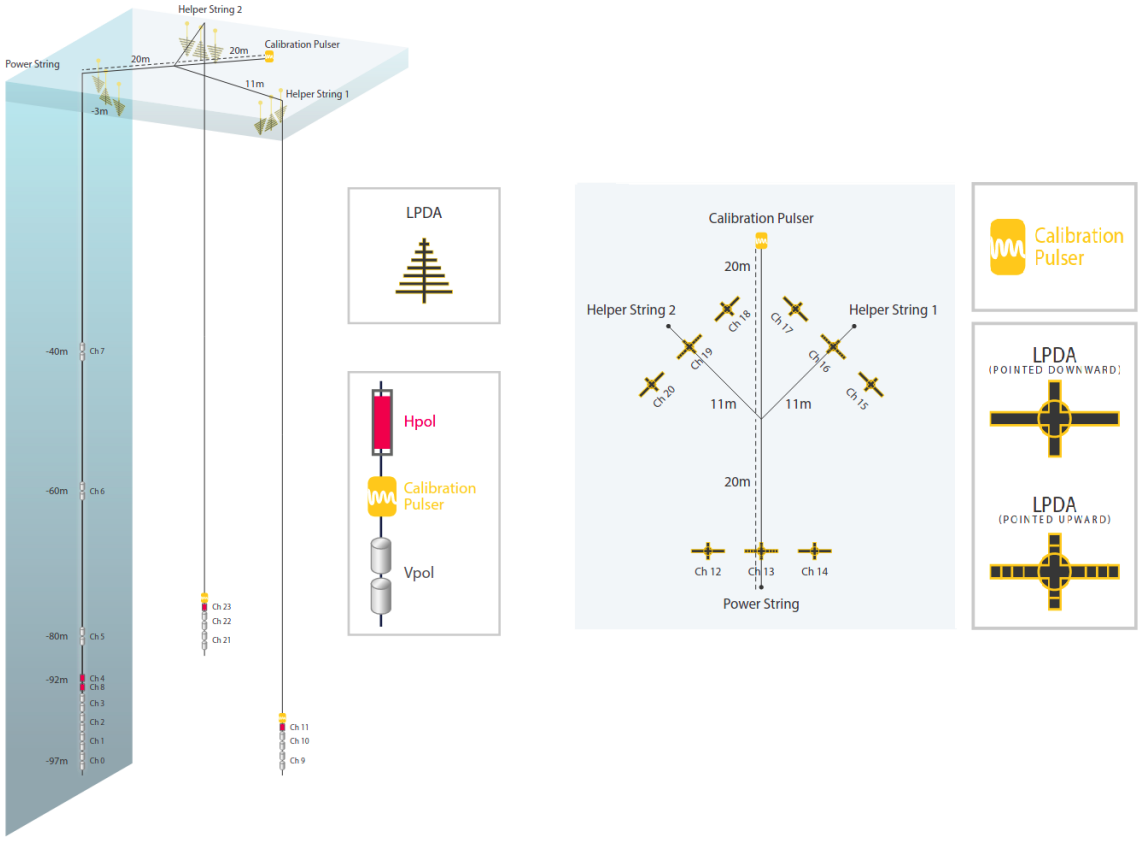


FIGURE 3.4 : Design de chacune des stations du détecteur RNO-G. Une station comporte deux parties complémentaires : un réseau de surface (à droite) et un réseau profond (à gauche). Extrait de [23].

La composante de surface consiste en 9 antennes dipôles log-périodiques (LPDA) [6] enfouies à environ 2 m sous la surface de la neige à une distance de 11 m du centre de la station [34] situées au-dessus des chaînes de la station. Pour chaque chaîne se trouve un LPDA pointant vers le haut détectant les gerbes atmosphériques et deux pointant vers le bas sensibles aux signaux de neutrinos d'en bas. Elles fournissent des informations temporelles et sur toutes les composantes de polarisation du signal et pour les événements détectés à la surface [8]. De plus, elles aident à déterminer l'angle de détection radio par rapport au cône Cherenkov, améliorant la localisation du vertex, la direction et la reconstruction énergétique du neutrino. Les évènements détectés par

la composante de surface sont principalement un complément à la détection par la composante profonde.

Cette disposition des antennes au sein de la station avec un emplacement profond et de surface permet l'optimisation du volume effectif par station. Plus la composante sous la glace est profonde, plus le volume effectif est grand [8]. La conception RNO-G combinant une surface avec un réseau profond capable de fonctionner à un seuil bas permet d'obtenir une efficacité de déclenchement élevée, un veto aux rayons cosmiques et la capacité de reconstruire des événements avec une grande précision.

Au centre de la station, juste sous la surface, se trouve un boîtier *Data acquisition system* (DAQ) contenant l'électronique de la station et une petite tour pour les antennes de communication et les panneaux solaires [6, 34].

3.5 Déclenchement

Le déclencheur principal de RNO-G est constitué des 4 antennes les plus profondes de la Power String. Il s'agit d'un réseau phasé qui additionne de façon cohérente les formes d'ondes mesurées par les canaux tout en ajoutant des retards associés à une plage d'angles d'ondes incidentes ; ceci permet la formation de 8 faisceaux couvrant la gamme des directions d'arrivée du signal attendues. Le rapport signal sur bruit est proportionnel à la racine carrée du nombre d'antennes qui forment le réseau phasé, de ce fait un tel déclencheur est intéressant car il améliore le rapport signal sur bruit [34].

En plus de ce déclencheur profond, il y a un déclencheur auxiliaire. Celui-ci présente un seuil de déclenchement plus élevé et sera principalement utilisé en tant que déclencheur supplémentaire. Il est le déclencheur des antennes de surface associé aux gerbes atmosphériques.

3.6 Chaîne du signal

L'alimentation de chacune des antennes de la composante profonde est connectée à un amplificateur à faible bruit (LNA type IGLU). Celui-ci augmente la puissance du signal de façon à réduire la température de bruit du système [6]. Une fois le signal augmenté, il est envoyé à la surface via un émetteur radiofréquence sur fibre (RFoF). La liaison RFoF et le LNA sont conceptualisés de façon à avoir une température de bruit minimisée et une faible puissance, ils sont alimentés par une connexion DC depuis la surface, qui sera le seul câble coaxial traversant le forage.

Suivant la distance d'une antenne au système d'acquisition de données (DAQ), le signal mesuré traverse une plus grande longueur de câble RFoF et tarde plus de temps à être enregistré. Le *cable delay* correspond au temps que met le signal à parvenir à la DAQ où sont collectés tous les signaux des antennes. Les positions relatives étant différentes, cela induit un décalage non

négligeable dans le temps de collection des données de chaque antenne lorsque l'on compare les données des différents canaux. Ce facteur est par suite corrigé via des mesures précises de façon à ce que tous les signaux soient collectés au même moment.

3.7 Digitalisation et système d'acquisition du signal

Les signaux sont transférés par fibre depuis les antennes jusqu'au boitier DAQ principal, les signaux analogiques collectés sur les pistes des détecteurs entrent dans un nouvel ensemble d'amplificateurs (type DRAB pour les signaux des antennes profondes et type SURFACE pour les antennes de surface). L'ensemble des formes d'onde des 24 canaux d'une même station sont digitalisées et stockées au moyen de la carte RAdio DIgitizer and Auxiliary Neutrino Trigger (RADIANT). RADIANT est le DAQ principal de RNO-G [8]. Cette chaîne de signal a une bande passante de 130 MHz à 700 MHz.

3.7.1 Puces LAB4D

Dans le centre de RADIANT les signaux sont digitalisés par des puces LAB4D. Il y a 1 puce par canal et donc 24 puces LAB4D. Le LAB4D 3.5 est un nouvel ASIC (*application-specific integrated circuit*) de la famille LABRADOR (*Large Analog Bandwidth Recorder and Digitizer with Ordered Readout*). La puce LAB4D est un échantillonneur 12 bits à réseau de condensateurs commutés (SCA) à canal unique (chaque canal dispose de sa propre puce de traitement) disposant de convertisseurs analogique-numérique (ADC) intégrés. Cette puce est destinée à être utilisée dans la digitalisation de fréquences radios telles qu'en astrophysique des neutrinos et des rayons cosmiques de ultra-haute énergie.

Le taux d'échantillonnage est de 3,2 GSa/s. Un événement enregistré par LAB4D est constitué de 4096 échantillons repartis en 32 fenêtres avec une longueur d'enregistrement totale de 1280 ns. Pour RNO-G, LAB4D fonctionne dans des tampons 2x2048 échantillons pour des performances avec moins de temps morts. La figure (3.5) montre schématiquement le dispositif LAB4D. À l'entrée dans LAB4D, le signal de fréquence radio (RF) incident est recueilli dans la première partie du traitement du signal [62] : le réseau d'échantillonnage primaire. Cette partie se compose de deux blocs de 64 cellules d'échantillonage et stockage.

Les données des deux blocs de la partie primaire sont transférées vers le réseau d'échantillonnage secondaire à l'un des quatre tampons de stockage intermédiaires de 64 échantillons (A1, A2, B1 et B2). Lorsque les 128 échantillons au total de la cellule de stockage intermédiaire 1 (A1 et B1) sont emplies, la cellule de stockage intermédiaire 2 (A2 et B2) est alors écrite ; permettant à la cellule 1 d'être transférée à la matrice de stockage principale.

Au sein du *Main Storage Array*, les cellules de stockage intermédiaire sont enregistrées dans des tampons circulaires écrits continuellement en 32 fenêtres de 128 échantillons, correspondant à un total de 4096 échantillons. Dans cette étape d'enregistrement, il est à noter que l'enregistrement

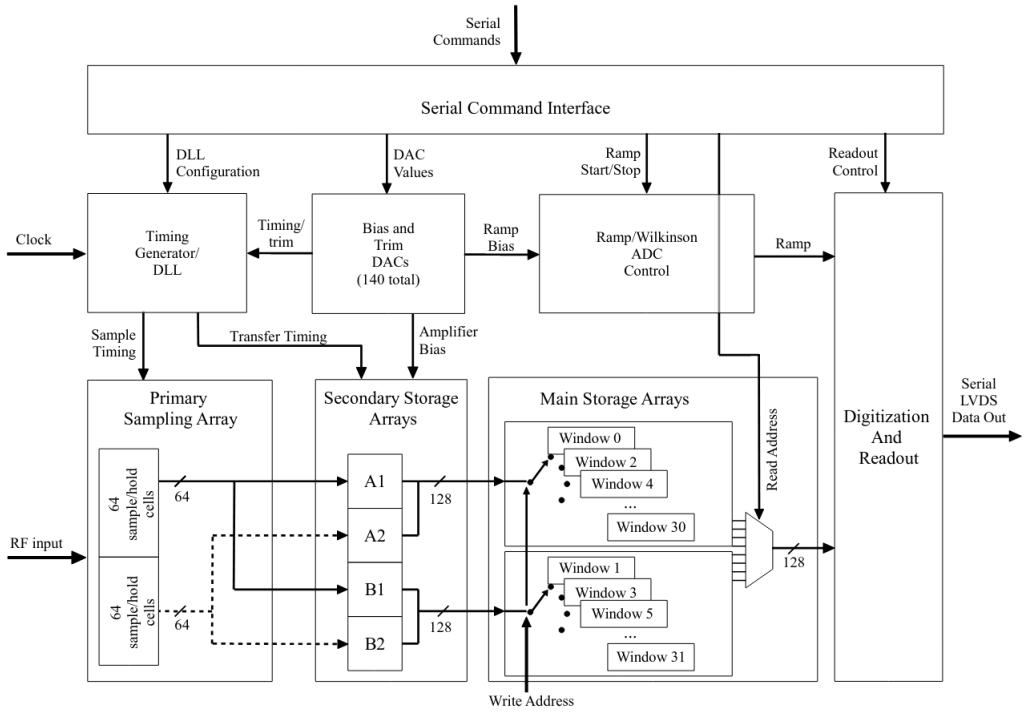


FIGURE 3.5 : Illustration schématique de la puce LAB4D. Extrait de [62].

dans la matrice principale ne débute pas systématiquement à la fenêtre numéro 0 (voir Section 4.2.1). Ensuite, les données numérisées sont transférées pour être lues par la suite.

3.7.2 Piédestal

Les puces LAB4D disposent d'une plage de tension de signal utilisable de 0 à 2.5 V ; un signal négatif ne sera donc pas traité. Il est alors nécessaire de systématiquement ajouter un décalage de tension de façon à éviter les valeurs négatives. La valeur moyenne d'une forme d'onde est désignée *DC offset* et est un décalage de tension qui est appliqué au signal. En raison de la non-homogénéité dans le matériel de fabrication, l'enregistrement dans chacune des 4096 cellules de stockage dans la matrice principale développe un décalage dans l'application du *DC offset*. Nous nommons ici le piédestal comme étant la valeur de *DC offset* ainsi que la déviation de tension liée aux non-uniformités. La valeur du piédestal est prise au commencement d'un *run* pour tous les canaux et restent identiques pour tous les événements du *run*. De façon à disposer du signal original à l'entrée du digitaliseur de LAB4D, le piédestal est par la suite soustrait lorsque chacun des échantillons est lu. Une mesure du piédestal permet de connaître sa valeur à chaque cellule d'échantillon et il est important que cette information soit également stockée.

3.8 Communication

Une fois les données numérisées dans la DAQ, les formes d'ondes sont transférées par liaison SPI (Serial Peopheral Interface) à un système Linux comportant un système d'exploitation et un logiciel d'acquisition, elles sont ensuite stockées sur une carte de stockage de données numériques *secure digital* (SD). Ensuite, des installations de communication *long-term evolution* (LTE) transfèrent les signaux à un serveur de la Station Summit où elles sont stockées. L'ensemble des éléments du circuit du signal sont protégés par des boîtiers étanches aux radiofréquences, maintenant un niveau de bruit bas, dont la moyenne quadratique (RMS) est de 10 mV [34]. Un sous-ensemble des données de forme d'onde ainsi que les données sont envoyées à l'Université du Wisconsin via la liaison satellite Station Summit. Pour sa gestion de données, RNO-G utilisera le logiciel JADE, qui a été développé pour et utilisé par IceCube.

3.9 Alimentation

L'alimentation de RNO-G doit permettre à l'expérience une grande autonomie notamment en raison de son emplacement désolé. Des panneaux solaires de puissance maximale de 300 W chacun sont ajoutés à chaque station déployée ainsi que des batteries scellées de plomb-acide de 5 kWh fournissant 24 W durant trois jours. RNO-G à 4 modes de fonctionnement différents dans lesquels est utilisée une puissance allant de 24 W dans le *Full-station mode* jusqu'au mode de plus faible consommation à hauteur de 70 mW pour le *Winter-over mode* de façon à pouvoir affronter le manque de soleil à certains moments. Par ailleurs, dans l'objectif d'augmenter sa fiabilité dans les énergies renouvelables, la collaboration a ajouté 2 turbines éoliennes au détecteur et d'avantages sont en projet d'installation [58].

3.10 RNO-G aujourd'hui

L'installation de RNO-G est prévue d'être finalisée en 2025 avec le déploiement et la mise en service des 35 stations. L'installation a lieu durant les périodes d'été avec des campagnes de forage/déploiement et d'étalonnage. Durant la première saison de déploiement de RNO-G, en été 2021, 3 premières stations du détecteur ont été installées : la station 11 (Nanoq), 21 (Amaroq) et la station 22 (Avinngaq). Une nouvelle saison vient d'aboutir où 4 nouvelles stations ont été déployées, portant le nombre total à 7.

Suite à la mise en fonctionnement des 3 stations initiales, une prise de donnée a été entamée dans les 3 stations. Une première analyse de ces données permet l'évaluation de leur qualité et d'identifier les éventuels problèmes dans la chaîne d'acquisition des données ; ensuite, la calibration doit être effectuée. L'analyse de certaines des premières données de RNO-G fera l'objet d'une première partie du travail de ce mémoire.

Lorsque la vérification de la qualité des données, la calibration du signal et la calibration des antennes auront été optimalement effectuées, l'expérience sera en marche. Une prise de données

sur plusieurs années devra rendre compte de détections ou de limites sur le flux des neutrinos astrophysiques et cosmogéniques.

3.10.1 Efforts de calibration

Il y a deux types fondamentaux de calibration qui permettent d'obtenir la précision nécessaire à la reconstruction de l'énergie et de la direction du neutrino : la calibration en temps et voltage des formes d'onde et la calibration des positions.

Pour la première catégorie de calibration, il s'avère que dans le cas de RNO-G seule une réelle calibration sera nécessaire concernant le voltage des formes d'onde. En effet, les puces LAB4D présentent un système de calibration temporelle interne, induisant comme seule tâche à réaliser la vérification de la bonne calibration des puces. De façon générale, lorsque la numérisation est effectuée dans la puce de digitalisation, il est possible qu'un décalage temporel soit appliqué entre un échantillon et un autre induisant que la synchronisation de l'échantillonnage ne soit pas idéale et par conséquent que les temps indiqués dans la forme d'onde finale ne soient pas tout à fait corrects. Dans le cadre de la puce LAB4D, sa conception inclut une calibration interne de ces délais temporels d'échantillonnage au moyen de la génération d'un signal sinusoïdale dont la fréquence connue permet un auto-ajustement. Ces ajustements permettent une précision temporelle innée de l'ordre de la picoseconde. En revanche, les formes d'onde sont données en *ADC count* par échantillon, il s'agit de la réponse digitale de la puce LAB4D au signal. Il est nécessaire d'avoir une conversion adéquate des unités ADC en unités de tension et ceci peut être réalisé à l'aide de courbes de calibration générées en laboratoire. Celle-ci est l'une des missions en cours par des membres de la collaboration. Lors de ce travail, la vérification de l'auto-calibration temporelle et la calibration de tension n'ayant pas encore été effectués, les données étudiées présentent une incertitude de synchronisation temporelle et de voltage. La calibration en voltage n'est cependant pas nécessaire pour l'objet de ce mémoire.

Dans la seconde catégorie de calibration interviennent le positionnement des antennes des stations ainsi que la mesure précise des délais temporels d'arrivée du signal dans la DAQ depuis les antennes liées à la longueur des câbles de transmission. Lors du déploiement des détecteurs, les positions des 24 antennes de chaque station sont relevées au mètre près. Dans l'objectif du succès de la reconstruction des événements, il est nécessaire que les positions des antennes soient connues au cm près pour que les signaux s'additionnent de manière cohérente sur toute la bande de fréquences, ce qui signifie que les positions, doivent être corrigées à l'aide des Pulses de Calibration présents au sein de chaque station. Cette correction est la calibration de la position des antennes et s'effectue en mesurant les retards temporels relatifs du signal des pulses dans chaque antenne. Actuellement la calibration des 3 stations de RNO-G n'a pas été faite. Le propos principal de ce mémoire entre dans le cadre de la calibration du positionnement des antennes. D'un autre côté, le *cable delay* a été calibré à température ambiante. L'indice de réfraction de la fibre dépend de la température et si la température de la glace est différente de celle de la calibration, cela peut affecter tous les retards du câble d'une manière systématique. Une première étude de la vitesse de la fibre en fonction de la température a été menée en Juillet 2022 par des membres de

RNO-G. La dépendance à la température du retard de groupe est actuellement estimée à $\sim$ 0,5 ns sur 100 m pour une variation de température de 50 degrés (voir Section 6.4) ; ceci correspond à la différence de *cable delay* approximative attendue entre les mesures de température ambiante et les performances *in situ* cependant ce résultat est considéré comme préliminaire.

Chapitre 4

Étude de données avant calibration du signal

Dans le cadre de l'étude de la qualité des données et d'une première vérification du traitement dans la chaîne d'acquisition, nous avons analysé certains signaux de la première période de mesure de détecteur. Suite à la mise en fonctionnement des 3 stations initiales, la première prise de données s'étend du 15/07/2021 au 27/09/2021. Les données étudiées sont présentées dans des fichiers ROOT organisés par station et par *run*. L'exploitation des données dans cette analyse est effectuée en Python. L'ensemble du premier enregistrement contient 3022 *runs* au total, chacun de ceux-ci compte entre 1 et $\sim$ 15000 événements. Certains de ces *runs* ne présentent que du bruit, d'autres mesurent des tests de détection de signaux émis par les pulses de calibration des stations, figurent également des *runs* mesurant des signaux parasites hors détecteur.

Cette étude a été dédiée aux 107 événements du *run* numéro 101 mesurés par les 24 antennes de la station Nanoq (Station 11). Ces événements sont seulement de bruit. Cette prise de donnée fut effectuée le 31/07/2021. Dans le cadre de ce mémoire, l'analyse a été menée durant les mois de Novembre 2021 à Janvier 2022. À ces dates, nous avons effectivement identifié une défaillance (voir Section 4.1) qui a été additionnellement explorée et confirmée par des membres de la collaboration RNO-G durant cette période. Les défaillances observées sont actuellement prises en compte dans les analyses.

4.1 Visualisation du signal

Dans cette section, l'objet est la visualisation du signal enregistré dans les 107 événements du *run* 101 de la Station 11. Chaque événement est mesuré dans les 24 antennes de la station. Un événement dans un canal contient 2048 échantillons. Les échantillons sont pris à intervalles successifs de 0.315 ns ; le taux d'échantillonnage est 3.2 GSa/s et la mesure est en unités de *ADC count*. Le *run* 101 ne contient pas de signal radio incident (issu d'un pulse de calibration ou autre), cela permet d'observer directement le comportement du bruit dans la mesure.

La Figure (4.1) illustre le signal correspondant à l'évènement 17 dans 2 canaux différents : les canaux 5 et 10. De façon générale (pour l'ensemble des canaux à l'exception du canal 10), la tension mesurée par les différentes antennes présente un comportement relativement régulier le long de l'échantillonnage pour l'évènement 17. Ceci est valable pour tous les événements du *run*. Cependant, le canal 10 présente un comportement différent. Normalement les signaux sont sur une ligne de base de niveau 0 *ADC counts* car le piédestal en a été soustrait, mais dans le cadre du canal 10, la ligne de base change en blocs de 128 échantillons ce qui pourrait avoir une relation directe avec les fenêtres d'enregistrement du *Main storage array*.

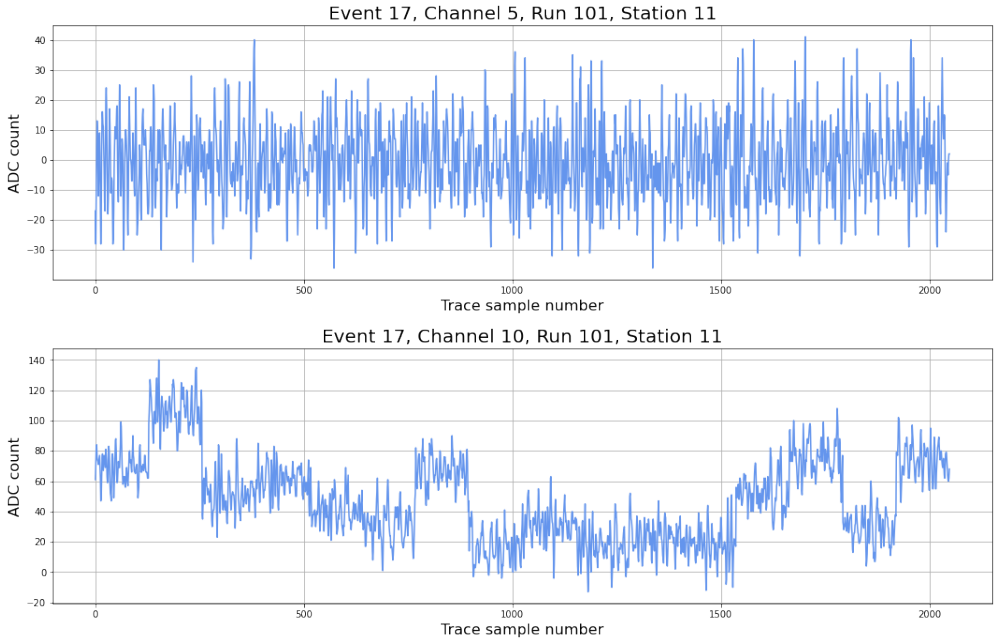


FIGURE 4.1 : Formes d'onde de l'événement 17 *run* 101 Station 11 dans les canaux 5 et 10. Les formes d'onde sont une mesure de *ADC count* par numéro d'échantillon.

Pour chacun des 107 évènements, nous pouvons évaluer la moyenne quadratique (RMS) du voltage mesuré dans chaque canal. Le RMS est pris sur la mesure des 2048 échantillons (équation 4.1). De cette façon, en évaluant le RMS de la tension suivant l'évènement pour chaque canal, nous obtenons la Figure (4.2) qui illustre le comportement du signal mesuré par chaque antenne le long des 107 évènements. Il est ainsi possible d'observer nettement une anomalie dans les mesures d'un canal spécifique.

La moyenne quadratique à chaque événement pour une antenne donnée a été prise avec

$$RMS_{ev,ch} = \sqrt{\frac{1}{2048}\Big(\sum_{i=1}^{2048} m_{ev,ch}(i)^2\Big)} \tag{4.1}$$

où $m_{ev,ch}(i)$ est la mesure du canal ch au numéro d'échantillon i de l'evenement k.

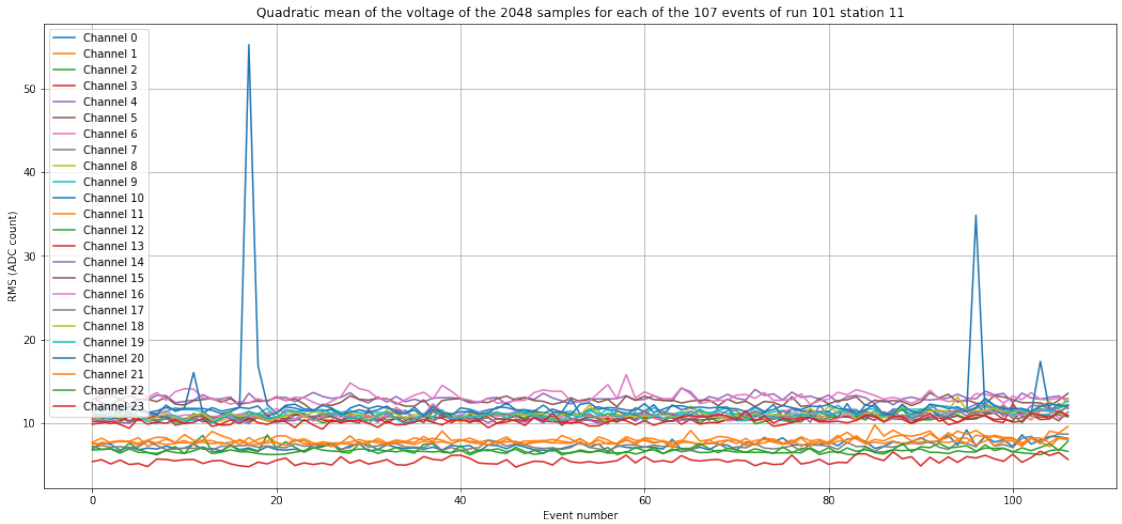


FIGURE 4.2 : Moyenne quadratique (RMS) des 2048 échantillons mesurés par chaque canal du signal pour chaque évènement. Les pics visibles correspondent au canal 10 et correspondent aux anomalies visibles dans des événements du canal, notamment celui de l'événement 17 (Figure 4.1).

Au moyen de cette figure l'on observe que le canal 10 présente des valeurs de moyenne quadratique bien plus grandes que celles des autres antennes pour divers événements. En revanche, le reste des canaux présentent un comportement relativement monotone. En effet, la déviation standard de la moyenne quadratique des 107 événements du canal 10 est de 4.83 *ADC counts*, tandis que pour les 23 autres antennes elle est comprise entre 0.32 et 0.63 *ADC counts*.

Le RMS du bruit des antennes mène à l'observation d'un décalage en la tension moyenne mesurée par chaque antenne. Malgré une déviation standard proche des 23 canaux (hors canal 10), l'oscillation du bruit n'est pas centrée en une tension commune en l'absence de signal radio. Ceci est lié au fait que les signaux ne sont pas encore calibrés (voir Section 3.10).

L'analyse de la mesure moyenne semble montrer que le comportement singulier de l'événement 17 (Figure 4.1) de l'antenne 10 n'est pas lié à l'événement mais au canal lui-même. Divers paramètres relatifs à l'antenne peuvent causer des anomalies. Globalement elles peuvent provenir d'un problème technique (défaut dans le matériel de mesure, dans l'amplification ou le transfert de données, dans la digitalisation avec le numériseur LAB4D associé à l'antenne) ou d'un souci d'application du piédestal. L'anomalie présentant un comportement par bloc d'échantillons dont le nombre est identique à la taille des fenêtres du *Maint storage array*, une exploration de l'origine des anomalies du canal 10 liée à la bonne application du piédestal est de mise.

4.2 Vérification de l'application du piédestal

L'observation d'une anomalie de mesure du canal 10 de la Station Nanoq mène à la nécessité de la compréhension de la cause d'un tel défaut. Dans ce cadre, nous allons dans cette section évaluer la possibilité d'un problème lié à la soustraction du piédestal du canal dans la puce LAB4D (voir Section 3.7). Comme expliqué dans la Section 3.7.2, chaque cellule de stockage dans le *Main storage array* de la puce LAB4D développe un *DC offset* différence, ainsi le piédestal doit être continuellement surveillé et stocké pour être soustrait par la suite. Dans l'objectif de l'identification de l'anomalie du canal 10, le piédestal va être réinséré étape par étape afin de pouvoir visualiser le signal brut et de potentiellement observer une modification sur l'anomalie.

De façon à réinsérer correctement le piédestal aux formes d'onde du canal il est important de bien comprendre le processus d'enregistrement du piédestal et d'enregistrement des formes d'onde dans la carte de digitalisation LAB4D.

Comme expliqué précédemment, au sein de la carte de digitalisation RADIANT une puce LAB4D de traitement de signal est associée à chacun des 24 canaux de la station. Au sein du processus d'acquisition de données de chaque canal, le piédestal lié aux cellules de la matrice principale est systématiquement soustrait aux formes d'ondes. Le piédestal est unique pour chaque canal et pour chaque *run* ; c'est-à-dire qu'il y a au total pour chaque *run* 24 piédestaux différents associés aux antennes.

Lors du transfert des données dans le *Main Storage Array* (voir Figure (3.5)), les cellules de stockage intermédiaire sont enregistrées dans 32 fenêtres de 128 échantillons sur un tampon circulaire (de fenêtres paires et de fenêtres impaires). L'ensemble des 32 fenêtres implique 4096 cellules d'échantillonnage. L'avantage de disposer de tampons circulaires est qu'il peut commencer à être écrit à n'importe quelle fenêtre. Ainsi, l'ordre de la forme d'onde du piédestal dont nous disposons correspond effectivement aux fenêtres physiques de la matrice principale, en revanche, cela n'est pas le cas pour les formes d'ondes des événements de RNO-G. Il est donc nécessaire, afin d'additionner convenablement le piédestal aux formes d'onde, d'ordonner préalablement les fenêtres des données de RNO-G en les fenêtres physiques du *Main Storage Array*.

4.2.1 Ré-arrangement des formes d'onde suivant les fenêtres physiques du *Main Storage Array* de LAB4D

Un évènement de RNO-G comporte 2048 échantillons, soit 32 fenêtres de 128 échantillons. Au sein de la puce LAB4D il est enregistré en reliant les fenêtres de 0 à 15 ou 16 à 31 des deux tampons du *Main Storage Array* afin de produire la forme d'onde finale dont nous disposons. Dans l'étape de transfert de données dans les *rings*, le mode d'enregistrement dans la matrice principale implique que les échantillons des formes d'ondes de RNO-G ne sont pas ordonnés suivant l'ordre des fenêtres physiques apparaissant dans la matrice principale.

Un seul évènement est issu de 2 blocs de stockage de la partie intermédiaire de LAB4D (soit de A1 et B1 soit de A2 et B2 (voir Figure (3.5)). Un évènement comprend un total de 16 fenêtres de 128 échantillons, c'est-à-dire de 2048 échantillons en considérant le taux d'échantillonnage de 3.2 GSa/s et sa durée de 640. En événement empli soit les fenêtres notées 0 à 15 soit les fenêtres 16 à 31 de la matrice principale.

Dans le cadre du réarrangement des formes d'onde, la première étape est de connaître le numéro de fenêtre avec lequel l'enregistrement a commencé pour un événement donné. Cette donnée est indiquée dans le fichier contenant la forme d'onde. La *StartingWindow1* (*SW1*) indique la fenêtre où débute l'enregistrement des premiers 1024 échantillons d'un événement. Dans cette fenêtre se stockent les premiers 128 échantillons. Une fois la *StartingWindow1* emplie, les données se stockent dans la fenêtre suivante (dont le numéro de fenêtre physique est *StartingWindow1* + 1) et ainsi de suite jusqu'à atteindre et emplir la fenêtre numéro 7. Alors, les données continuent de s'enregistrer depuis la fenêtre 0, puis dans la fenêtre 1 jusqu'à emplir la fenêtre numéro *StartingWindow1* -1. À ce stade la première partie de la forme d'onde est enregistrée et la suite a lieu dans les fenêtres 8 à 15. Comme pour la première partie de l'enregistrement, la *StartingWindow2* (*SW2*) indique la fenêtre où débute l'enregistrement. Ensuite la *StartingWindow2* +1 est emplie et ainsi de suite jusqu'à la fenêtre 16 après quoi elles emplissent la 8 et les suivantes jusqu'à la *StartingWindow2* -1. Pour le cas où l'événement est envoyé dans les fenêtres 16 à 31, le mécanisme d'enregistrement sur les fenêtres physiques est le même avec les *StartingWindow1* et *StartingWindow2* comprises entre 16 et 31.

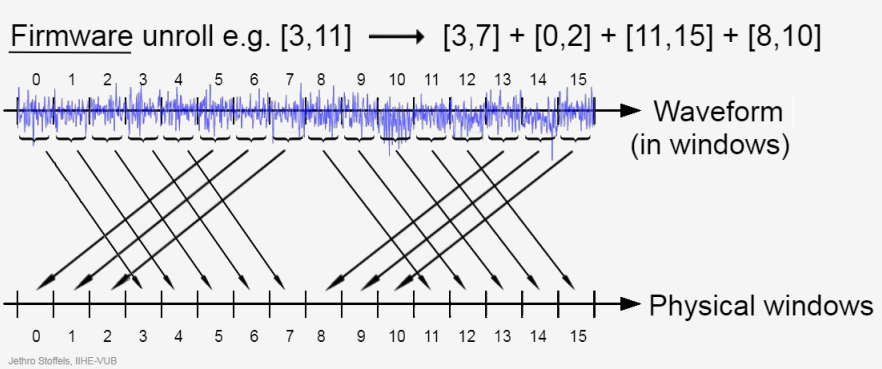


FIGURE 4.3 : Correspondance des fenêtres des formes d'onde de RNO-G avec les fenêtres physiques de LAB4D. Extrait de [67].

Pour réarranger les formes d'onde nous pouvons alors définir deux cas de figure d'association des fenêtres finales aux fenêtres physiques des formes d'onde :

- $[SW1, SW2] \in [0, 15]$:

Fenêtres finales :	[*SW1*, 7] + [0, *SW1* -1] + [*SW2*, 15] + [8, *SW2*-1]
Fenêtres physiques :	[0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15]

- $[SW1, SW2] \in [16, 31]$:

Fenêtres finales :	[*SW1*, 23] + [16, *SW1* -1] + [*SW2*, 31] + [24, *SW2*-1]
Fenêtres physiques :	[16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31]

La Figure (4.3) illustre le cas particulier du ré-arrangement des fenêtres lorsque $[SW1, SW2] = [3, 11]$. Les fenêtres de la forme d'onde sont ordonnées de façon à ce que l'ordre des données corresponde effectivement aux fenêtres physiques de la matrice principale, c'est-à-dire à l'ordre du piédestal.

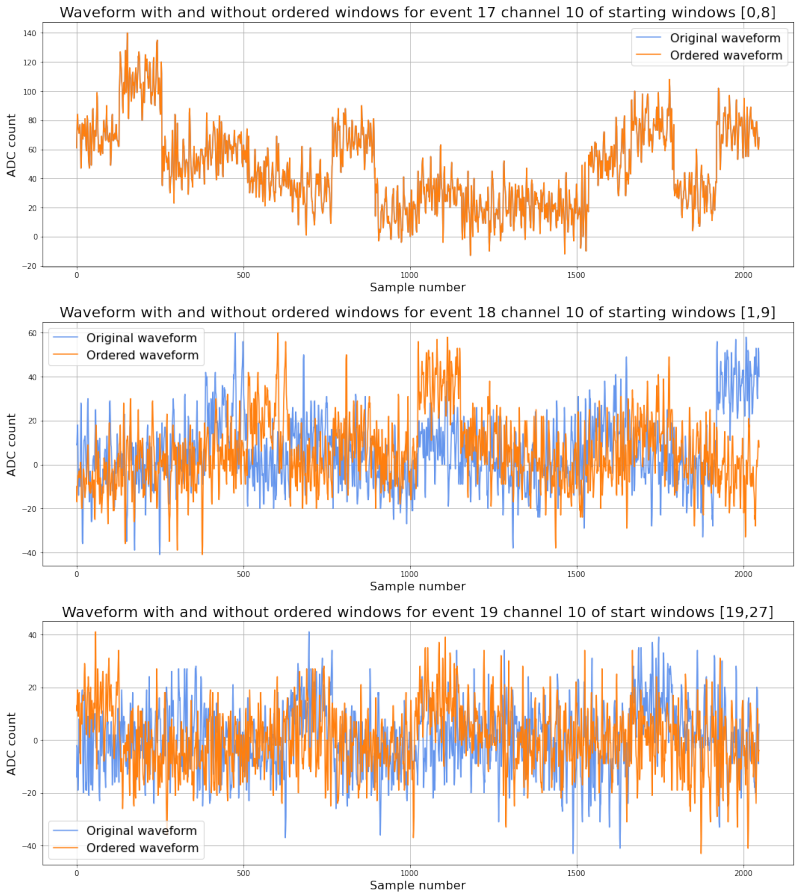


FIGURE 4.4 : Formes d'ondes originales de ces événements (lignes bleues). Formes d'ondes avec ré-arrangement des fenêtres (lignes en orange) pour 3 évènements différents du *run* 101 dans le canal 10 de façon à ce que les données correspondent aux fenêtres physiques de LAB4D. Le premier est l'évènement 17 de [*SW1*, *SW2*] = [0,8] qui correspond précisément à un événement où les fenêtres physiques correspondent aux fenetres finales des formes d'onde ainsi il n'y a pas de ré-arrangement de fenêtres ; le second est l'évènement 18 avec [*SW1*, *SW2*] = [1,9] et le dernier l'évènement 19 de fenêtres de démarrage 19 et 27.

En appliquant cette méthode à l'ensemble des 107 événements étudiés, nous les avons dans le bon ordre pour l'étape d'ajout du piédestal. Dans la Figure (4.4) les cellules des événements 17, le 18 et 19 du canal 10 sont arrangées en les fenêtres du *Main Storage Array*, ceci est représenté par la courbe orange. En bleu sont représentées les formes d'ondes originales de ces événements, c'est-à-dire ordonnées suivant les fenêtres finales.

4.2.2 Le piédestal du canal 10 *run* 101 de la Station Nanoq

Le piédestal est en particulier lié à des non-uniformités dans la conception des unités de stockage de la matrice principale de la puce LAB4D [62]. Ces dissemblances matérielles impliquent un décalage dans la tension du signal entrant dans cette partie de la puce. Le piédestal étant associé à chaque cellule d'enregistrement du *Main Storage Array*, une valeur unique de piédestal par cellule par puce est mesurée. La forme du piédestal est ordonnée suivant les fenêtres physiques 0 à 31 de la matrice principale en commençant à la 0 et en emplissant les fenêtres de façon successive jusqu'à emplir la 31.

Nous disposons des données de piédestal de chaque canal des stations dans le fichier de données exploité. Le piédestal du canal 10 *run* 101 est visible à la Figure (4.5) où il est effectivement organisé suivant les fenêtres physiques.

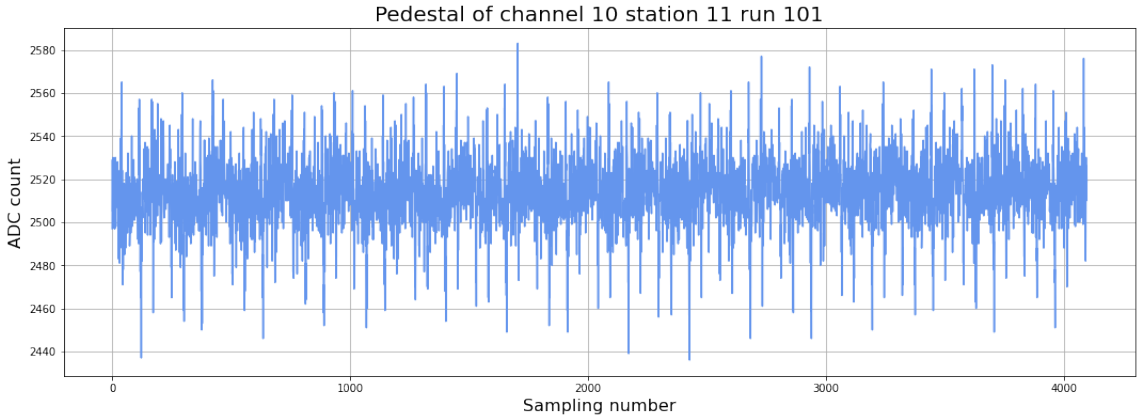


FIGURE 4.5 : Piédestal du canal 10 déroulement 101 de la Station 11.

4.2.3 Ajout du piédestal aux formes d'onde et étude d'anomalie

Nous ajoutons le piédestal correspondant aux bonnes fenêtres physiques des formes d'onde. La Figure (4.6) présente l'évènement 17 dans les canaux 5 et 10. On y voit la comparaison de la forme d'onde brute (en orange) avec la forme d'onde manipulée (en bleu) par ajout du piédestal associé à chaque canal puis soustraction de la moyenne de celui-ci. Dans cette figure les signaux sont organisés en les fenêtres correspondant à l'ordre réel des formes d'onde de RNO-G.

La visualisation du signal avec ajout du piédestal (Figure 4.6) illustre que l'anomalie présente au canal 10 perdure. La réinsertion manuelle du piédestal n'a pas modifié le comportement défaillant du canal 10. Ainsi, le comportement étrange des formes d'onde ne semble pas être causé par un traitement incorrect du piédestal dans la chaîne d'acquisition.

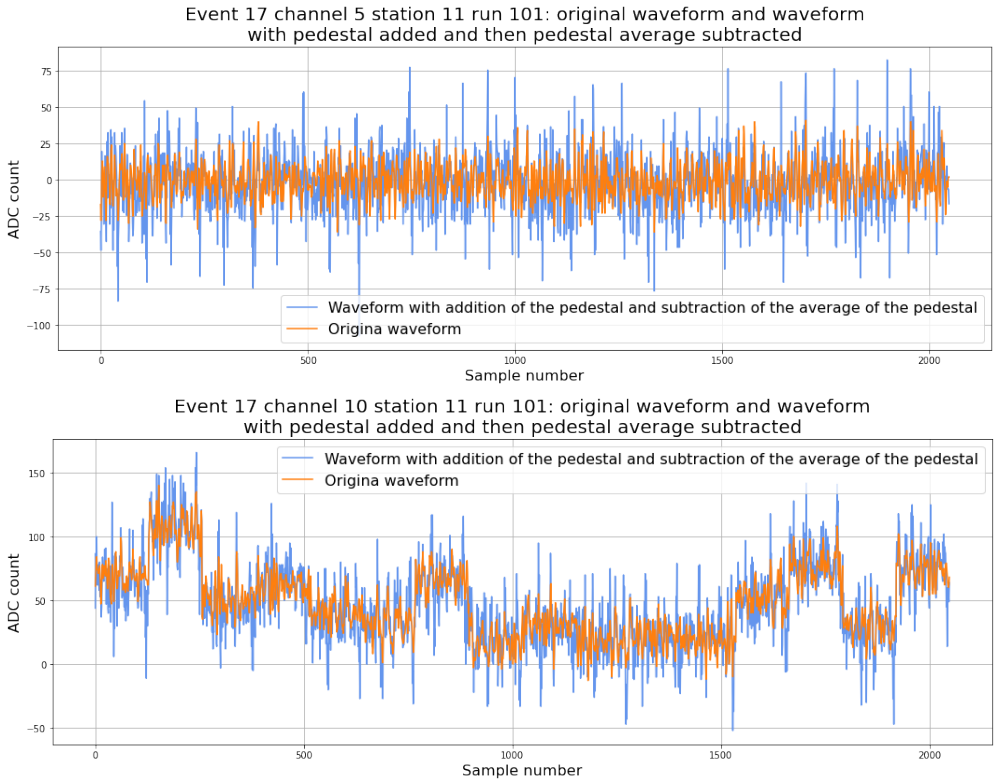


FIGURE 4.6 : Formes d'onde oranges : évènement 17 *run* 101 Station 11 dans les canaux 5 et 10 issues de RNO-G (formes d'onde originales). Formes d'ondes bleues : évènement 17 *run* 101 Station 11 dans les canaux 5 et 10 avec ajout des piédestaux respectifs à chaque canal puis soustraction de la moyenne du piédestal du canal.

4.2.4 Conclusions sur l'origine de l'anomalie du canal 10 Station 11

L'objet de la vérification des 107 événements du *run* numéro 101 effectués par la Station 11 permet d'observer un défaut dans les données de l'antenne 10 de la station. L'étude de la source de cette singularité en tant que liée à un mauvais traitement du piédestal dans la chaîne d'acquisition mène au rejet de cette hypothèse. Cela conduit à la compréhension du souci comme étant d'ordre matériel. Dans ce cadre, la résolution de ce défaut n'est pas directe et nécessite une intervention sur place. Cela implique pour la suite d'identifier la partie électronique défaillante et de la remplacer lors d'une campagne de déploiement. Entre-temps, il est convenu que l'analyse des données de la Station 11 doit tenir compte de ce défaut.

Chapitre 5

Reconstruction de la direction du vertex d'émission

La calibration de la position des antennes de RNO-G n'a pas encore été effectuée. Cette tâche est primordiale pour la bonne reconstruction des signaux de neutrinos. Le positionnement futur de l'antenne sera effectué via une minimisation faisant intervenir les coordonnées des canaux et des sources d'étalonnage initialement relevées au moyen de GPS durant la campagne de déploiement, le profil de la glace, les décalages temporels d'entrée du signal dans les différentes antennes et tiendra compte des délais temporels d'arrivée du signal de chaque antenne dans la DAQ. Dans le cadre de la procédure de calibration de la position des antennes, le point de départ est l'estimation des incertitudes sur les valeurs dont nous disposons des différents paramètres intervenant dans la minimisation. Cette estimation peut être effectuée via la reconstruction des positions des pulses de calibration.

Dans cette section il s'agit de développer une méthode permettant de reconstruire la direction d'une des sources d'étalonnage de l'une des stations du détecteur en utilisant le signal enregistré dans la station associée au pulseur. Lorsque le signal radio est émis par un pulse de calibration la forme d'onde est enregistrée pour chaque canal. Ces formes d'ondes peuvent être utilisées pour reconstruire la direction de la source (voir Section 2.3). Dans ce cadre, nous allons utiliser le signal émis par le Pulse de Calibration de la *Helper String 2* (CP2) de la Station 21 (Amaroq) de RNO-G ainsi que les mesures de ce signal au sein de la station.

La reconstruction de la direction réelle du CP2 est possible en exploitant la différence temporelle d'enregistrement du signal mesuré dans les différents canaux de cette même station et en comparant ces délais temporels à un modèle simulant ces décalages de temps suivant les paramètres du système (positions des antennes, indice de réfraction de la glace, délais temporels des câbles et la distance du pulse de calibration aux antennes de détection). Le calcul du temps que met le signal à parvenir aux antennes de détection se fait en considérant un éventail de directions angulaires sur une sphère de rayon fixe centrée dans la station (le rayon de la sphère est la distance de CP2 au centre) puis en calculant pour chacune de ces positions le temps d'arrivée du signal dans les antennes choisies de la station. Le temps d'arrivée dans chacune des antennes permet ensuite de calculer le délai de temps entre chaque pair d'antennes sélectionnées pour chaque direction

possible de CP2 sur la sphère définie. Ce délai de temps obtenu à chaque direction possible est finalement comparé au délai de temps réel obtenu via la mesure des détecteurs au moyen d'un test de minimisation : le *pseudo chi square* (voir Section 5.5) calculé avec les résidus temporels de chaque canal. La position minimisant le test est la position disposant du temps de propagation du signal le plus en accord avec les données.

Pour ce qui suit seront utiles les données de position et *cable delay* des antennes se trouvant sur les *strings* et la position du pulse de la *Helper String 2* de la Station 21. Ces données, bien que préliminaires tel qu'expliqué dans la Section 3.10, figurent dans l'Annexe B.

5.1 Sélection des *runs*

Dans l'objectif d'obtenir les délais de temps d'arrivée du signal du pulse de calibration mesuré par les antennes, nous devons premièrement faire une sélection de *runs* contenant un signal du pulse puis vérifier le bon enregistrement du signal dans l'ensemble des événements de ces *runs*. D'après les données dont nous disposons, les *runs* avec signal émis par CP2 sont au nombre de quatre : le 476, 477, 478 et 479. Respectivement, chacun de ceux-ci présente 95, 36, 37 et 36 évènements. Nous avons donc un éventail de 204 évènements pour la reconstruction de la direction de CP2.

Lorsque détectée, l'onde du pulse est une oscillation de tension d'amplitude plus élevée que celle du bruit de fond. La Figure (5.1) illustre 4 événements différents dans chacun des *runs*. L'on y voit la détection d'un même événement effectué par les 24 antennes de la station. De façon générale les événements des *runs* sélectionnés présentent effectivement une mesure de signal CP2 cependant la vérification de chaque événement permet d'en identifier 5 n'ayant pas de signal, ceux-ci sont recueillis dans la table ci-dessous. Pour la suite, nous tiendrons compte seulement des événements présentant bien une détection du pulse, réduisant notre échantillon à 199 événements.

Runs sélectionnés : 476, 477, 478, 479 **Total nombres d'évènements** : 204
Anomalie dans les éventements pour :

run	évènement	raison
476	37	signal CP2 non enregistré
476	55	signal CP2 non enregistré
478	34	signal CP2 non enregistré
479	25	signal CP2 non enregistré
479	28	signal CP2 non enregistré

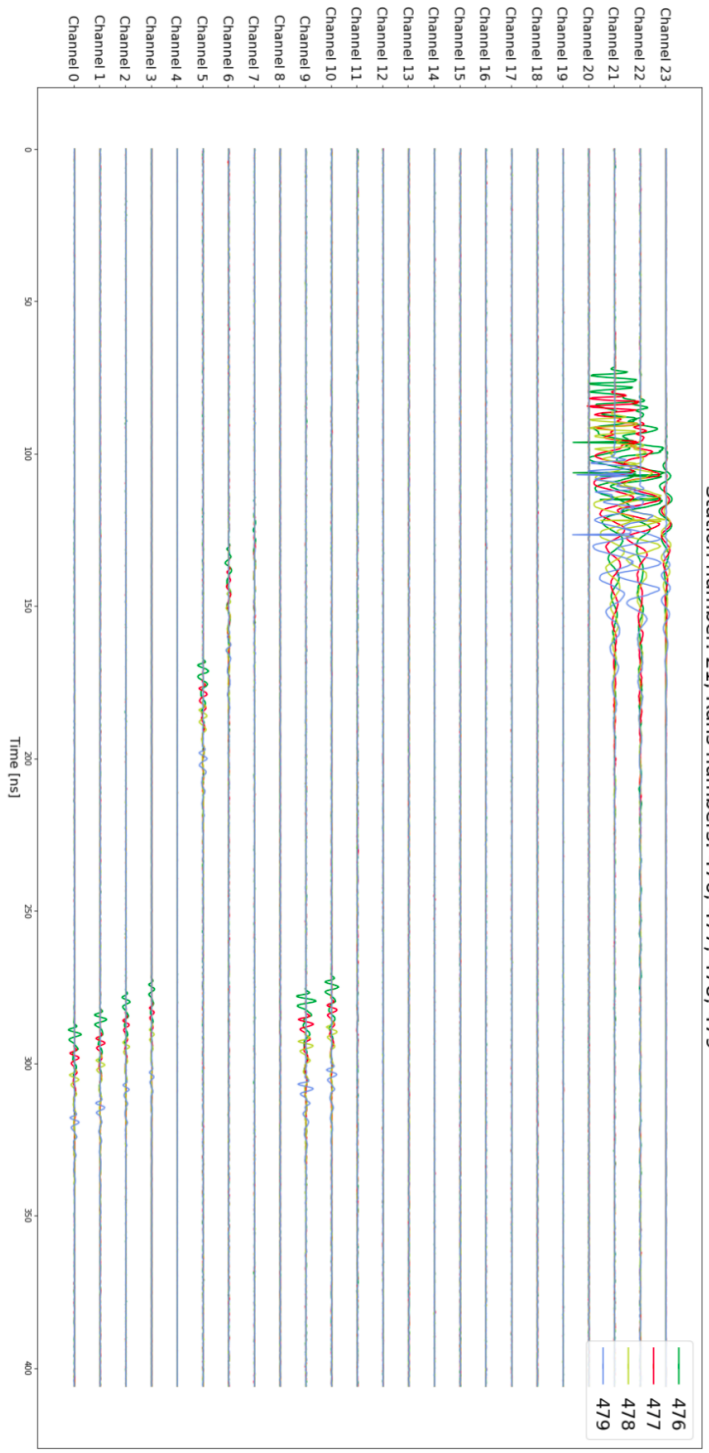


FIGURE 5.1 : Formes d'onde superposées de 4 événements du signal du pulse d'étalonnage de la Station 21 (Amaroq) dans les *runs* présentant un signal CP2 ; le signal est perçu différemment par les 24 antennes de la station. Les événements ont été coupés sur la fin où il n'y avait que du bruit de façon à obtenir une meilleure visualisation, ainsi les 640 ns de l'événement ne sont pas visibles au complet.

5.2 Comportement du signal

Les 24 canaux de la station étant déployées à des positions différentes le long des trois *strings*, en raison de la polarisation et du type d'antenne, le signal émis par CP2 y parvient à des temporalités, formes et intensités différentes. La Figure (5.1) permet la visualisation de la mesure typique d'un signal CP2 dans 24 antennes, l'on y voit l'arrivée de l'onde émise par CP2 dans 4 *runs* différents. Le comportement de l'onde y est différent suivant le type de canal et l'emplacement de celui-ci (voir Annexes A et B). Voyons les caractéristiques du signal attendues suivant l'antenne de la station affectant la mesure.

- Les antennes LPDA : Ce sont les antennes 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19 et 20 de la composante de surface de la station. Elles ne détectent pas le signal radio CP2 car elles sont trop éloignées de la source.

- Les antennes sur la *Helper String 2* : Le signal des antennes se trouvant sur la même *string* que le Pulseur de Calibration se retrouvent avec des comportements d'onde perturbés car les antennes RNO-G ont leurs pires performances pour les directions directement au-dessus ou en dessous d'elles car le gain de l'antenne est mauvais dans ces directions, de plus le trou peut piéger l'impulsion radio à l'intérieur et peut agir comme un guide d'onde dans lequel l'impulsion radio est déformée. Par ailleurs, à de telles distances du pulse d'étalonnage les antennes ne se trouvent plus dans le *far field*, ce qui veut dire que nous ne pouvons pas connaître via ces signaux comment les antennes répondent. C'est le cas pour les canaux 21, 22 et 23. Ces antennes se trouvent à moins de 2 m du pulse, expliquant la détection plus tôt du signal.

- Les antennes VPol - Hpol : Le Pulseur de Calibration CP2 produit un signal à polarisation verticale. De ce fait, les antennes de calibration verticale peuvent enregistrer le signal de CP2 à l'encontre des canaux Hpol (4, 8, 11 et 21) qui ne détectent pas la bonne polarisation.

- Les antennes de la composante supérieure de la *Power String* : L'intensité du signal est perdue au fur et à mesure que le détecteur et l'émetteur du signal sont lointains. Les antennes de la composante supérieure de la *Power String* (les canaux 5,6 et 7) présentent ainsi des signaux atténués. Ces antennes sont plus proches de la DAQ que le reste des antennes profondes, le signal est transféré par fibre sur une plus courte distance de câble ainsi les délais temporels plus cours ce qui induit l'enregistrement du signal plus tôt (entre 387 et 687 ns) que pour d'autres antennes profondes plus proches du pulse.

- Les antennes basses de la composante profonde : ce sont les antennes 0, 1, 2, 3, 4, 8, 9, 10, 11, 21, 22 et 23. Celles-ci présentent une profondeur d'environ 90 m. Le câblage des stations engendre un délai de temps supplémentaire plus grand pour ces antennes et ont des *cable delay* de ~ 700 ns (voir Annexe B). De ce fait, le signal qu'elles indiquent est retardé.

Avec ceci, nous choisissons d'étudier les antennes dont la polarisation est la même que celle de CP2, dont le signal est perceptible et n'ayant pas été perturbé du par le *signal gain*. Finalement nous sélectionnons les antennes 0, 1, 2, 3, 9 et 10 pour l'analyse qui suit.

5.3 Mesure du délai de temps

La distance relative des antennes de détection au pulse de calibration étant différente ainsi que l'écart par rapport à la DAQ principale, l'enregistrement des données du signal de CP2 se fait à des temporalités distinctes dans chaque antenne de la station. En effet, plus la source d'émission du signal est lointaine plus le temps de propagation est long et plus l'antenne est profonde plus le phénomène de *cable delay* devient important (Section 3.6). Afin de déterminer la direction de l'émetteur de signal, le délai temporel d'arrivée de l'onde dans les différents canaux causé par la distance de l'antenne à la source est d'usage. La différence temporelle d'arrivée du signal entre chaque paire d'antennes peut être obtenue au moyen de la fonction de corrélation croisée évaluée entre la tension des formes d'onde des différentes antennes.

5.3.1 La fonction de corrélation croisée

En traitement de signal, la fonction de corrélation croisée est une mesure évaluant la ressemblance entre deux signaux. En particulier, lorsqu'elle est évaluée entre deux signaux x(t) et y(t), elle permet de les comparer en fonction d'un paramètre de décalage temporel que l'on peut considérer comme étant le retard existant entre les deux signaux. De cette façon, elle est utilisée pour déterminer le déphasage de deux signaux qui sera donné par l'extremum de la fonction. Suivant leur nature, la définition de la fonction de corrélation varie.

Lorsque l'on à affaire à des données discrètes ou numériques, la fonction de corrélation croisée entre deux signaux $x(t)$ et $y(t)$ est donnée par [60] :

$$\hat{R}_{xy}(r\Delta t) = \frac{1}{N-r}\sum_{n=1}^{N-r} x_n y_{n+r} \tag{5.1}$$

avec N le nombre de valeurs discrètes du signal (c'est-à-dire le nombre d'échantillons), le numéro de décalage r tel que $r = -m, ..., -2, -1, 0, 1, 2, ..., m$ où $|m| \leq N$. Δt est le pas de temps (qui est l'inverse de la fréquence d'échantillonnage en Hz). Le symbole "chapeau" indique qu'il s'agit d'une approximation.

L'application de la fonction de corrélation sur des séries discrétisées implique une meilleure rigueur de résultats pour des échantillons plus grands. De ce fait, sans modification des formes d'ondes, celles-ci ont été interpolées de façon à multiplier par 10 la vitesse d'échantillonnage et le nombre d'échantillons. Ainsi, les formes d'onde extrapolées présentent 20480 mesures. Dans la suite, les résultats relatifs à la fonction de corrélation impliqueront systématiquement des formes d'ondes extrapolées.

5.3.2 Application de la fonction de corrélation croisée

Voyons l'évaluation de la corrélation croisée dans le domaine temporel entre deux formes d'ondes induites par l'émission radio de CP2 dans la Station 21, au cours du *run* 476 évènement 10.

Les deux séries temporelles sont les formes d'onde du canal 0 et 3. La Figure (5.2) présente les deux formes d'ondes en fonction du temps. Un délai temporel dans l'arrivée du signal CP2 est perceptible avec un retard apparent dans l'enregistrement au sein du canal 0 par rapport au canal 3.

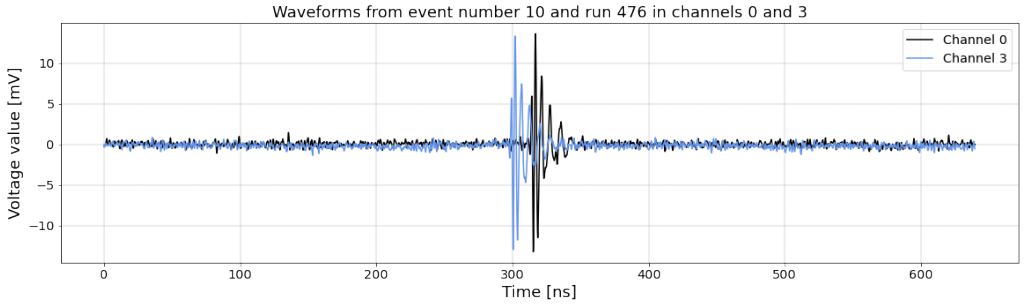


FIGURE 5.2 : Signal du Pulseur de Calibration de la *Helper String 2* enregistré dans les antennes 0 et 3 de la Station 21 lors du *run* 476 évènement 10. Le signal parvient aux antennes avec un délai de temps lié à la distance de l'antenne par rapport à CP2 et à sa profondeur induisant un délai temporel de câblage.

La Figure (5.3) illustre le résultat obtenu en calculant le coefficient de corrélation $\hat{R}_{03}$ de la série temporelle 0 par rapport à la série temporelle 3. Suivant chaque décalage possible entre ces deux séries, la valeur du coefficient est donnée par l'équation 5.1. Un maximum absolu du coefficient est indiqué pour un *shift* positif de 14.875 ns. Le décalage de cette grandeur dans le sens temporel positif de la forme d'onde du canal 3 permet que les deux antennes présentent une temporalité de détection du signal CP2 égale. Ce *shift* est effectué à la Figure (5.4) où l'on observe le même temps d'arrivée du signal dans les deux canaux 0 et 3.

La fonction de corrélation croisée appliquée aux formes d'ondes des antennes 0 et 3 de l'évènement 10 *run* 476 permet donc d'obtenir le délai temporel de l'arrivée du signal CP2 entre ces deux canaux.

5.3.3 Résolution temporelle

L'évaluation du délai temporel entre paires d'antennes via la fonction de corrélation croisée peut être effectuée à toutes les paires d'antennes présentant la détection d'un signal CP2 (voir Section 5.1) afin d'obtenir une distribution de délais temporels entre deux canaux donnés de 199 evenements. Ceci, appliqué à l'ensemble des paires de canaux considérés, fournit la différence de temps moyenne avec laquelle l'onde radio émise par CP2 arrive dans chacune des antennes par rapport aux autres antennes. L'ensemble des distributions des délais temporels entre chaque

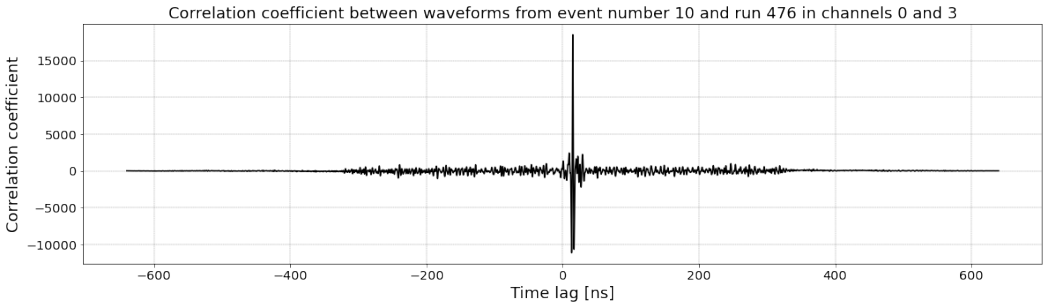


FIGURE 5.3 : Coefficient de corrélation entre les formes d'ondes des canaux 0 et 3 (*run* 476 évènement 10) de la Station 21. Le coefficient de corrélation (équation 5.1) entre les deux séries temporelles détermine le décalage existant entre elles.

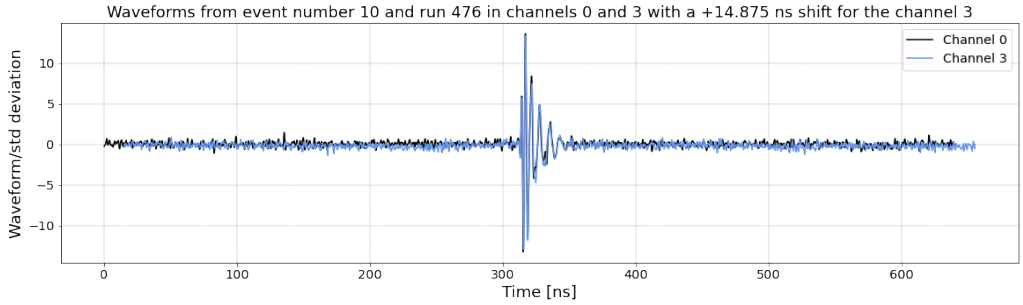


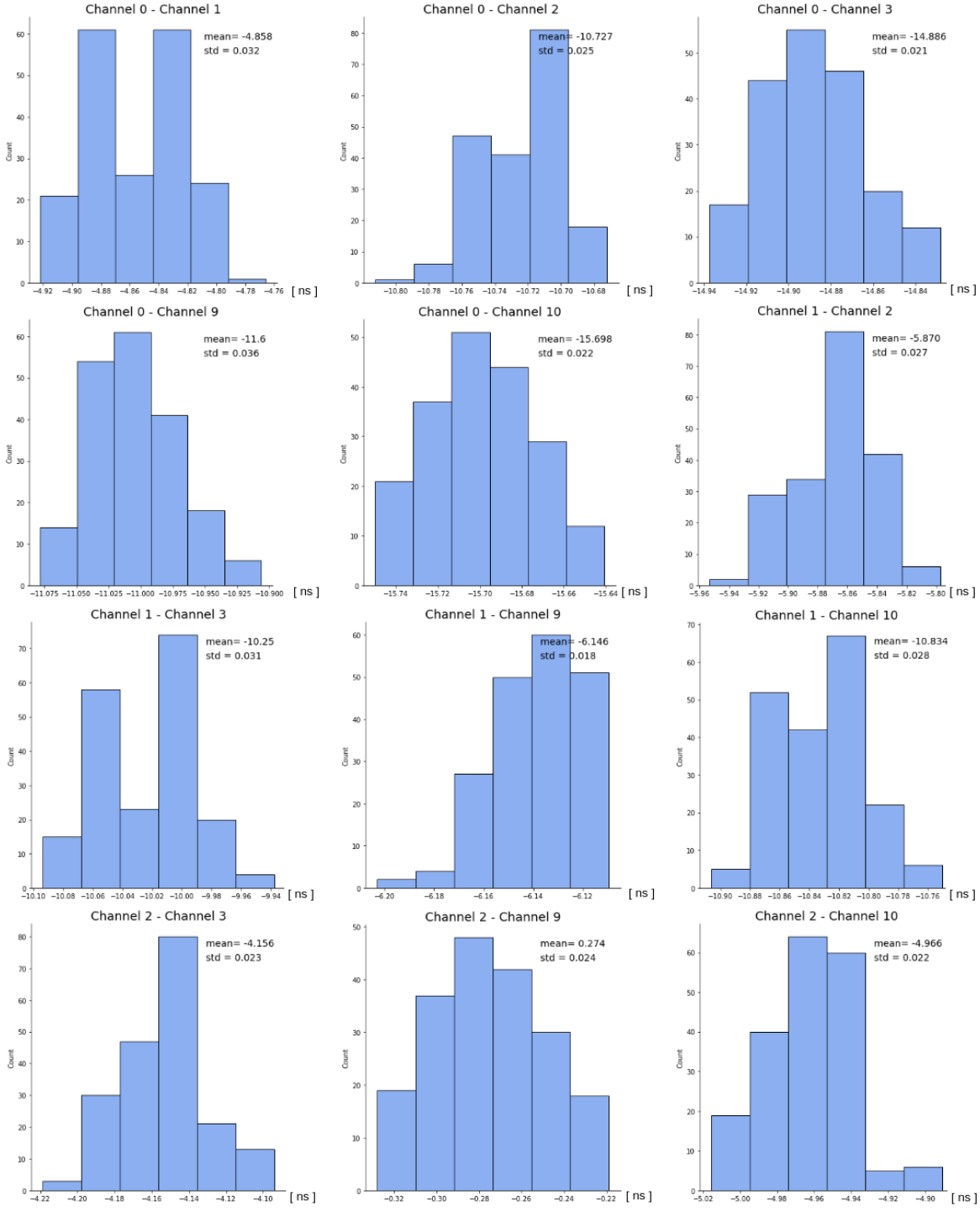
FIGURE 5.4 : Signal du Pulseur de Calibration de la *Helper String 2* enregistré dans les antennes 0 et 3 lors du *run* 476 évènement 10 après déplacement temporel de 14.875 ns sur la forme d'onde du canal 3 correspondant au décalage donnant le maximum du coefficient de corrélation. L'arrivée du signal CP2 est simultanée dans les deux antennes après correction temporelle.

combinaison de paire d'antennes considérées sont illustrées à la Figure (5.5). Les moyennes et déviations standards de ces délais y sont également représentées.

Ces distributions fournissent une première estimation de la précision temporelle des données avant calibration. L'observation des déviations standards indique que nous disposons actuellement d'une erreur temporelle inférieure à 0.04 ns dans les antennes sélectionnées.

5.4 Délais de temps : méthode analytique

Toujours dans l'objectif du chapitre d'identifier la direction (l'angle azimuthal et zénithal) du pulse, nous obtenons dans cette section les délais temporels d'arrivée du signal entre paires d'antennes par une méthode analytique. À cette fin, nous utilisons un modèle de propagation dans la glace considérant la propagation des ondes en ligne droite en supposant que l'indice de réfraction ne change pas, les positions des antennes et nous considérons toutes les directions possibles de CP2 sur une sphère dont le centre est le centre de gravité des antennes sélectionnées


Channel 0 - Channel 1
mean= -4.858
std = 0.032
Channel 0 - Channel 2
mean= -10.727
std = 0.025
Channel 0 - Channel 3
mean= -14.886
std = 0.021
Channel 0 - Channel 9
mean= -11.6
std = 0.036
Channel 0 - Channel 10
mean= -15.698
std = 0.022
Channel 1 - Channel 2
mean= -5.870
std = 0.027
Channel 1 - Channel 3
mean= -10.25
std = 0.031
Channel 1 - Channel 9
mean= -6.146
std = 0.018
Channel 1 - Channel 10
mean= -10.834
std = 0.028
Channel 2 - Channel 3
mean= -4.156
std = 0.023
Channel 2 - Channel 9
mean= 0.274
std = 0.024
Channel 2 - Channel 10
mean= -4.966
std = 0.022
Count
[ns]

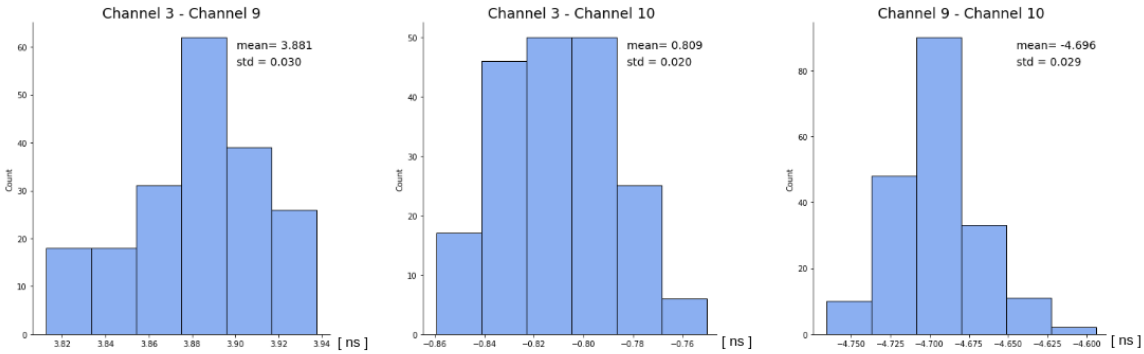


FIGURE 5.5 : Distributions des délais de temps d'arrivée du signal du Pulseur de Calibration de la *Helper String 2* entre les antennes 0, 1, 2, 3, 9 et 10 de la Station 21 pour tous les 199 évènements ayant un signal CP2 correcte au sein des *runs* 476, 477, 478 et 479.

de la station.

5.4.1 Système de référence

Premièrement, une sphère est définie en un point au milieu des 3 *strings* dont le rayon est la distance de CP2 au centre de celle-ci (voir Figure (5.7). Pour ceci nous requérons de la connaissance des positions des antennes considérées et de la position de CP2. Les données de ces coordonnées sont obtenues au moyen des premières informations de positionnement relevées issues de la mesure établie par GPS lors du déploiement de la station (voir Annexe B).

Le centre de notre référentiel est défini comme étant le centre entre les 3 *strings* pour les coordonnées (x, y) et la coordonnée z est la profondeur moyenne des antennes choisies (0,1,2,3,9 et 10). Dans le référentiel de RNO-G où l'origine est le point supérieur de la *Power String*, les coordonnées cartésiennes de notre référentiel sont : $x_{centre} = (-16.95, 9.43, -93.98)$. Dans la suite toutes les positions indiquées seront dans le référentiel que nous avons défini.

La sphère que nous définissions est centrée à l'origine de notre référentiel et son rayon est donné par la distance de CP2 au centre de la sphère, soit $r = 19.58$ m, CP2 ayant la position cartésienne $x_{CP2} = (-16.69, -10.23, -0.39)$ m et la coordonnée sphérique $x_{CP2} = (19.58, 1.59, -2.59)$ (le rayon est en mètres et les angles en radians). Les coordonnées angulaires actuelles de CP2 sont donc

$$(\theta_{real}, \phi_{real}) = (1.59, -2.59)\, rad \tag{5.2}$$

Dans ce référentiel, les coordonnées cartésiennes des antennes sont données dans la Table (5.6). La Figure (5.7) illustre schématiquement les positions des antennes sur les 3 *strings* ainsi que

celle du pulse d'étalonnage, la position du centre de la sphère et du rayon de celle-ci.

Antenne	x [m]	y [m]	z [m]
0	16.95	-9.43	-1.39
1	16.95	-9.43	-0.39
2	16.95	-9.43	0.62
3	16.95	-9.43	1.62
9	-0.25	19.67	-0.72
10	-0.25	19.67	0.27

FIGURE 5.6 : Positions cartésiennes (en mètres) des antennes 0, 1, 2, 3, 9 et 10 dans le référentiel définit dans cette section.

Une fois la sphère caractérisée, l'on maintient pour unique information concernant le pulse sa distance par rapport au centre de la sphère. L'ensemble des paramètres angulaires de la sphère deviennent toutes les coordonnées considérées pour le pulseur de calibration. Nous avons donc que la position de CP2 appartient à $x_{CP2} = (19.584, \theta, \phi)$ avec θ l'angle zénithal compris entre $[0, \pi]$ et ϕ l'angle azimutal compris entre $[-2\pi, 0]$.

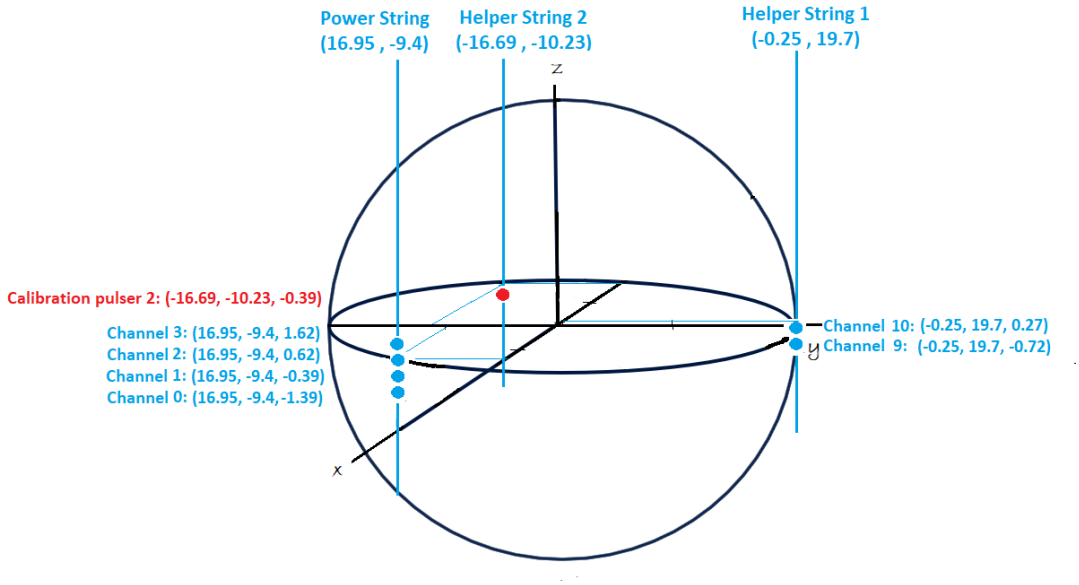


FIGURE 5.7 : Sphère définie au sein de la station : le centre est le centre de gravité des antennes sélectionnées (0,1,2,3,9 et 10), représentées en points bleus ; le rayon est la distance du centre de la sphère au pulse de calibration CP2 représenté par un point rouge. Les coordonnées des antennes et du pulse sont données en coordonnées cartésiennes en unités de mètre et le référentiel est celui définit dans cette section, c'est-à-dire que l'origine est le centre de la sphère.

5.4.2 L'indice de réfraction du *firn* de RNO-G

Pour le calcul du temps d'arrivée du signal CP2 dans les différentes antennes, l'indice de réfraction de la glace intervient. Par ailleurs, de façon générale pour la détection radio et la reconstruction de neutrinos HE et UHE interagissant dans la glace une bonne compréhension de la propagation des ondes au sein de ce milieu est nécessaire. Il existe divers modèles décrivant la propagation des ondes dans le *firn* faisant intervenir des hypothèses concernant le déplacement des ondes.

Lorsque l'indice de réfraction est constant suivant la profondeur, comme pour la glace très profonde où la pression et température sont stables, la propagation des ondes en ligne droite est une bonne hypothèse. Cependant, comme expliqué dans la Section 2.3, la glace au niveau du *firn* ne présente pas une densité constante en raison du comportement de compaction de la neige avec le temps. L'évolution de densité avec la profondeur dans le *firn* de RNO-G a été modélisée [28] en mesurant la propagation d'ondes radio de fréquence $\sim$ 100 MHz à travers environ 100 m de profondeur sous la surface de la glace de la Station Summit. Suivant ces mesures, l'indice de réfraction du *firn* du Groenland peut être obtenu.

Dans cette région de névé, il existe effectivement un gradient de densité. L'indice de réfraction mesuré à la surface de la glace est de $n = 1.35$, celui de la neige profonde est de $n = 1.78$. Le long de la profondeur de la glace, le comportement de l'indice est décrit avec un modèle exponentiel dont la paramétrisation varie suivant la profondeur : à - 14.9 m de profondeur se trouve une limite de transition telle qu'au-dessus de celle-ci l'indice de réfraction est donné par

$$n(z) = 1.775 - 0.5019e^{-0.03247z} \tag{5.3}$$

avec n l'indice de réfraction et z la profondeur. Pour $z <$ - 14.9 m la paramétrisation devient

$$n(z) = 1.775 - 0.448023e^{-0.02469z} \tag{5.4}$$

La Figure (5.8) représente le profil de l'indice de réfraction suivant ce modèle en fonction de la profondeur du *firn* du Groenland. À la superficie de la glace l'indice de réfraction est d'environ 1.35, ensuite il augmente. Dans les couches de neige plus profondes l'indice de réfraction devient plus grand, la vitesse des ondes se voit alors progressivement ralentie. Au fur et à mesure que l'on s'approche de la limite du *firn* l'évolution de l'indice ralentie et converge vers 1.775, la valeur de l'indice dans la glace solide du Groenland au-delà du névé.

Lors de cette étude, des analyses additionnelles de la glace ont été menées avec la méthode de *ray tracing* dans laquelle un émetteur est placé près de la surface et un récepteur se trouve à une profondeur choisie à une distance horizontale donnée de l'émetteur. Le *ray tracing* consiste à trouver le rayon qui relie l'émetteur et le récepteur pour différents modes de propagation considérés. Ces tests indiquent que les rayons se plient dans certaines régions impliquant que le récepteur ne détecte pas l'émission de l'émetteur pour des géométries données.

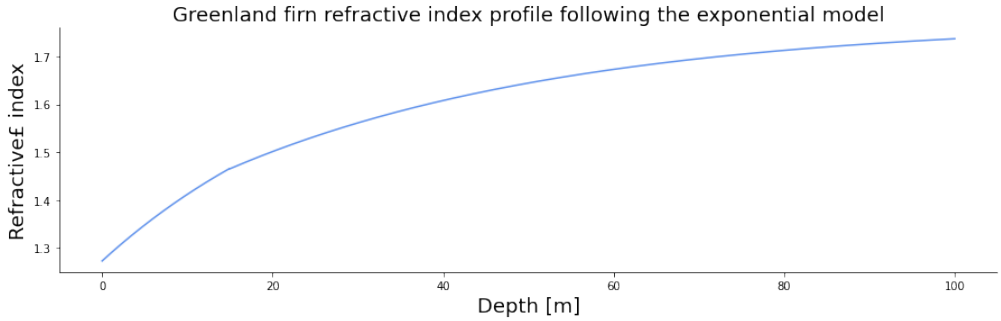


FIGURE 5.8 : Évolution de l'indice de réfraction dans le névé de RNO-G suivant le modèle exponentiel développé en [28]. À la surface ($\sim$ 0 m de profondeur) l'indice est proche de 1.3 puis il augmente jusqu'à converger à environ 1.7 vers la partie la plus profonde du *firn* ($\sim$ 100 m de profondeur).

5.4.3 Calcul du temps d'arrivée

Pour chacune des coordonnées de CP2 considérées, est calculé le temps que met le signal à parvenir aux antennes depuis cette position émettrice. Le calcul du temps d'arrivée du signal CP2 dans les différents canaux pour toute position de CP2 possible se fait en utilisant des hypothèses sur le modèle de glace du *firn* de RNO-G. Dans cette section nous utilisons un modèle supposant une propagation rectiligne au sein de la glace, de ce fait l'indice de réfraction effectif n_{eff} est considéré constant et est obtenu avec le profil de l'indice de réfraction (équations (5.3 et 5.4). Dans un tel modèle, la vitesse de propagation v ne dépend que de l'indice de réfraction n_{eff} et est donnée par

$$v = \frac{c}{n_{eff}} \tag{5.5}$$

L'indice de réfraction utilisé est celui présenté dans la Section 5.4.2 suivant une loi exponentielle résultant d'études menées dans le *firn* de RNO-G. Partant de ce modèle de propagation en ligne droite et d'indice de réfraction, le temps que met le signal issu de CP2 à parvenir à une antenne donnée est obtenu via

$$t_{CP2-ch}(\theta, \phi) = \Delta r_{CP2-ch}(\theta, \phi)\frac{c}{n_{eff}} \tag{5.6}$$

où $\Delta r_{CP2-ch}(\theta, \phi)$ est la distance entre l'antenne et CP2 suivant la direction (θ, ϕ) considérée de ce dernier et n_{eff} est une estimation de la valeur moyenne de l'indice de réfraction entre l'indice de réfraction au niveau du pulse d'étalonnage émetteur et de celui de l'antenne de détection (obtenus avec les valeurs de l'indice de réfraction n de la glace (équations (5.3 et 5.4)) :

$$n_{eff} = \frac{n_{ch} + n_{CP2}}{2} \tag{5.7}$$

5.4.4 Délais de temps calculés les différents canaux

En fait, pour la méthode de reconstruction utilisée, nous aurons besoin du délai de temps d'arrivée du signal CP2 entre chaque paire de canaux sélectionnés, et ce, pour toutes les positions de CP2 sur la sphère.

Nous évaluerons donc à chaque position possible ce délai de temps simplement avec

$$\Delta t_{ij,calcul}(\theta,\phi) = (t_{CP2-ch\,i}(\theta,\phi) - t_{CP2-ch\,j}(\theta,\phi))_{calcul} \quad \forall\, i,j = 0,1,2,3,9,10$$

où l'on utilise l'équation (5.6).

Le *cable delay* peut être corrigé à cette étape. Lorsque nous avons déterminé les délais de temps mesurés par les antennes les signaux incluaient le décalage temporel induit par le parcours du signal depuis l'antenne jusqu'à la DAQ le long de la fibre. De façon à comparer des délais de temps dans des conditions similaires, nous ajoutons les valeurs de *cable delay* associés à chaque antenne (voir Annexe B). Les délais temporels calculés deviennent alors

$$\Delta t_{ij,calcul}(\theta,\phi) = (t_{CP2-ch\,i}(\theta,\phi) - t_{CP2-ch\,j}(\theta,\phi))_{calcul} + (t\,cd_{ch\,i} - t\,cd_{ch\,j})$$

$\forall\, i,j = 0,1,2,3,9,10$.

Avec ceci nous disposons à présent également d'un ensemble de valeurs de délais temporels d'arrivée du signal issu de CP2 dans chaque paire d'antennes ; et ce pour chaque position possible du pulse d'étalonnage sur la sphère.

5.5 Minimisation de la position de CP2

La méthode de minimisation est une procédure permettant de déduire des données inobservables à partir de données observables lorsqu'il existe une relation entre l'inconnue et les données d'observation.

L'application de cette méthode à notre cas de figure permet de déduire la direction inconnue du pulse à partir de délais temporels observables issus des mesures du signal effectués par les antennes (dont les valeurs dépendent de la position réelle du pulse). De façon à déterminer la direction de CP2, les données mesurées sont comparées à un modèle théorique ayant pour paramètre la quantité inconnue. Le modèle théorique est celui présenté à la Section 5.4.3 prédisant

les délais temporels d'arrivée du signal du pulse suivant la position de CP2.

Les délais obtenus avec les données mesurées et les délais issus du modèle analytique pour chaque position de CP2 sont comparés avec le *pseudo chi square* :

$$\chi^2_k(\theta,\phi) = \frac{\sum_i^N \left(\frac{\sum_j^N (\Delta t_{ij,k} - \Delta t_{ij,calcul}(\theta,\phi))^2 w_{j,k}}{\sum_j^N w_{j,k}} \right) w_{i,k}}{\sum_i^N w_{i,k}} \tag{5.8}$$

où $\Delta t_{ij,k}$ est le délai de temps d'arrivée du signal issu de CP2 entre l'antenne i et l'antenne j de la Station 21 lors de l'événement k donné. $w_{i,k} = SNR_{i,k}$ est le ratio signal sur bruit de l'évènement k dans le canal i et $\Delta t_{ij,calcul}(\theta,\phi)$ est le délai de temps d'arrivée du signal CP2 entre le canal i et le canal j obtenu par calcul lorsque les coordonnées angulaires de CP2 sont θ et ϕ. Les antennes considérées sont i, $j = 0, 1, 2, 3, 9, 10$ et le *pseudo chi square* s'évalue sur tout l'intervalle angulaire de la sphère définie : $\theta \in [0, \pi]$ et $\phi \in [-2\pi, 0]$.

Le *pseudo chi square* diffère du *Chi square* habituel en le fait que la soustraction apparaissant dans la formule est pondérée par le ratio signal sur bruit associé aux événements mesurés par les antennes. Nous faisons ce choix car nous souhaitons donner plus d'importance aux canaux présentant un meilleur signal, c'est-à-dire ayant un bruit par rapport au signal plus faible que les autres. Dans la Section 5.3 nous avons vu que $\Delta t_{ij,k}$ est obtenu en appliquant la méthode de la fonction de corrélation croisée sur l'événement mesuré dans le canal i et sur celui mesuré dans le canal j et chacun de ces deux événements comportent une composante de bruit. Afin de considérer cette donnée dans la formule de *pseudo chi square* applicable à notre étude, nous devons déterminer le ratio signal sur bruit, $SNR_{i,k}$ de chaque événement k.

$SNR_{i,k}$ s'obtient en établissant le rapport entre la valeur maximale du signal radio mesuré dans l'événement k et le bruit (c'est-à-dire la valeur fluctuante du signal en l'absence d'onde radio incidente). Lorsque aucune onde radio n'est détectée, l'antenne échantillonne des valeurs de tension fluctuant faiblement autour d'une donnée seuil associée au détecteur. Le bruit de l'événement dans le canal i, $Noise_{i,k}$ peut alors être déterminé en établissant une moyenne quadratique (RMS) des mesures en l'absence de signal sur un lapse de temps petit par rapport à la durée d'un événement. Les événements de RNO-G mesurant 640 ns, une moyenne du bruit sur 10 ns est suffisante pour obtenir une bonne estimation de celui-ci. Le taux d'échantillonnage étant de 0.3125 ns/échantillon, la moyenne quadratique du bruit peut alors s'évaluer sur 32 échantillons de l'événement en une partie de la forme d'onde du canal sans signal. Le ratio signal sur bruit est déterminé avec

$$SNR_{i,k} = \frac{Peak_{i,k}}{Noise_{i,k}}$$

où $Peak_{i,k}$ est simplement la valeur absolue maximale du signal de l'événement k dans le canal

i.

Le *pseudo chi square* est ainsi déterminé pour toute combinaison angulaire possible. Les coordonnées angulaires minimisant le *pseudo chi square* correspondent à la position du pulse d'étalonnage reconstruite. Ce sont les coordonnées tel que le calcule analytique est le plus proche des données de mesure.

5.5.1 Paysage du *pseudo chi square*

Appliquons la minimisation du *pseudo chi square* sur l'un des 199 événements ayant un signal CP2 et comparons les coordonnées du pulse reconstruites via la minimisation du test aux coordonnées réelles de CP2.

La valeur du *pseudo chi square* de l'événement 20 *run* 476 dans tout l'intervalle angulaire de CP2 est donnée à la Figure (5.9) en échelle standard (au-dessus) et en échelle logarithmique (en dessous) pour faciliter l'interprétation. Sur ces figures sont également représentés le minimum du *pseudo chi square* (en orange) et la position actuelle du pulse (en rouge).

Des valeurs de *pseudo chi square* allant de 0.047 à environ 19000 sont représentées au moyen d'un dégradé de couleurs. Il est notable d'observer qu'ayant considéré des antennes sur 2 strings : la *Power String* et la *Helper String 2* (au lieu de sur les trois strings), les coordonnées de celles-ci dans le plan Oxy n'ont que deux possibilités : (16.94, -9.4) m et (-16.69, -10.23) m. Dans ces conditions il existe une symétrie autour de l'angle ϕ : $\chi^2(\theta, \phi) = \chi^2(\theta, \phi + \pi)$ (en revanche il n'existe pas de symétrie autour de l'angle θ car plusieurs antennes sur chacune des deux *strings* sont considérées). De ce fait, le minimum de la position du pulse d'étalonnage suivant les temporalités d'arrivée n'est pas unique. Ceci est observable à la Figure (5.9) où on observe 2 régions de minimum qui reflètent cette symétrie.

Le minimum du *pseudo chi square* est obtenu en utilisant la fonction Minuit de ROOT [64]. Nous avons expliqué dans la Section 5.1 pourquoi seules certaines antennes sur 2 strings ont été sélectionnées. Si nous avions eu l'occasion de considérer les 3 *strings* de la station nous aurions donc 1 seul résultat pour la position de CP2. Pour passer outre cet inconvénient nous divisons l'intervalle angulaire de ϕ en deux intervalles séparant la symétrie dans les résultats et nous ne gardons que la partie dans laquelle nous savons que le pulse de calibration se trouve réellement. Notre intervalle angulaire se réduisant alors à $\phi \in [-\pi, 0]$.

La coordonnées de CP2 obtenues pour k l'événement 20 du *run* 476 sont donc $\hat{\theta}_{reco,k} = 1.68$ rad et $\hat{\phi}_{reco,\,k} = -2.59$ rad. En les comparant aux données actuelles (équation 5.2) $\theta_{real} = 1.59$ rad et $\phi_{real} = -2.59$ rad l'on observe que l'étude des coordonnées du Pulse dans cet événement avec la méthode de minimisation *pseudo chi square* nous donne un résultat assez proche du résultat attendu. En effet, $\hat{\theta}_{reco,k} - \theta_{real} = 0.084$ rad et $\hat{\phi}_{reco,k} - \phi_{real} = -0.002$ rad.

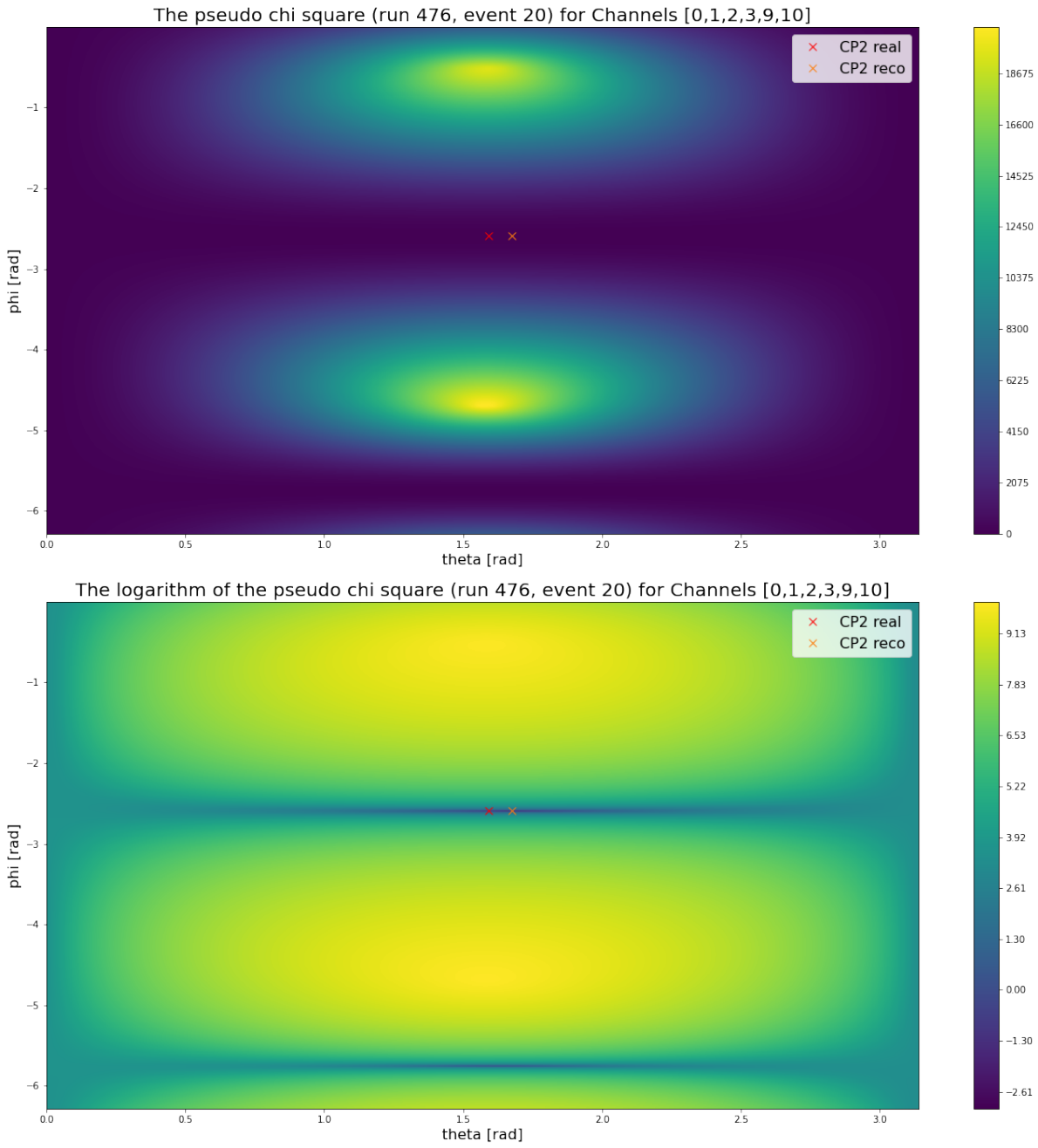


FIGURE 5.9 : Valeurs du *pseudo chi square* (équation 5.8) de l'événement 20 *run 476* pour toute direction possible du pulse, c'est-à-dire dans l'intervalle $\theta \in [0, \pi]$ et $\phi \in [-2\pi, 0]$. Plus la valeur est basse, plus la couleur est sombre. La croix orange represente la direction du pulse associée au minimum du *pseudo chi square*, en rouge la position réelle du pulse. La figure du bas illustre les mêmes données que celle du haut en prenant le logarithme des valeurs du *pseudo chi square* pour une meilleure visibilité.

5.5.2 Minimisation du *pseudo chi square*

Dans cette section nous appliquons exactement la même méthode que dans la précédente et nous l'effectuons pour tous les evenements de signal CP2. La Figure (5.10) représente les coordonnées de CP2 minimisant le *pseudo chi square* dans chacun de ces 199 evenements. En moyenne, la reconstruction des coordonnées directionnelles de CP2 obtenues au moyen de la minimisation du pseudo chi square donne le résultat :

$$(\bar{\theta}_{reco}, \bar{\phi}_{reco}) = (1.67, -2.59)\, rad \tag{5.9}$$

Ce résultat est à comparer à l'emplacement de CP2 actuel (équation 5.2). La Figure (5.11) sont les distributions de $\Delta\theta_k = \theta_{reco,\,k} - \theta_{real}$ et $\Delta\phi_k = \phi_{reco,\,k} - \phi_{real}$, les décalages obtenus entre l'emplacement reconstruit et actuel pour chacun des événements. En moyenne, l'on a

$$(\bar{\Delta\theta},\ \bar{\Delta\phi}) = (0.078, -0.0019)\, rad \tag{5.10}$$

Les déviations standards de $\Delta\theta_k$ et $\Delta\phi_k$ sont 0.0054 rad et 0.00024 rad respectivement.

La méthode du *pseudo chi square* permet de reconstruire la position du pulse de calibration de façon assez raisonnable ; en effet avec des écarts-types de $\Delta\theta_k$ et $\Delta\phi_k$ respectivement d'un ordre 100 et 10 inférieurs au décalage obtenu, la résolution des résultats est très petite. Malgré un résultat plausible, l'on observe un décallage systématique de : $\bar{\Delta\theta} = 0.078$ rad = $4.5°$ et $\bar{\Delta\phi} = -0.0019$ rad = $-0.1°$ entre les données reconstruites et la donnée actuelle de la position de CP2. Les valeurs de déviation standard de $\Delta\theta_k$ et $\Delta\phi_k$ donnent lieu à la compréhension de la déviation comme étant systématique. En effet, il ne s'agit pas de valeurs reconstruites centrées autour de la valeur actuelle du pulse ; la déviation standard est largement inférieure au décalage entre les angles reconstruits et actuels, avec quoi l'on entend qu'il doit exister une source de *shift* se trouvant soit au sein du modèle utilisé pour le calcul des délais de temps du signal entre antennes, soit au sein de l'évaluation des délais de temps par mesure.

Dans la suite, motivés par la compréhension de cette erreur systématique, nous étudions 4 sources d'erreurs possibles : les positions des antennes, la position de CP2, l'indice de réfraction et le *cable delay*.

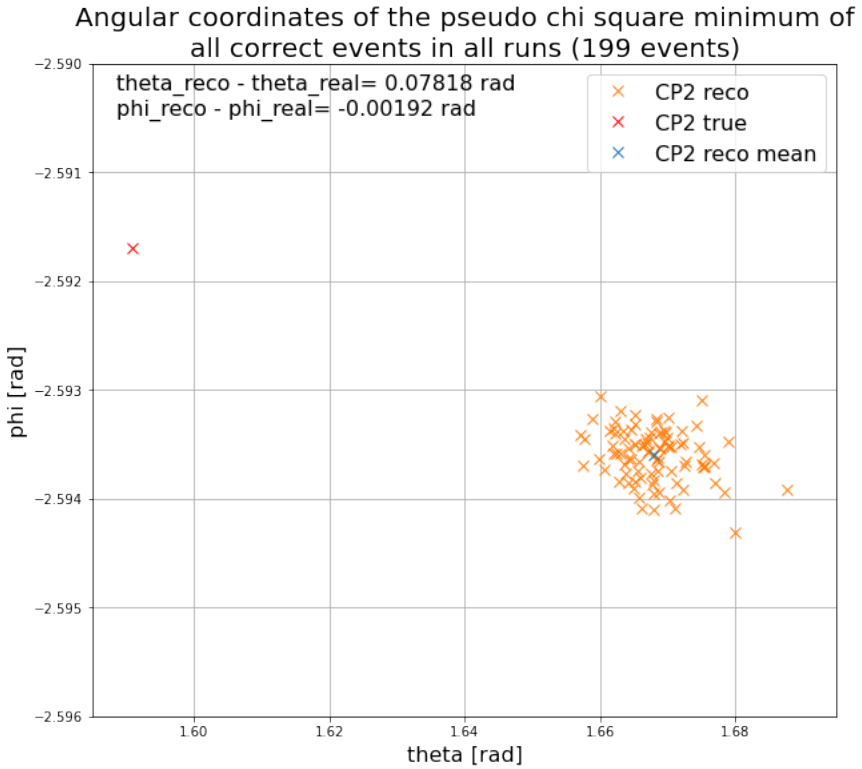


FIGURE 5.10 : En orange : Valeurs des coordonnées angulaires du pulse d'étalonnage minimisant le *pseudo chi square* (équation 5.8) pour les 199 événements présentant le signal de CP2. En bleu : la direction moyenne reconstruite du pulse. En rouge : la direction réelle du pulse d'étalonnage relevée. Le décalage entre la direction reconstruite et réelle du pulse est $\bar{\theta}_{reco} - \theta_{real} = 0.078$ rad, $\bar{\phi}_{reco} - \phi_{real} = -0.0019$ rad.

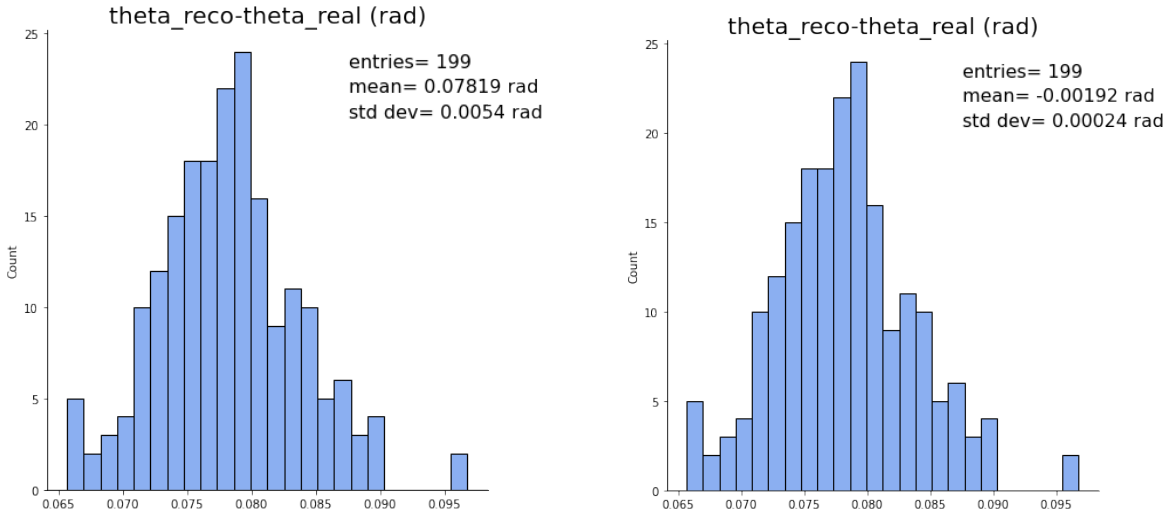


FIGURE 5.11 : Distribution, valeur moyenne et déviation standard de $\Delta\theta_k$ (à gauche) et de $\Delta\phi_k$ (à droite) des 199 événements de signal CP2.

Chapitre 6

Étude de l'incertitude

Divers paramètres utilisés dans la reconstruction de la direction du pulse de calibration de la *Helper String 2* peuvent avoir des incertitudes. Du côté de l'établissement du délai de temps mesuré la fonction de corrélation croisée peut introduire une incertitude, du côté du calcul des délais de temps, les incertitudes viennent du modèle utilisé (l'indice de réfraction) ou des paramètres utilisés dans l'application du modèle (les positions des antennes, du pulse de calibration et les valeurs de *cable delays*).

Pour chacune des potentielles sources d'incertitudes liées au calcul des délais temporels, nous allons observer la sensibilité de nos résultats à une variation raisonnable de ces grandeurs. Cela permet d'évaluer la sensibilité de notre reconstruction à des incertitudes sur ces variables, l'ampleur des écarts attendus et de déterminer si une variation de celles-ci peut induire un décalage systématique. Pour ce faire, nous appliquons deux méthodes suivant la source d'erreur étudiée :

1) Faire varier de façon aléatoire les paramètres dans des intervalles définis suivant leurs incertitudes. Nous réitérerons ensuite le test de minimisation du *pseudo chi square* mais cette fois nous ne comparerons plus les données mesurées aux données calculées ; nous comparerons les délais entre paires d'antennes calculés en utilisant la position réelle de CP2 (équation 5.2 et le modèle présenté à la Section 5.4.3 aux délais calculés à la position de CP2 réelle avec des variations aléatoires de paramètres du modèle (position des antennes, position de CP2 et *cable delay*) dans un intervalle. La formule du *pseudo chi square* dans ce contexte sera alors donnée par :

$$\chi_{\Delta p_r}(p \pm \Delta p_r)^2 = \sum_{i,j}^{N} (\Delta t_{ij,calcul} - \Delta t_{ij,calcul}(p \pm \Delta p_r))^2 \tag{6.1}$$

où les p sont les variables changées (p : position des antennes, position de CP2, indice de réfraction ou *cable delay*) d'une grandeur $\pm\Delta p_r$ et r fait référence à variation aléatoire dans un intervalle donné.

2) Faire varier les variables de façon précise. Le test du *pseudo chi square* est alors une comparaison calcul analytique obtenu en utilisant les variables de notre modèle et les conditions initiales (indice de réfraction) inchangées avec les résultats du fit lorsqu'il y a une variation finie de l'une de ces variables. Dans ce cadre, la formule du pseudo chi square devient :

$$\chi(p \pm \Delta p)^2 = \sum_{i,j}^{N} (\Delta t_{ij,calcul} - \Delta t_{ij,calcul}(p \pm \Delta p))^2 \tag{6.2}$$

avec p la variable modifiée d'une grandeur finie $\pm\Delta p$.

Le choix de l'un ou l'autre modèle d'estimation d'erreur est arbitraire.

6.1 Incertitude liée aux positions actuelles des antennes

6.1.1 Étude de l'erreur sur la position actuelle des antennes

La première erreur que nous allons étudier est celle liée à la position des antennes. Dans l'Annexe B figurent les différentes positions que nous utilisons, il s'agit des positions actuelles non calibrées. Afin de considérer les incertitudes sur ces coordonnées, nous allons effectuer des petites variations de celles-ci. Lors du déploiement des stations 3 trous de 30 cm de diamètre sont réalisés dans la glace avec des perceuses mécaniques qui coupent la glace jusqu'à des profondeurs de $O(100)$ m. Une fois les forages effectués, les *strings* contenant les 24 antennes y sont insérées. Le diamètre du forage est approximativement celui des antennes de façon à ce qu'elles ne puissent trop bouger horizontalement (pour le déploiement actuel des nouvelles stations et pour celles futures un nouveau mécanisme stabilisant la position des antennes est intégré incluant des sphères plus épaisses entre les antennes). De par le *set up* matériel, le positionnement des antennes relevé est susceptible d'être légèrement différent que le réel positionnement. L'identification de la position des stations et des antennes est faite à l'aide de GPS dont la précision est estimée aller du centimètre au mètre. Ainsi, le positionnement des antennes n'est pas idéal. C'est principalement cette cause qui serait à l'origine des incertitudes sur les coordonnées horizontales et verticales des antennes.

Nous allons ainsi faire varier les positions des antennes dans des intervalles de façon à évaluer la sensibilité de l'expérience à un changement de celles-ci. La variation maximale que nous effectuerons sur une coordonnée sera de 2 m. Pour établir cette limite nous considérons la précision des GPS utilisés lors de la mesure des positions. Nous définissons alors 4 intervalles de variation de position des antennes : $\Delta x_i \in I_1 = [-0.5, 0.5]$ m, $\Delta x_i \in I_2 = [-1, 1]$ m et $\Delta x_i \in I_3 = [-2, 2]$ m avec $i = x, y, z$.

Pour déterminer l'erreur de la localisation de CP2 liée à l'emplacement des canaux, nous pouvons calculer le délai de temps que met le signal CP2 à parvenir à chaque antenne en utilisant

la méthode présentée en 5.4.3, cependant, à chaque calcul de temps de propagation, nous appliquons un Δx_i aléatoire appartenant à l'intervalle définit sur les coordonnées des antennes. Chaque position d'antenne peut alors être différente de la position actuelle et cette valeur de différence n'est pas la même pour chacune des antennes intervenant dans le calcul. Dans cette partie, le Δx_i sera appliqué de 3 façons différentes :

1- Effectuer une variation $\Delta x_i \in I_r$ avec $i = x, y, z$ et $r = 1, 2$ ou 3, c'est-à-dire que varient x, y et z.
2- Faire varier $\Delta x_i \in I_r$ avec $i = x, y$ et $r = 1, 2$ ou 3. Dans ce cas, les coordonnées z des antennes sont fixes.
3- Varier $\Delta x_i \in I_r$ avec $i = z$ et $r = 1, 2$ ou 3, x et y sont inchangées.

Afin d'obtenir un échantillon significatif, nous calculons les délais temporels pour $O(1000)$ variations aléatoires de positionnement des canaux selon l'un des choix de coordonnées d'antennes variants. Nous obtenons alors $O(1000)$ listes de délais de temps, chacune donnant des valeurs relatives aux paramètres aléatoires de positions des antennes.

Finalement, nous pouvons comparer ces $O(1000)$ listes de délais temporels entre paires d'antennes à la liste de délais entre paires d'antennes obtenue par calcul avec la bonne position de CP2 sans variation de la position des antennes. Cette comparaison est alors effectuée avec la minimisation du *pseudo chi square* dont la formule est l'équation 6.1 où nous aurons pour paramètre p_r les positions des antennes et les r font référence aux intervalles I_1, I_2 et I_3 dans lesquels elles varient. Pour chaque choix de coordonnée d'antennes variant et intervalle de variation nous obtenons alors $O(1000)$ valeurs angulaires qui minimisent le *pseudo chi square*. La partie gauche des Figures (6.1), (6.2) et (6.3) recueillent le résultat de la minimisation. Dans ces figures est également représentée la valeur des coordonnées angulaires actuelles de CP2.

En soustrayant pour chacune de ces listes de valeur positionnelle reconstruite la valeur actuelle de CP2, l'on obtient des listes de $\Delta\theta_{\Delta p_r} = \theta_{reco,\Delta p_r} - \theta_{real}$ et de $\Delta\phi_{\Delta p_r} = \phi_{reco,\Delta p_r} - \phi_{real}$. Pour chaque intervalle considéré nous pouvons alors évaluer la valeur moyenne de $\Delta\theta_{\Delta p_r}$ et de $\Delta\phi_{\Delta p_r}$. Nous pouvons également regarder le comportement de la densité de distribution de $\Delta\theta_{\Delta p_r}$ et de $\Delta\phi_{\Delta p_r}$ représentés par les diagrammes dans les Figures de droite de (6.1), (6.2) et (6.3) et évaluer l'écart-type de la déviation des angles reconstruits sur les angles actuels. Les écarts-type de ces déviations angulaires pour chacun des intervalles de variation des positions des antennes figurent sur les graphiques des densités de distribution.

6.1.2 Conclusion de l'erreur sur la position actuelle des antennes

Plus l'intervalle de variation est grand plus les déviations standard des distributions $\Delta\theta_{\Delta p_r}$ et $\Delta\phi_{\Delta p_r}$ augmentent. Lorsque les 3 coordonnées évoluent, l'on obtient des déviations angulaires considérables tant en θ que en ϕ. Lorsque seules les coordonnées x, y varient, les déviations angulaires en θ sont plus faiblement affectées ; en revanche, celles de ϕ augmentent plus fortement. Lorsque la coordonnée z varie et que x, y sont fixes, l'évolution de la déviation angulaire entre

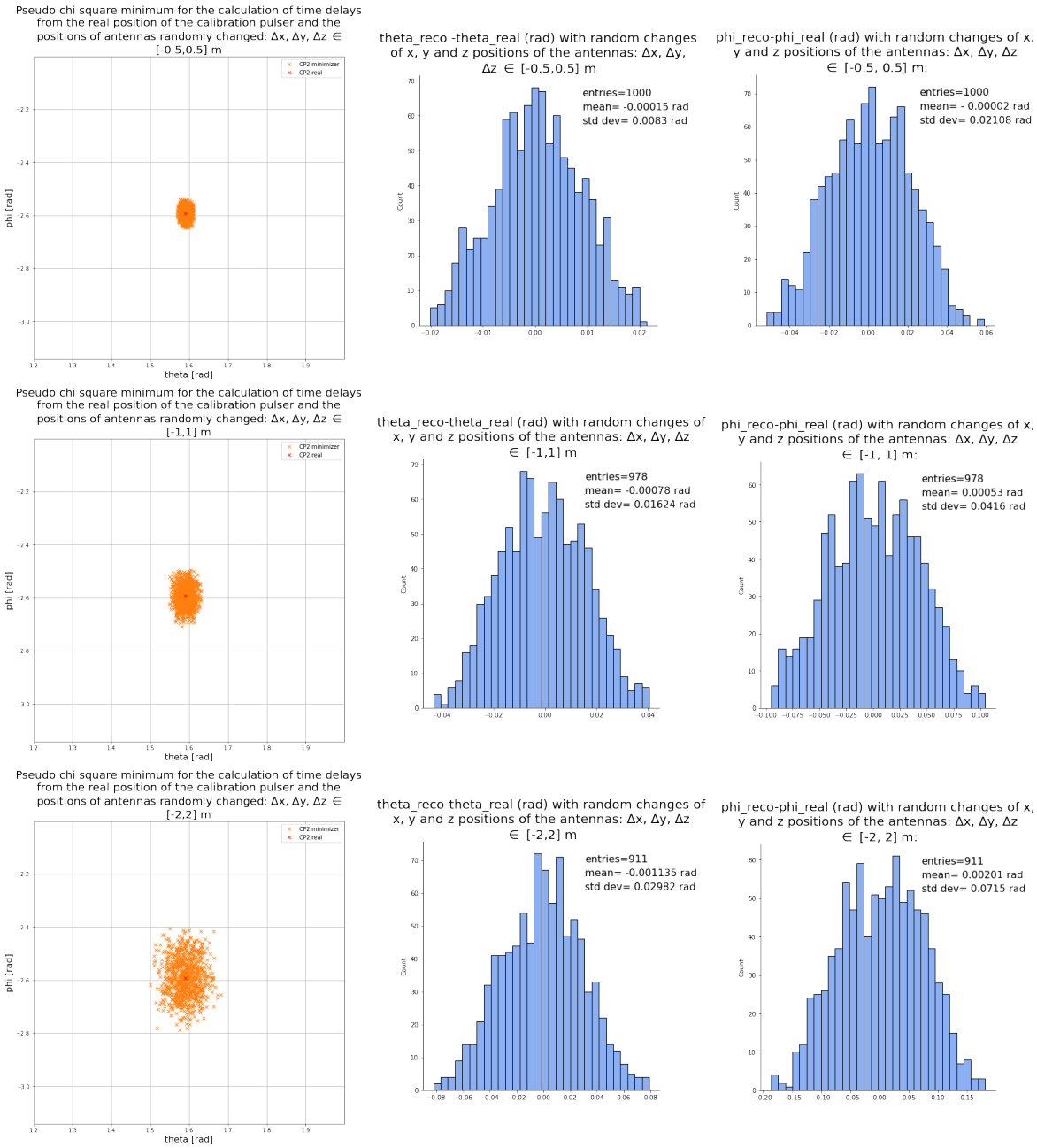


FIGURE 6.1 : **1- Variation aléatoire des coordonnées x, y, z des antennes dans les intervalles I_1, I_2 et I_3.** À gauche : Coordonnées du pulse d'étalonnage minimisant le *pseudo chi square* évalué sur les délais temporels calculés avec $O(1000)$ variations des positions x, y et z des antennes et les délais calculés avec les paramètres standards du modèle (Section 5.4.3). À droite : Distributions de $\Delta\theta_{\Delta p_r}$ et $\Delta\phi_{\Delta p_r}$, la différence des coordonnées obtenues via le modèle en appliquant des variations aléatoires de positions des antennes ; avec les coordonnées de CP2 réelles (équation 5.2). La moyenne et la déviation standard de ces distributions sont indiquées à chaque cas.

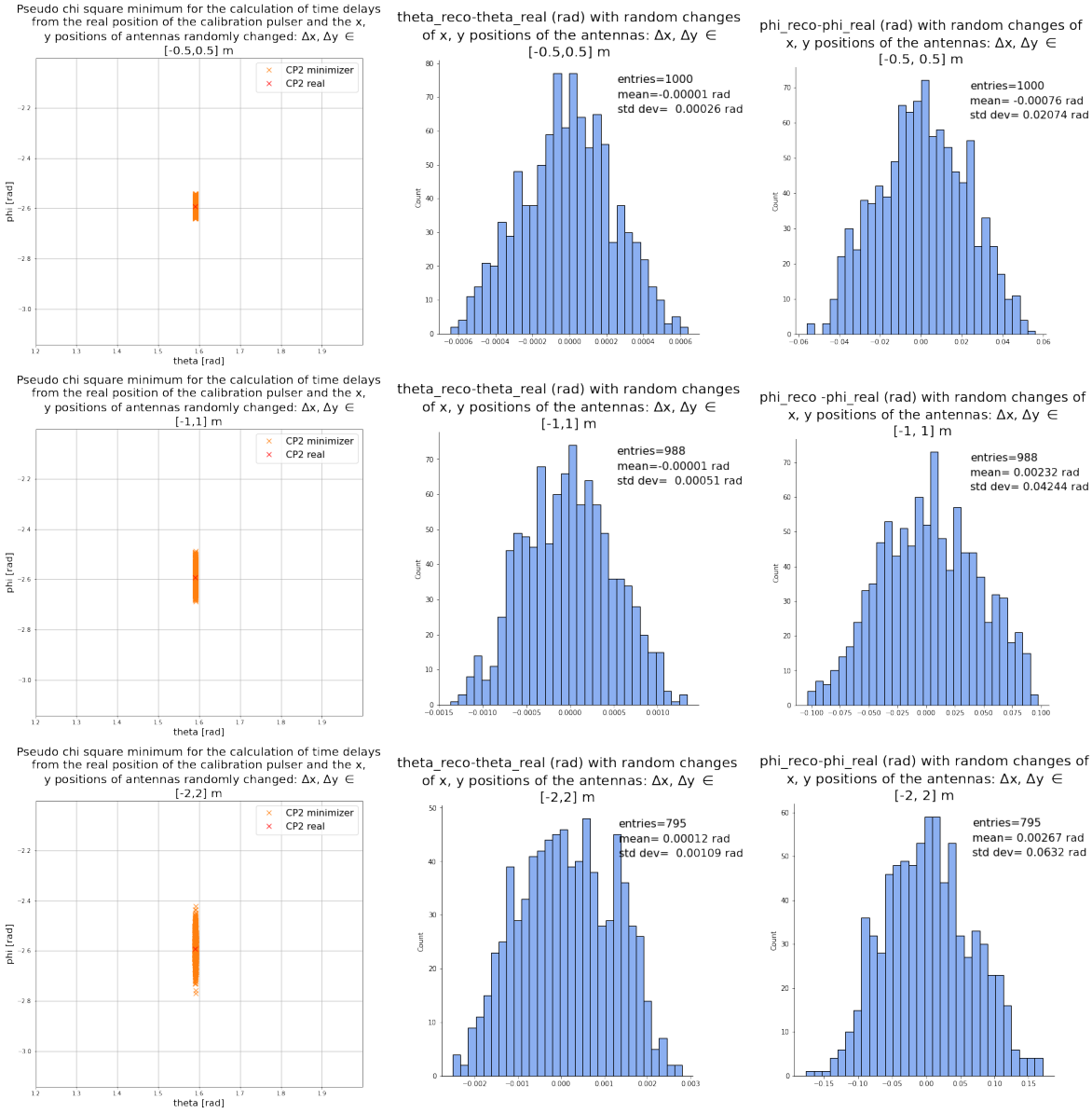


FIGURE 6.2 : **2- Variation aléatoire des coordonnées x, y des antennes dans les intervals I_1 I_2et I_3(z reste fixe).** À gauche : Coordonnées dubpulse d'étalonnage minimisant le *psseudo chi square* évalué sur les délais temporels calculés avec $O(1000)$ variations des positions x, y des antennes et les délais calculés avec les paramètres standards du modèle (Section 5.4.3). À droite : Distributions de $\Delta\theta_{\Delta p_r}$ et $\Delta\phi_{\Delta p_r}$, la différence des coordonnées obtenues via le modèle en appliquant des variations aléatoires de positions des antennes ; avec les coordonnées de CP2 réelles (équation 5.2). La moyenne et la déviation standard de ces distributions sont indiquées à chaque cas.

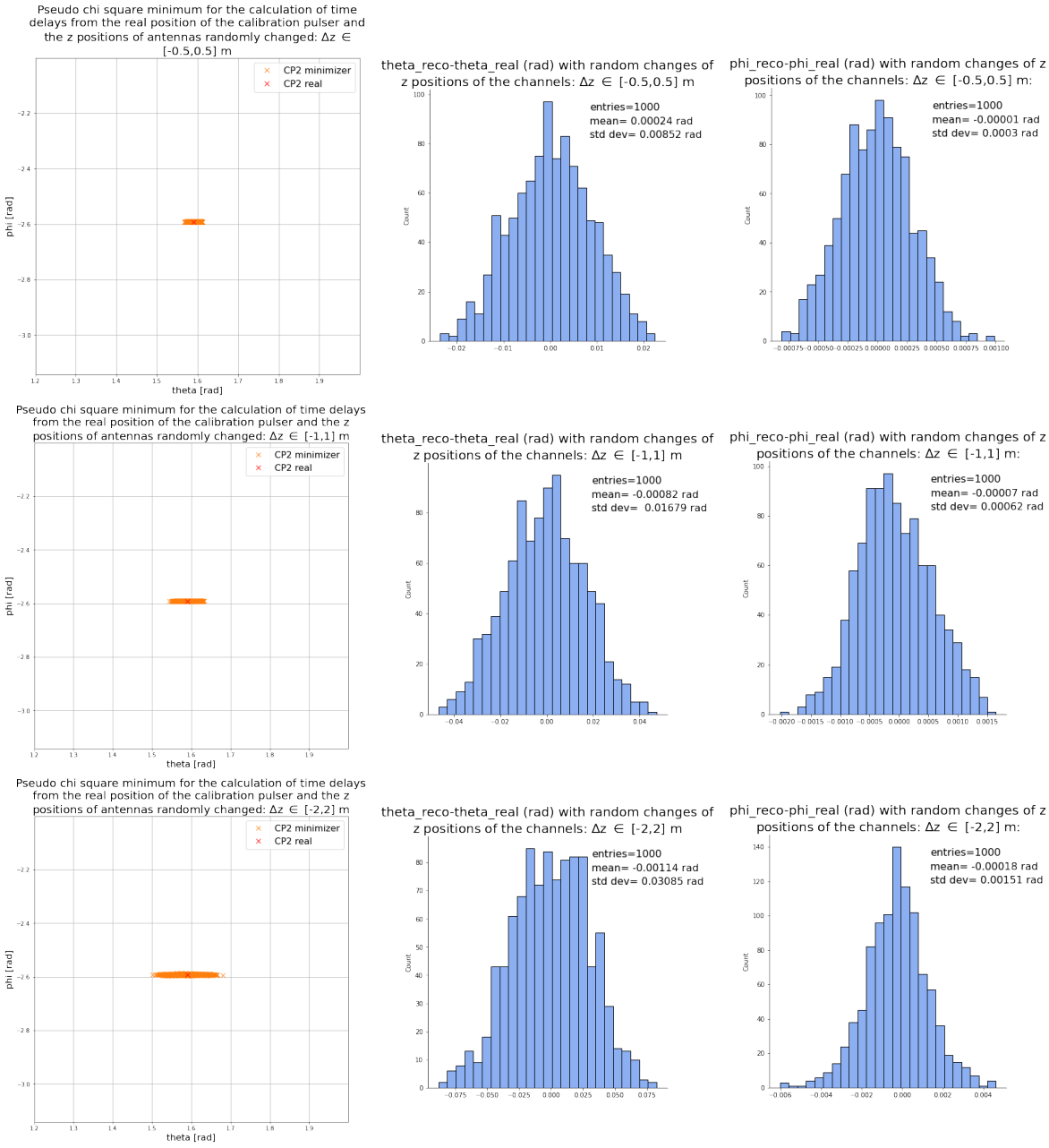


FIGURE 6.3 : **3- Variation aléatoire de la coordonnée z des antennes dans les intervalles I_1, I_2 et I_3 (x et y sont fixes)** À gauche : Coordonnées du pulse d'étalonnage minimisant le *pseudo chi square* évalué sur les délais temporels calculés avec $O(1000)$ variations des positions z des antennes et les délais calculés avec les paramètres standards du modèle (Section 5.4.3). À droite : Distributions de $\Delta\theta_{\Delta p_r}$ et $\Delta\phi_{\Delta p_r}$, la différence des coordonnées obtenues via le modèle en appliquant des variations aléatoires de positions des antennes ; avec les coordonnées de CP2 réelles (équation 5.2). La moyenne et la déviation standard de ces distributions sont indiquées à chaque cas.

l'angle zénithal actuel et les angles zénithaux reconstruits augmente plus fortement que celle de l'angle azimuthal.

De façon générale, une incertitude sur les positions des antennes engendre une erreur sur la reconstruction des deux coordonnées directionnelles du vertex d'interaction. Une incertitude en z affecte plus fortement une imprécision en l'angle zénithal θ alors qu'une incertitude en x et y cause principalement une erreur sur la connaissance de l'angle azimuthal. Considérant la limite d'erreur sur les positions actuelles des antennes comme étant de ± 2 m, l'écart-type maximum induit entre la reconstruction de la direction du pulse et sa valeur réelle est de 0.03 radians pour l'angle θ et de 0.07 radians pour l'angle ϕ. L'angle azimuthal est donc plus sensible aux incertitudes relatives au positionnement des antennes.

L'on observe que l'erreur obtenue dans la Section 5.5.2 équation 5.10 sur l'angle ϕ ($\bar{\Delta}\phi = -0.0019$ rad) pourrait être expliquée par des incertitudes sur les coordonnées x et y des antennes déjà de l'ordre de $\pm$ 0.5 m car l'écart-type de la distribution (std dev $\Delta\phi_{\Delta p_r} = -0.021$ rad) y est supérieur. En revanche le décalage obtenu sur l'angle zénithal ($\bar{\Delta}\theta = 0.078$ rad) ne semble en aucun cas explicable par une incertitude sur la position des antennes : l'écart-type de la distribution $\Delta\theta_{\Delta p_r}$ est au plus de 0.031 radians, n'atteignant pas la valeur observée, même lorsque l'intervalle de variation est compris entre $\pm$ 2 m.

Des incertitudes positionnelles des antennes allant jusqu'à l'ordre ± 2 m semblent induire une précision directionnelle du vertex d'interaction de ± 0.03 radians en l'angle zénithal et de ± 0.07 radians en l'angle azimuthal. Ceci pourrait expliquer l'erreur systématique obtenue en l'angle azimuthal mais non celui de l'angle zénithal.

6.2 Incertitude liée à la position actuelle de CP2

6.2.1 Étude de l'erreur sur la position actuelle de CP2

Suivant la même méthode nous pouvons évaluer le comportement de la reconstruction des coordonnées du pulse de calibration lorsque l'on fait varier, dans le calcul permettant d'obtenir les délais de temps du signal de CP2 dans les canaux, la position de CP2 dans les mêmes intervalles que définis ci-haut. En effet, le pulse de calibration est installé dans la station de la même façon que les antennes profondes : il est disposé sur l'une des trois *strings* insérées dans la glace une fois que celle-ci a été forée. L'incertitude sur la position du pulse de calibration mesurée lors du déploiement de la station est donc également à considérer, elle s'applique sur les 3 coordonnées du pulse (x, y et z) et l'ordre de cette incertitude peut à nouveau être au maximum de 2 m tenant compte du déploiement expérimental.

Nous faisons ici alors une minimisation du *pseudo chi square* qui comparera les délais temporels obtenus par calcul lorsque la position du pulse de calibration est la position actuelle ; avec les délais temporels obtenus par calcul lorsque la position du pulse de calibration est la position actuelle plus une variation de position z dans les intervalles I_1, I_2 et I_3. La formule du *pseudo*

chi square (6.1) est dans ce cas-ci appliqué sur les n_r étant la position z de CP2 et r étant les intervals dans lesquels les coordonnées varient autour des coordonnées actuelles de CP2.

La variation aléatoire dans un intervalle I_i est effectuée $O(1000)$ fois, donnant lieu à $O(1000)$ échantillons de listes de délais de temps calculés minimisant le *pseudo chi square*. Les résultats de cette minimisation pour chaque variation dans chaque intervalle sont illustrés à la Figure (6.4). Parmi ces figures, les distributions de densité des déviations de l'angle zénithal et azimuthal ($\Delta\theta_{\Delta p_r}$ et $\Delta\phi_{\Delta p_r}$) sont représentées ainsi que la moyenne de celles-ci et les écarts-types.

6.2.2 Conclusion de l'erreur sur la position actuelle de CP2

Les déviations standard des distributions obtenues par reconstruction faisant varier la position du pulse de calibration ont tendance à augmenter au fur et à mesure que l'intervalle de variation de la position du pulse est grand. Comme observé lors de la section précédente, c'est principalement la reconstruction de l'angle zénithal qui se voit sensible à une imprécision sur la coordonnée verticale du pulse.

Dans les intervalles considérés, aucune déviation angulaire significative n'a lieu permettant d'expliquer l'apparition de la déviation systématique obtenue dans la Section 5.5.2. En effet, le décalage maximum obtenu pour l'angle θ entre l'angle reconstruit et l'angle réel est de 0.032 rad, inférieur à celui que nous avions obtenu (0.08 rad) ; celui de l'angle ϕ est de 0.0015 rad, similaire à la valeur absolue de $\bar{\Delta}\phi$, soit 0.002 rad. L'ordre de variation en l'angle azimuthal correspond effectivement à l'ordre de l'incertitude recherchée, cependant, étant atteinte à hauteur d'un changement de 2 m il est peu probable que la coordonnée z de CP2 relevée soit la source principale d'erreur sur la reconstruction zénithale.

6.3 Incertitude liée à l'indice de réfraction du modèle de glace

6.3.1 Étude de l'erreur sur l'indice de réfraction du modèle de glace

Le modèle de glace que nous utilisons (présenté dans la Section 5.4.3) s'appuie sur les résultats d'une étude [28] concernant la valeur de l'indice de réfraction de la propagation des ondes radio dans la glace de RNO-G, ainsi que sur l'hypothèse d'une propagation des ondes en ligne droite faisant intervenir une estimation de l'indice de réfraction entre deux régions (équation 5.7).

Il s'agit là de diverses hypothèses certainement sources d'erreurs. De fait, la valeur même de l'indice de réfraction du *firn* de RNO-G est modélisée dans [28] avec un modèle exponentiel où est affirmé que le gradient de densité dans cette région de la glace n'est pas parfaitement homogène. Les variations annuelles du névé ainsi que du taux de compaction causent cette non-uniformité pouvant provoquer des incertitudes sur la valeur de l'indice au sein d'une couche de glace de même profondeur. L'indice de réfraction changeant peut également induire la courbure et la dispersion des trajectoires des ondes électromagnétiques, affectant le temps et la distance

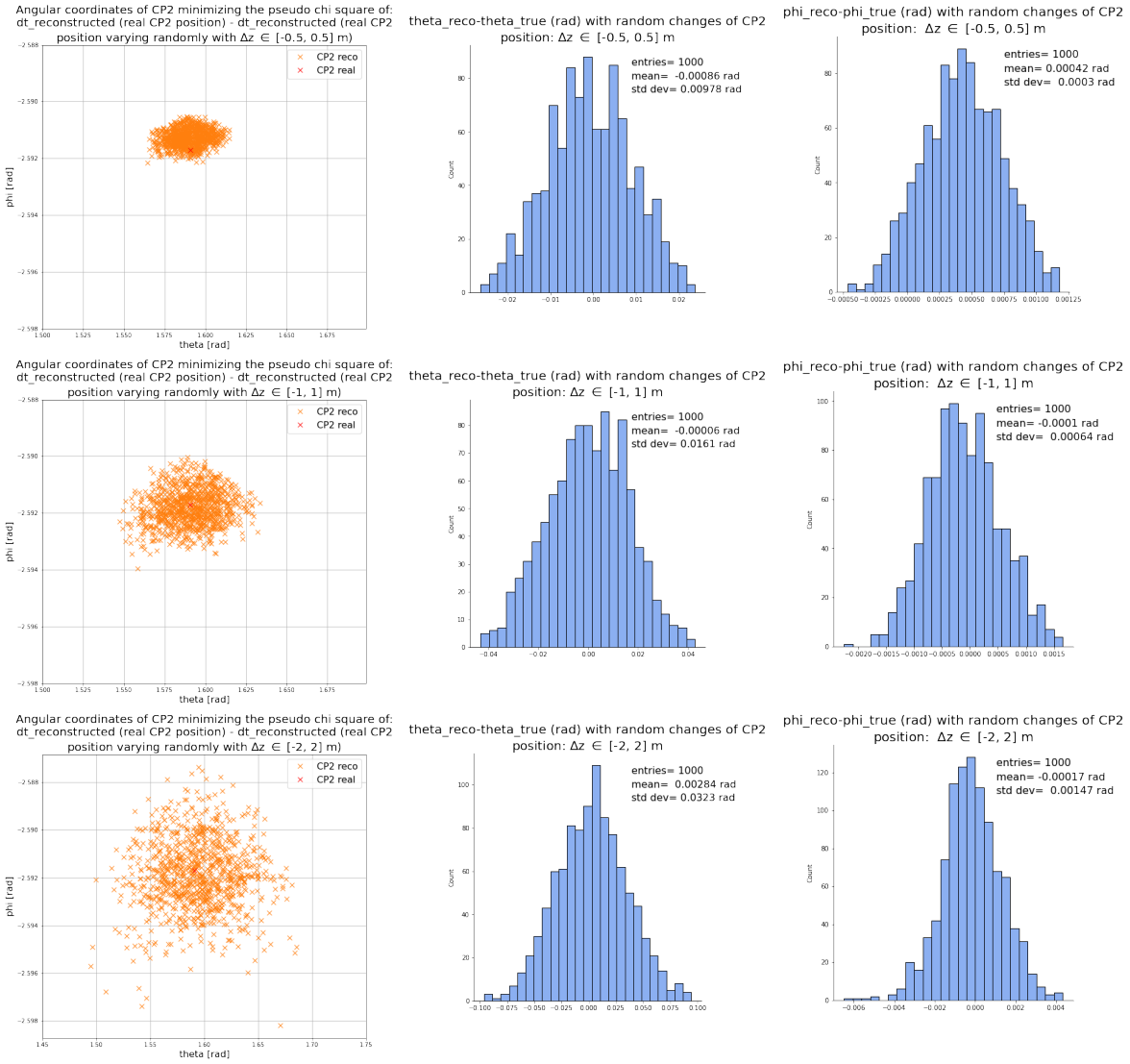


FIGURE 6.4 : **Variation aléatoire de la coordonnée z du pulse d'étalonnage dans les intervalles I_1, I_2 et I_3** À gauche : Coordonnées du pulse d'étalonnage minimisant le *pseudo chi square* évalué sur les délais temporels calculés avec $O(1000)$ variations des positions z du pulse autour de sa position réelle et les délais calculés avec les paramètres standards du modèle (Section 5.4.3) à la position réelle du pulse. À droite : Distributions de $\Delta\theta_{\Delta p_r}$ et $\Delta\phi_{\Delta p_r}$, la différence des coordonnées obtenues via le modèle en appliquant des variations aléatoires de positions z de CP2 ; avec les coordonnées de CP2 réelles (équation 5.2). La moyenne et la déviation standard de ces distributions sont indiquées pour chaque cas.

de propagation. De plus, l'équation 5.7 est une approximation de l'indice de réfraction moyen subit par la traversée du signal considéré mais il ne s'agit pas d'une donnée rigoureuse.

Pour calculer la direction d'arrivée des neutrinos, les effets précis de la propagation liés à l'indice de réfraction doivent être inclus dans les modèles. Ainsi, nous allons évaluer une incertitude concernant le modèle de propagation de l'onde utilisé. Tant si l'incertitude est issue de l'indice de réfraction lui-même, que s'il est issu de la paramétrisation du vecteur vitesse (c'est-à-dire de la courbure de la trajectoire de l'onde), la norme de la vitesse de l'onde dans la glace est affectée selon l'équation 5.6. Nous pouvons alors varier l'indice de réfraction (c'est-à-dire changer la norme de la vitesse de l'onde) et voir quel est l'effet conséquent sur la reconstruction de la position du pulse d'étalonnage.

Pour ce faire, nous allons simplement considérer différents indices de réfraction, correspondant à l'indice de notre hypothèse plus une certaine variation proportionnelle à celle-ci. Nous choisirons dans ce cadre variations : n = $n\pm$ 5%, $\pm$ 10%, $\pm$ 30% et $\pm$ 50%.

La formule générale du *pseudo chi squre* (6.2) fera intervenir d'un côté les délais de temps obtenus par calcul lorsque le modèle de glace est celui utilisé en 5.4.3, et d'un autre côté les délais de temps obtenus lorsque le modèle présente une variation en l'indice de réfraction. Ici, l'indice de réfraction n'est changé qu'une fois pour chaque minimisation du pseudo chi square, nous obtiendrons donc pour chaque choix de n une seule solution de minimisation, correspondant aux coordonnées angulaires de CP2 pour un tel indice de réfraction.

Pour chacun des choix de variation d'indice de réfraction la solution de minimisation est donnée à la Figure (6.5). Chaque nouvelle solution de position angulaire reconstruite du pulse est comparée à la position angulaire actuelle de CP2 en évaluant la différence entre l'angle reconstruit et l'angle actuel. Cette valeur est illustrée à chaque figure.

6.3.2 Conclusion de l'erreur sur l'indice de réfraction du modèle de glace

Plus la variation de l'indice de réfraction est importante, que celle-ci soit positive ou négative, plus la différence entre les angles réels et les angles reconstruits augmente. De façon générale, augmenter n induit que $\theta_{reco,\Delta_p} - \theta_{real}$ et $\phi_{reco,\Delta_p} - \phi_{real}$ soient positifs ; diminuer n rend cette déviation négative.

Concernant la déviation en l'angle azimuthal, au moins à partir d'augmentations de 10% de l'indice n, la déviation de ϕ est de l'ordre de la déviation obtenue dans la Section 5.5.2 : la valeur absolue de la déviation standard de $\Delta\phi_{\Delta_p}$ est de 0.0021 rad, similaire au décalage en l'angle azimuthal que nous avions (0.002 rad). La déviation de l'angle zénithal quant à elle n'atteint dans aucune circonstance celle que nous avions obtenue en reconstruisant la position de CP2 comparant les données du modèle avec les mesures des antennes. En effet, même pour des augmentations de n de 50 %, $\Delta\theta_{\Delta_p} = 0.005$ rad < $\bar{\Delta}\theta$ rad. Ainsi, une incertitude sur l'indice de réfraction à hauteur de 10% peut expliquer l'erreur systématique obtenue auparavant en la di-

n	Δθ Δp [rad]	Δϕ Δp [rad]
-10%	0.0006	0.0026
-30%	0.0025	0.01
-50%	0.0057	0.023
+10%	-0.00049	-0.0021
+30%	-0.0013	-0.0054
+50%	-0.0019	-0.0078

FIGURE 6.5 : **Table de résultats de la variation de l'inde de réfraction de n = n± 10%, ± 30% et ± 50%** La position actuelle du pulse d'étalonnage (équation 5.2) est soustraite à chaque position de pulse reconstruite dont le résultat est obtenu via la minimisation du *pseudo chi square* (équation 6.2). Le *pseudo chi square* est évalué sur les délais temporels calculés lorsque l'indice de réfraction du modèle de glace est changé ; avec les délais temporels calculés pour l'indice de réfraction standard du modèle (Section 5.4.3). Les résultats de $\Delta\theta_{\Delta_p} = \theta_{reco,\Delta_p} - \theta_{real}$ et $\Delta\phi_{\Delta_p} = \phi_{reco,\Delta_p} - \phi_{real}$ sont représentés sur le tableau suivant la variation de l'indice de réfraction.

rection azimuthale mais aucune variation de l'indice aux taux considérés ne semble expliquer le décalage en l'angle zénithal obtenu (équation 5.10).

6.4 Incertitude liée au *cable delay*

6.4.1 Étude de l'erreur sur le *cable delay* des antennes

Le *cable delay* correspond au temps que met le signal mesuré par une antenne à parvenir à la DAQ où sont collectés tous les signaux de toutes les antennes. Plus le câble reliant une antenne à la DAQ est long (c'est-à-dire, plus l'antenne est lointaine de la DAQ) plus ce temps est long. Toutes les antennes ne se trouvant pas à la même distance de la DAQ, il existe un décalage dans le temps de collection des données de chacune. Ce temps n'est pas négligeable et il est important de le considérer lorsque l'on compare un signal dans les différentes antennes. Nous avions vu ceci dans la partie 3.10 et nous avons ajouté le temps de transmission du signal associé à chaque antenne dans les données du signal de chaque antenne dans la Section 5.4.4.

Dans la Section 3.10 nous avions par ailleurs mentionné que le temps de transmission de chaque antenne utilisée dans cette étude (voir les valeurs dans l'Annexe B) a été calibré à température ambiante, or, la glace du *firn* de RNO-G n'est pas à cette température et ceci peut engendrer une variation sur les délais temporels des antennes. Il existe une incertitude sur le cable delay de chaque antenne utilisée et une estimation actuelle de celle-ci est posée à hauteur de 0.5 ns pour 100 m de câble, ce qui est plus ou moins la longueur des câbles des antennes de notre sélection. En effet, la première analyse sur la variation du *cable delay* a été effectuée en juillet 2022. Les mesures de *cable delay* à -30°C pour des longueurs de 100 m sont comparées aux mesures à d'autres températures : +10°C, 0°C, -10°C, -20°C et -40°C. Les résultats de cette étude sont illustrés à la Figure (6.6).

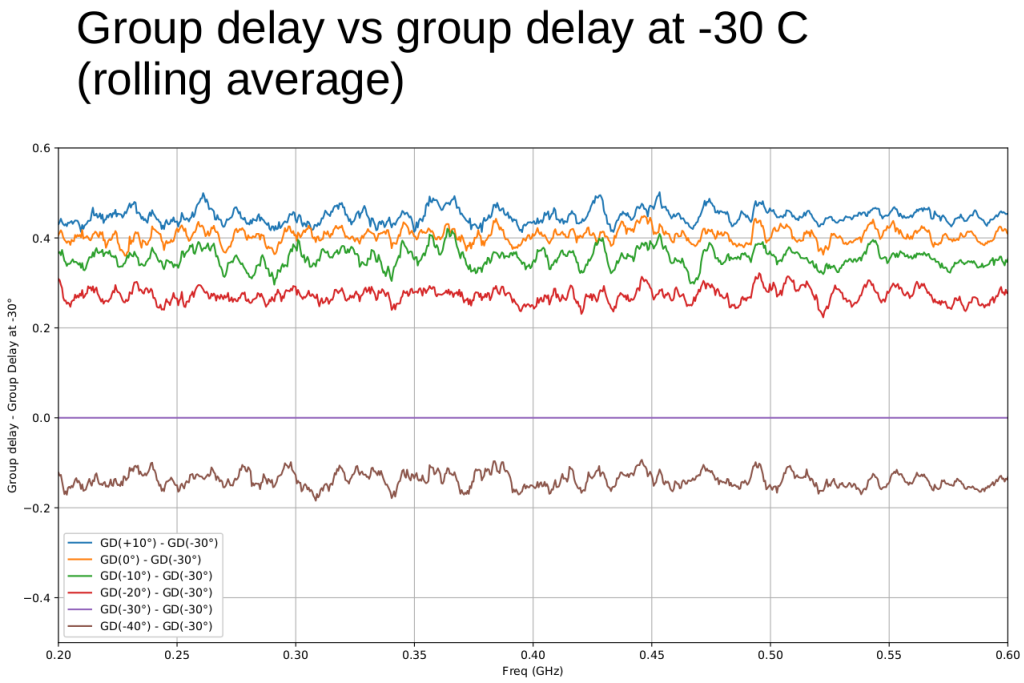


FIGURE 6.6 : Résultats de la mesure du temps de transmission des câbles RFoF des stations de RNO-G en fonction de la température pour 100 m de câble. Les valeurs à -30°C sont soustraites à celles obtenues à 5 températures différentes. Pour un changement de 50 °C une différence de 0.5 ns est observée. Extrait de [24].

La différence de température ambiante et du *firn* de RNO-G est au moins de 50 °C et nous estimons que sur les $O(100)$ m de longueur de câble des antennes sélectionnées l'erreur du *cable delay* peut aller jusqu'à ± 1 ns, ceci correspond à prendre une limite supérieure d'erreur de *cable delay* deux fois plus grande que la limite actuelle de 0.5 ns pour des différences de température de 50°C. Comme lors des sections précédentes nous définissions des intervalles de variation du délai de transmission, ceux-ci sont pris comme étant J_1 = [-0.05, 0.05] ns ; J_2 = [-0.5, 0.5] et J_3 = [-1, 1] ns.

Suivant de tels intervalles, pour chacun d'entre eux nous effectuons la minimisation du *pseudo chi square* entre les délais de temps obtenus par calcul avec notre modèle sans modification et les délais de temps obtenus par calcul lorsque nous changeons les *cable delays* des antennes. Pour ce faire nous créons un échantillon de $O(1000)$ combinaisons de variations de temps de transmission de câble pour chaque intervalle de variation utilisé. Nous obtenons alors, via la minimisation, $O(1000)$ solutions de coordonnées de CP2 minimisant le *pseudo chi square*. Ces solutions sont illustrées à la Figure (6.7).

À nouveau, ayant obtenu un échantillonnage de solutions de coordonnées de CP2, nous pouvons

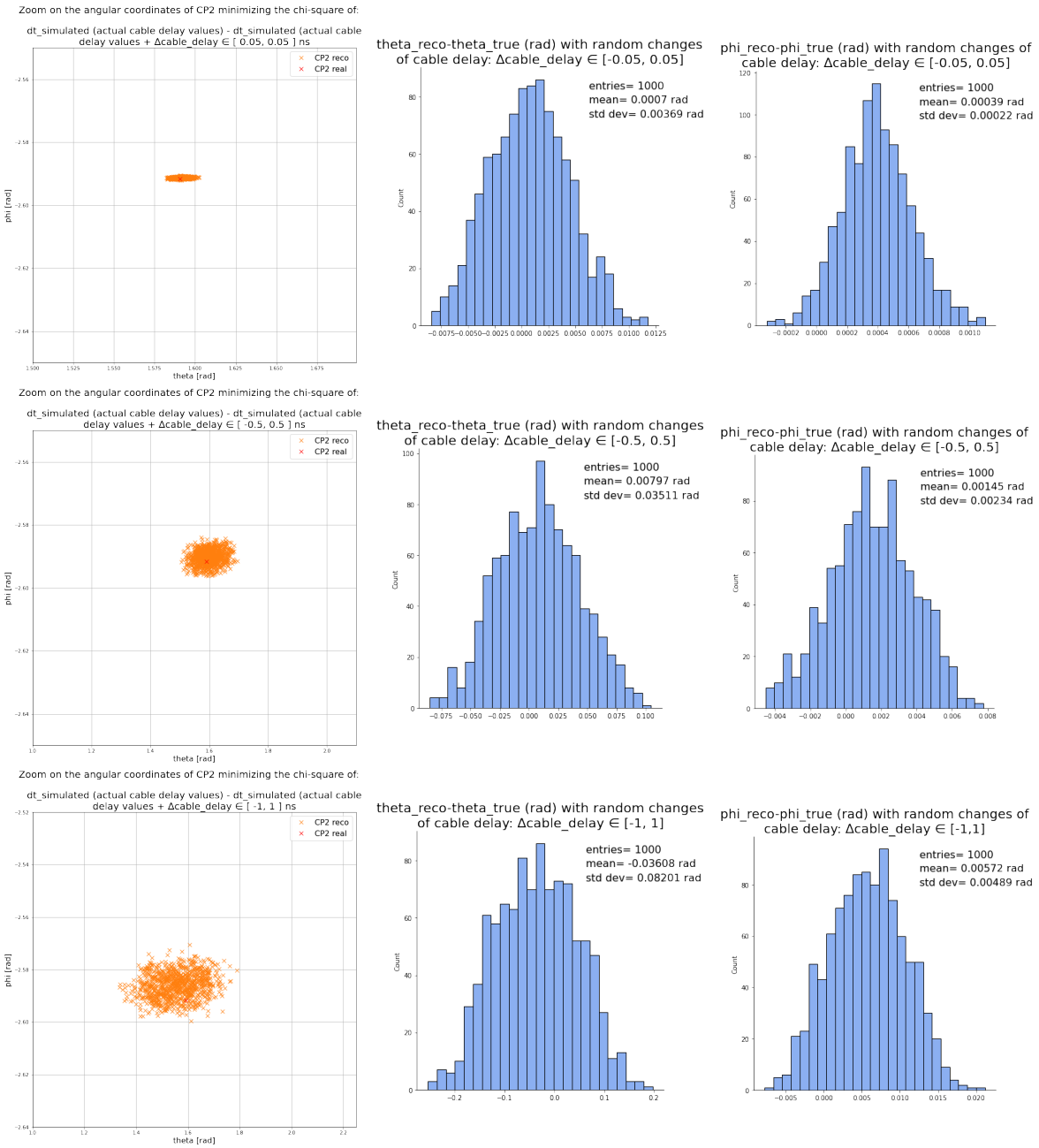


FIGURE 6.7 : **Variation aléatoire du *cable delay* dans les intervalles J_1, J_2 et J_3** À gauche : Coordonnées du pulse d'étalonnage minimisant le *pseudo chi square* évalué sur les délais temporels calculés avec $O(1000)$ variations des *cable delays* des antennes et les délais calculés avec les paramètres standards du modèle (Section 5.4.3). À droite : Distributions de $\Delta\theta_{\Delta p_r}$ et $\Delta\phi_{\Delta p_r}$, la différence des coordonnées obtenues via le modèle en appliquant des variations aléatoires de temps de transmission de câble ; avec les coordonnées de CP2 réelles (équation 5.2). La moyenne et la déviation standard de ces distributions sont indiquées pour chaque cas.

soustraire à chacun des échantillonnages obtenus la valeur de CP2 réelle. Nous obtenons alors les différences entre les valeurs réelles de direction de CP2 avec les solutions reconstruites obtenues avec le modèle faisant varier les *cable delay*. De celles - ci nous déduisons la valeur moyenne du décalage entre ces coordonnées ainsi que l'écart-type de la distribution de $\Delta\theta_{\Delta p_r}$ et $\Delta\phi_{\Delta p_r}$. La distribution de densité, les valeurs moyennes et les écarts-types des décalages entre ces angles sont présentés dans les distributions de droite de la Figure (6.7).

6.4.2 Conclusion de l'erreur sur le *cable delay* des antennes

Plus l'intervalle de variation des temps de transmission des câbles est grand plus les écarts-types des distributions augmentent. L'analyse de l'incertitude sur la reconstruction induite par le délai de transmission des câbles semble montrer que la reconstruction des deux angles directionnels y est sensible : déjà pour des imprécisions en le *cable delay* de ± 0.05 ns les écarts type de $\Delta\theta_{\Delta p_r}$ et $\Delta\phi_{\Delta p_r}$ sont respectivement 0.0037 radians et 0.0002 radians. De ce fait, il est nécessaire de connaître avec haute précision la valeur des *cable delays* pour une reconstruction optimale du vertex d'interaction. L'angle zénithal semble présenter un comportement davantage sensible au temps de transmission que l'angle azimuthal : les différences entre la direction reconstruite et réelle du pulse est plus importante pour l'angle θ dans tous les intervalles considérés.

À partir de variations du délai de transmission de l'ordre de ± 0.5 ns, $\Delta\phi_{\Delta_{p_r}}$ présente un écart-type de 0.002 rad, soit identique à la valeur absolue du décalage $\bar{\Delta\phi}$ que nous avions obtenu dans la reconstruction de l'angle ϕ. Pour des variations du *cable delay* de ± 1 ns, la déviation standard entre θ reconstruit avec notre modèle sans modification des paramètres et θ réel est de 0.08 rad, soit du même ordre au décalage obtenu de 0.078 rad pour $\bar{\Delta\theta}$.

Une imprécision sur le temps de transmission des câbles de ± 0.5 ns pourrait expliquer le décalage que nous avions obtenu entre l'angle azimuthal reconstruit et réel. Une erreur plus élevée, à hauteur ± 1 ns pourrait par ailleurs expliquer le décalage que nous avions obtenu entre l'angle zénithal reconstruit et réel. Bien que plus élevée que la valeur attendue via l'étude dont les résultats sont illustrées à la Figure (6.6), cette source d'erreur reste envisageable étant donné le caractère encore au stade primaire des analyses sur le temps de transmission des câbles en fonction de la température ainsi que des incertitudes propres à l'étude même.

Chapitre 7

Conclusion et perspectives

Les premières stations de RNO-G ont été installées en 2021, l'expérience en est à ses débuts et les premières missions de mise en service doivent être réalisées pour, à terme, disposer d'un détecteur fonctionnant de façon optimale et précise afin de pouvoir respecter sa promesse de détection de neutrinos aux plus hautes énergies prédites et de reconstruire leurs caractéristiques. Dans ce cadre, l'un des objectifs de ce mémoire fut d'établir une première vérification des données encore jamais analysées permettant de vérifier leur qualité ainsi que celle de la chaîne de traitement par laquelle passe le signal depuis les antennes de détection. L'objectif principal de ce travail fut cependant axé autour d'une préparation future et indispensable à la calibration des positions des antennes du détecteur. La procédure de calibration positionnelle requiert un maximum d'informations concernant la précision des coordonnées initialement relevées ainsi que des paramètres qui auront une influence lors de son application. Des estimations sur ces incertitudes furent obtenues au moyen de reconstructions directionnelles d'émission de signal issu d'un pulse de calibration de l'une des stations du premier déploiement. L'identification des sources et la quantification approximative des incertitudes, en particulier systématiques, sont des valeurs précieuses pour savoir dans le futur comment initialiser les paramètres intervenant dans la procédure de minimisation qui permettra de calibrer précisément les positions des antennes.

Une continuité de ces taches devra être accomplie. Il sera à l'avenir nécessaire d'élargir la quantité de données vérifiées à toutes les données de l'ensemble des stations. Par ailleurs, l'estimation des incertitudes de calibration positionnelle pourra disposer davantage de statistiques lorsque les résultats seront vérifiés en utilisant le second pulse d'étalonnage de la station et que le cheminement sera réitéré pour de nouvelles stations. Dans ce cadre, la collaboration va continuer de faire le nécessaire pour calibrer les antennes avant de pouvoir analyser les données.

Au cours des deux premiers chapitres de ce mémoire, le cadre théorique fut introduit dans lequel le lecteur a pu obtenir une compréhension sur l'astronomie des neutrinos, ses apports à la science (en particulier à la découverte des processus ayant lieu dans le cosmos), les découvertes et modèles sur lesquels elle s'appuie ainsi que sur les méthodes de détection utilisés pour l'observation de ces particules. Au troisième chapitre est présentée l'expérience Observatoire de Neutrinos Radio au Groenland qui utilisera la technique radio en mettant à profit l'effet Askaryan ; son emplacement dans la glace et la disposition de ses stations lui permettront de recouvrir

de grands volumes de détection ce qui la rendra susceptible de réaliser efficacement de l'astronomie de neutrinos à des énergies encore jamais atteintes et de devenir une expérience sur laquelle des expériences encore plus grandes pourront s'appuyer à l'avenir. Au chapitre 4 sont observées une partie des données de la première prise de données de RNO-G : les événements du *run* 101 dans les 24 antennes de la station Nanoq. Leur comportement y a été analysé menant à l'identification d'une anomalie ; l'étude de celle-ci comme étant potentiellement en provenance d'une implémentation incorrecte du piédestal par la puce LAB4D a également été réalisée. Au chapitre 5 la direction du pulse d'étalonnage se trouvant sur la *Helper String 2* de la station Amaroq est reconstruite à l'aide d'un modèle de glace supposant une propagation en ligne droite des ondes dans la glace, d'un indice de réfraction constant s'appuyant sur les mesures de l'indice de réfraction menées dans le *firn* de RNO-G, des coordonnées des antennes et du pulse relevées au GPS ainsi que des valeurs de *cable delay* non calibrées ; les données du modèle de glace sont comparées aux mesures effectives des antennes de la station. La reconstruction de la direction du pulse est ensuite confrontée à la valeur de la direction du pulse dont nous disposons actuellement. Au chapitre 6 une étude approfondie des sources d'incertitudes sur la reconstruction de la direction du pulse est faite.

Les résultats de cette étude semblent d'une part indiquer une anomalie en provenance du canal 10 de la station Nanoq de RNO-G qui n'est pas liée au piédestal, indiquant la nécessité d'un remplacement dans le matériel associé à cette antenne. Les résultats de la reconstruction de la position du pulse de calibration sont quant à eux encourageants, la précision obtenue permet d'obtenir une fiabilité sur la méthode utilisée ainsi que sur les paramètres dont nous disposons ; cependant les déviations standards des distributions comparant les valeurs de la reconstruction de la direction du pulse à sa valeur actuelle ne sont pas négligeables et indiquent des incertitudes. Par ailleurs, l'émergence d'un décalage systématique entre la valeur reconstruite et actuelle est l'indice d'une incertitude systématique en provenance des paramètres de l'étude. L'analyse des incertitudes liées au positionnement des antennes, du pulse de calibration, de l'indice de réfraction dans la glace et du temps de transmission du signal par câble depuis les antennes à la DAQ nous a finalement donné une estimation des incertitudes attendues pour chacun de ces paramètres. Les positions des antennes ainsi que les valeurs de *cable delay* dont dispose actuellement l'expérience semblent être les objets majeurs pouvant être responsables du décalage systématique observé. Ceci est en accord avec les précisions actuelles dont nous disposons sur ces données, à savoir de $O(1)$ m pour des GPS utilisés lors de la campagne de déploiement ainsi que des incertitudes de *cable delay* liées à la méconnaissance des valeurs réelles aux températures de la glace du *firn* de $O(1)$ ns.

Annexes

Annexe A

RNO-G design des stations

Design de la disposition des 24 antennes d'une station de RNO-G.

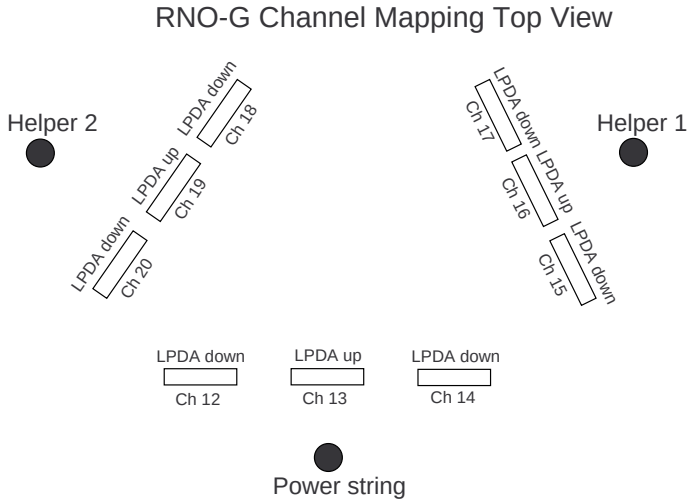


FIGURE A.1 : Visualisation de la disposition des 9 antennes de surface d'une station. Elles sont placées à proximité des *strings* de la composante profonde. Il s'agit d'antennes LPDA (voir Section 3.4).

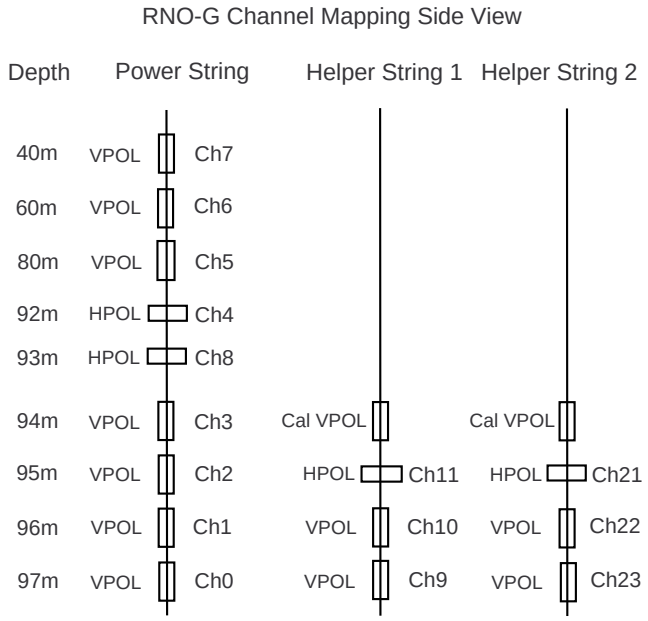


FIGURE A.2 : Visualisation de la disposition des 15 antennes de la composante profonde d'une station et des Pulses de calibration le long de 3 *strings*. Les antennes sont soit Hpol soit Vpol (voir Section 3.4).

Annexe B

Paramètres préliminaires de laStation 21

Positions et temps de transmission des câbles relevés des 23 antennes de la station 21 (avant calibration), type d'antenne et *string* d'emplacement.

Station 21
Amaroq

Antenna id	x position	y position	z position	Cable Delay	Type	String
0	0	0	-95.37	714.47	Vpol	Power String
1	0	0	-94.37	709.91	Vpol	Power String
2	0	0	-93.36	704.54	Vpol	Power String
3	0	0	-92.36	700.35	Vpol	Power String
4	0	0	-90.39	689.92	Hpol	Power String
5	0	0	-78.42	583.87	Vpol	Power String
6	0	0	-57.98	484.74	Vpol	Power String
7	0	0	-38.33	387.61	Vpol	Power String
8	0	0	-91.37	695.03	Hpol	Power String
9	-17.2	29.097	-94.7	706.05	Vpol	Helper String 1
10	-17.2	29.097	-93.71	701.72	Vpol	Helper String 1
11	-17.2	29.097	-92.7	696.54	Hpol	Helper String 1
12	-22.46	3.208	-1.5	49.30	LPDA down	
13	-23.817	5.259	-1.5	45.43	LPDA up	
14	-25.07	7.49	-1.5	49.36	LPDA down	
15	-20.61	16.93	-1.5	49.19	LPDA down	
16	-18.2	17.16	-1.5	45.82	LPDA up	
17	-15.62	17.54	-1.5	48.89	LPDA down	
18	-8.52	8.05	-1.5	49.42	LPDA down	
19	-9.89	5.59	-1.5	45.75	LPDA up	
20	-11.29	3.22	-1.5	48.93	LPDA down	
21	33.64	-0.8	-93.37	695.83	Hpol	Helper String 2
22	-33.64	-0.8	-94.34	701.09	Vpol	Helper String 2
23	-33.64	-0.8	-95.37	705.24	Vpol	Helper String 2

Calibration Pulser id						
2	-17.2	29.097	-93.72		Vpol	Helper String 1
3	-33.64	-0.8	-94.37		Vpol	Helper String 2

FIGURE B.1 : Coordonnées de toutes les antennes de la station 21 dans le référentiel de RNO-G, délais de transmission des câbles associés, type d'antenne et *string* d'emplacement. Issu de RNO-G.

Annexe C

Table de résultats

Résultats des chapitres 5 et 6 : reconstruction de la direction du pulse de calibration et incertitudes sur la reconstruction.

dt (calculated with all CP2 positions in a sphere and standard parameters of the model) – dt (data) : (mean θ_{reco,k}, mean ϕ_{reco,k})

total events=199

Δθ _k = θ_ {reco,k} – θ_real Δϕ _data = ϕ_ {reco,k} – ϕ_real

mean Δθ_k	mean Δϕ_k
0.078 rad	-0.0019 rad
4,47 °	0.11 °
std dev Δθ_k	std dev Δϕ_k
-0.005 rad	0.0002 rad

dt (calculated with real CP2 position and standard parameters of the model) – dt (calculated with real CP2 position and modified parameters of the model) : (mean θ_{reco,Δpr}, mean ϕ_{reco,Δpr})

Δθ _Δpr= θ_{reco,Δpr} – θ_real Δpr : variation of parameter p of the model in interval r
Δϕ _Δpr= ϕ_{reco,Δpr} – ϕ_real (p could be : antenna's position, CP2 position, refraction index, cable delay)

Change of position [x,y,z] of the antennas Number of Δpr randomly implemented= O(1000)

Δposition in : [m]	std dev Δθ_ Δpr [rad]	std dev Δϕ_Δpr [rad]
[-0.1, 0,1]	0.00017	0.00417
[-0.5, 0.5]	0.00878	0.02102
[-1, 1]	0.01641	0.04006
[-2 , 2]	0.02931	0.07221

Change of position [x,y] of the antennas — Number of Δpr randomly implemented= O(1000)

Δposition in : [m]	std dev Δθ_Δpr [rad]	std dev Δϕ_Δpr [rad]
[-0.1, 0,1]	0.00006	0.00434
[-0.5, 0.5]	0.00025	0.02102
[-1, 1]	0.00051	0.04028
[-2 , 2]	0.00112	0.05950

Change of position [z] of the antennas — Number of Δpr randomly implemented= O(1000)

Δposition in : [m]	std dev Δθ_Δpr [rad]	std dev Δϕ_Δpr [rad]
[-0.1, 0,1]	0.00051	0.00006
[-0.5, 0.5]	0.00859	0.00029
[-1, 1]	0.01622	0.00064
[-2 , 2]	0.03164	0.00155

Change of position [z] of the calibration pulser — Number of Δpr randomly implemented= O(1000)

Δposition CP2 in : [m]	std dev Δθ_Δpr [rad]	std dev Δϕ_Δpr [rad]
[-0.1 , 0.1]	0.00357	0.00005
[-0.5. 0.5]	0.00906	0.0003
[-1, 1]	0.01672	0.00064
[-2 , 2]	0.03880	0.00196
[-3 , 3]	0.05148	0.00333

Refraction index — Number of Δp implemented= 1

n	Δθ_Δp [rad]	Δϕ_Δp [rad]
-10%	0.0006	0.00258
-30%	0.00245	0.01001
-50%	0.00569	0.02335
+10%	-0.00049	-0.00211
+30%	-0.00133	-0.00539
+50%	-0.00216	-0.00875

FIGURE C.1 : Table des résultats des chapitres 5 et 6. Du chapitre 5 figurent résultats de $\bar{\Delta\theta}$ et $\bar{\Delta\phi}$ (équation 5.10) obtenus avec les 199 événements sélectionnés ; associés sont illustrés les déviations standards des distributions $\Delta\theta_k$ et $\Delta\phi_k$. Du chapitre 6 sont données toutes les déviations standards des distributions $\Delta\theta_{p_r}$, $\Delta\phi_{p_r}$ associées à des variations aléatoires des positions des antennes, du pulse de calibration et des valeurs de *cable delay*. De plus les résultats obtenus au chapitre 7 d'écart-types de $\Delta\theta_p$ et $\Delta\phi_p$ associés aux changements d'indice de réfraction sont illustrés.

Annexe D

Illustration d'un mécanisme d'accélération de UHECR

Illustrons un mécanisme d'accélération de UHECR avec le cas des trous noirs et des étoiles à neutrons : ces corps ont de la matière dans leur environnement. Leur force gravitationnelle sépare cette matière en molécules, atomes et finalement en particules élémentaires chargées. Le gain d'énergie de proton incident de charque e sera équivalent à la variation du potentiel gravitationnel.

$$\Delta E = -\int_{-\infty}^{R} G\frac{m_p M}{r^2} = G\frac{m_p M}{R}$$

où M et R sont la masse et le rayon du corps central, m_p est la masse du proton, r est la distance entre le proton et le centre de masse de l'étoile à neutron ou du trou noir et G est la constante gravitationnelle. Pour une étoile à neutron : $M \sim 2 \times 10^{30}$ kg et $R = 10$ km ; pour un trou noir : $M \sim 10^8 M_{soleil}$ et $R = 2\frac{GM}{c^2}$ avec c la vitesse de la lumière dans le vide.

L'égalisation de ce gain d'énergie du proton à son énergie cinétique (dans l'approche classique) donne

$$\frac{1}{2}m_p v^2 = \Delta E \;\rightarrow\; v = \sqrt{\frac{2GM}{R}}$$

Le champ magnétique variable $\bar{B}$ de l'étoile à neutron ou du trou noir est perpendiculaire à la direction du disque d'accrétion générant alors une force de Lorentz

$$\bar{F} = e(\bar{v} \times \bar{B})$$

Les particules de charge en orbite autour de l'étoile à neutron ou du trou noir seront donc expulsées en raison de la force de Lorentz causée par le champ magnétique intrinsèque de l'objet.

L'expression de l'énergie du proton est donc

$$E = \int \bar{F} \bar{ds} = evB\Delta s$$

où Δs est la distance sur laquelle la force agit.

Des hypothèses plausibles pour les paramètres intervenants sont : $\Delta s = 10^5$ m , $v \sim c$ et $B = 10^6$ T. Selon ces données, le proton accéléré peut atteindre des énergies de l'ordre de 10^{19} eV, correspondant aux énergies UHE.

Bibliographie

[1] Summit station. http://summitcamp.org/. Accessed : 2022-04-18.

[2] Evidence for high-energy extraterrestrial neutrinos at the IceCube detector. *Science*, 342(6161), nov 2013.

[3] M. G. Aartsen and K. Abraham et al. Observation and characterization of a cosmic muon neutrino flux from the northern hemisphere using six years of icecube data. *The Astrophysical Journal*, 833(1) :3, dec 2016.

[4] M. G. Aartsen and M. Ackermann et al. Observation of high-energy astrophysical neutrinos in three years of IceCube data. *Physical Review Letters*, 113(10), sep 2014.

[5] Markus et al. Ackermann. High-energy and ultra-high-energy neutrinos, 2022.

[6] J. A. et al. Aguilar. The next-generation radio neutrino observatory – multi-messenger neutrino astrophysics at extreme energies, 2019.

[7] J. A. et al. Aguilar. In situ, broadband measurement of the radio frequency attenuation length at summit station, greenland, 2022.

[8] J.A. et al. Aguilar. Design and sensitivity of the radio neutrino observatory in greenland (rno-g). *Journal of Instrumentation*, 16(03) :P03025, Mar 2021.

[9] P. et al. Allison. Constraints on the diffuse flux of ultrahigh energy neutrinos from four years of askaryan radio array data in two stations. *Phys. Rev. D*, 102 :043021, Aug 2020.

[10] Jaime Alvarez-Muñ iz, Andrés Romero-Wolf, and Enrique Zas. Practical and accurate calculations of askaryan radiation. *Physical Review D*, 84(10), nov 2011.

[11] Antoine Letessier-Selvon and. Highlights from the pierre auger observatory. *Brazilian Journal of Physics*, 44(5) :560–570, jun 2014.

[12] G. Askar'yan. Excess negative charge of an electron-photon shower and its coherent radio emission. *JETP-USSR*, 14(2) :441–443, February 1962.

[13] Jessica Avva, John M. Kovac, Christian Miki, David Saltzberg, and Abigail G. Vieregg. An in situ measurement of the radio-frequency attenuation in ice at summit station, greenland. *Journal of Glaciology*, 61(229) :1005–1011, 2015.

[14] Daniele Barducci, Enrico Bertuzzo, Andrea Caputo, Pilar Hernandez, and Barbara Mele. The see-saw portal at future higgs factories. *Journal of High Energy Physics*, 2021(3), mar 2021.

[15] Taylor Barrella, Steven Barwick, and David Saltzberg. Ross ice shelf (antarctica) in situ radio-frequency attenuation. *Journal of Glaciology*, 57(201) :61–66, 2011.

[16] John F. Beacom, Nicole F. Bell, Dan Hooper, Sandip Pakvasa, and Thomas J. Weiler. Decay of high-energy astrophysical neutrinos. *Physical Review Letters*, 90(18), may 2003.

[17] V. Beresinsky and G. Zatsepin. Cosmic rays at ultra high energies (neutrino ?). *Physics Letters B 28*, (6) :423 – 424, 1969.

[18] Johannes Blümer, Ralph Engel, and Jörg R. Hörandel. Cosmic rays from the knee to the highest energies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 63(2) :293–338, oct 2009.

[19] Denise Boncioli, Daniel Biehl, and Walter Winter. On the common origin of cosmic rays across the ankle and diffuse neutrinos at the highest energies from low-luminosity gamma-ray bursts. *The Astrophysical Journal*, 872(1) :110, feb 2019.

[20] Mauricio Bustamante, John F. Beacom, and Walter Winter. Theoretically palatable flavor combinations of astrophysical neutrinos. *Physical Review Letters*, 115(16), oct 2015.

[21] Cerncourier. Event view of highest energy neutrino detected by icecube. September 25th 2015.

[22] RNO-G collaboration. Rno-g planned layout. *"https ://rno-g.github.io/station-map/top"*, 2021.

[23] RNO-G collaboration. Station layout. *"https ://radio.uchicago.edu/wiki/images/0/03/IceCube_Gen2_Radio-Array_Graph_v3_072021_A.pdf"*, 2021.

[24] RNO-G collaboration. Group delay. *"https ://radio.uchicago.edu/wiki/images/3/35/Cable_group_delays.pdf"*, 2022.

[25] Amy Connolly, Robert S. Thorne, and David Waters. Calculation of high energy neutrino-nucleon cross sections and uncertainties using the martin-stirling-thorne-watt parton distribution functions and implications for future experiments. *Physical Review D*, 83(11), jun 2011.

[26] Amy Connolly and Abigail G. Vieregg. Radio detection of high energy neutrinos. In *Neutrino Astronomy*, pages 217–240. WORLD SCIENTIFIC, mar 2017.

[27] Amanda Cooper-Sarkar, Philipp Mertsch, and Subir Sarkar. The high energy neutrino cross-section in the standard model and its uncertainty. *Journal of High Energy Physics*, 2011(8), aug 2011.

[28] C. Deaconu, A. G. Vieregg, S. A. Wissel, J. Bowen, S. Chipman, A. Gupta, C. Miki, R. J. Nichol, and D. Saltzberg. Measurements and modeling of near-surface radio propagation in glacial ice and implications for neutrino experiments. *Physical Review D*, 98(4), aug 2018.

[29] O. Deligny. The energy spectrum of ultra-high energy cosmic rays measured at the pierre auger observatory and at the telescope array. 2020.

[30] Hans Dembinski, Ralph Engel, Anatoli Fedynitch, Thomas Gaisser, Felix Riehn, and Todor Stanev. Data-driven model of the cosmic-ray flux and mass composition from 10 gev to 10^{11} gev. 2017.

[31] Ruth Durrer. The cosmic microwave background : the history of its experimental investigation and its significance for cosmology. *Classical and Quantum Gravity*, 32(12) :124007, jun 2015.

[32] A. Aab et al. Measurement of the radiation energy in the radio signal of extensive air showers as a universal estimator of cosmic-ray energy. *Physical Review Letters*, 116(24), jun 2016.

[33] C. Glaser et al. NuRadioMC : simulating the radio emission of neutrinos from interaction to detector. *The European Physical Journal C*, 80(2), jan 2020.

[34] J. A. Aguilar et al. Reconstructing the neutrino energy for in-ice radio detectors. *The European Physical Journal C*, 82(2), feb 2022.

[35] J. Avva et al. Development toward a ground-based interferometric phased array for radio detection of high energy neutrinos. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 869 :46–55, oct 2017.

[36] K. Belov et al. Accelerator measurements of magnetically induced radio emission from particle cascades with applications to cosmic-ray air showers. *Physical Review Letters*, 116(14), apr 2016.

[37] M. G. Aartsen et al. Probing the origin of cosmic rays with extremely high energy neutrinos using the IceCube observatory. *Physical Review D*, 88(11), dec 2013.

[38] M. G. Aartsen et al. The contribution of fermi-2lac blazars to diffuse tev-pev neutrino flux. *The Astrophysical Journal*, 835(1) :45, jan 2017.

[39] M G Aartsen et al. IceCube-gen2 : the window to the extreme universe. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 48(6) :060501, apr 2021.

[40] M. G. Aartsen et al. Differential limit on the extremely-high-energy cosmic neutrino flux in the presence of astrophysical background from nine years of IceCube data. *Physical Review D*, 98(6), sep 2018.

[41] Markus Ackermann et al. High-energy and ultra-high-energy neutrinos : A snowmass white paper, 2022.

[42] P. Allison et al. Low-threshold ultrahigh-energy neutrino search with the askaryan radio array. *Physical Review D*, 105(12), jun 2022.

[43] P. W. Gorham et al. Observations of the askaryan effect in ice. *Physical Review Letters*, 99(17), oct 2007.

[44] Ke Fang and Brian D. Metzger. High-energy neutrinos from millisecond magnetars formed from the merger of binary neutron stars. *The Astrophysical Journal*, 849(2) :153, nov 2017.

[45] Ke Fang and Kohta Murase. Linking high-energy cosmic particles by black-hole jets embedded in large-scale structures. *Nature Physics*, 14(4) :396–398, jan 2018.

[46] Jonathan L. Feng. Dark matter candidates from particle physics and methods of detection. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 48(1) :495–545, aug 2010.

[47] D.Bergmann for the Telescope Array Collaboration. Combined fit of the spectrum and composition from telescope array. 2019.

[48] D. Garcí a-Fernández, A. Nelles, and C. Glaser. Signatures of secondary leptons in radio-neutrino detectors in ice. *Physical Review D*, 102(8), oct 2020.

[49] Christian Glaser. Neutrino direction and energy resolution of askaryan detectors. 2019.

[50] P. W. Gorham, D. Saltzberg, R. C. Field, E. Guillian, R. Milinč ić, P. Miočinović, D. Walz, and D. Williams. Accelerator measurements of the askaryan effect in rock salt : A roadmap toward teraton underground neutrino detectors. *Physical Review D*, 72(2), jul 2005.

[51] K. Greisen. End to the cosmic-ray spectrum ? *Phys. Rev. Lett. 16*, (748), 1966.

[52] Francis Halzen, Ali Kheirandish, Thomas Weisgarber, and Scott P. Wakely. On the neutrino flares from the direction of TXS 0506056. *The Astrophysical Journal*, 874(1) :L9, mar 2019.

[53] A. M. Hillas. Cosmic rays : Recent progress and some current questions, 2006.

[54] Dan Hooper, Dean Morgan, and Elizabeth Winstanley. Lorentz and cpt invariance violation in high-energy neutrinos. *Physical Review D*, 72(6), sep 2005.

[55] K. Ioka and K. Murase. IceCube PeV-EeV neutrinos and secret interactions of neutrinos. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2014(6) :61E01–0, jun 2014.

[56] Kohta Murase, Yoshiyuki Inoue, and Charles D. Dermer. Diffuse neutrino intensity from the inner jets of active galactic nuclei : Impacts of external photon fields and the blazar sequence. *Physical Review D*, 90(2), jul 2014.

[57] Marco Stein Muzio, Glennys R. Farrar, and Michael Unger. Probing the environments surrounding ultrahigh energy cosmic ray accelerators and their implications for astrophysical neutrinos, 2021.

[58] Eric Oberla. Rno-g 2022 deployment plans - chicago 2022. *RNO-G Collaboration Meeting*, 2022.

[59] Soebur Razzaque and Lili Yang. PeV-EeV neutrinos from GRB blast waves in IceCube and future neutrino telescopes. *Physical Review D*, 91(4), feb 2015.

[60] Matthew Brandon Rhudy. *Real time implementation of a military impulse noise classifier*. PhD thesis, University of Pittsburgh, 2009.

[61] C. Righi, A. Palladino, F. Tavecchio, and F. Vissani. EeV astrophysical neutrinos from flat spectrum radio quasars. *Astronomy &amp Astrophysics*, 642 :A92, oct 2020.

[62] Jarred M. Roberts, Gary S. Varner, Patrick Allison, Brendan Fox, Eric Oberla, Ben Rotter, and Stefan Spack. Lab4d : A low power, multi-gsa/s, transient digitizer with sampling time-base trimming capabilities. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 925 :92–100, May 2019.

[63] Xavier Rodrigues, Jonas Heinze, Andrea Palladino, Arjen van Vliet, and Walter Winter. Active galactic nuclei jets as the origin of ultrahigh-energy cosmic rays and perspectives for the detection of astrophysical source neutrinos at EeV energies. *Physical Review Letters*, 126(19), may 2021.

[64] ROOT. Iminuit. *https ://iminuit.readthedocs.io/en/stable/*.

[65] David Saltzberg, Peter Gorham, Dieter Walz, Clive Field, Richard Iverson, Allen Odian, George Resch, Paul Schoessow, and Dawn Williams. Observation of the askaryan effect : Coherent microwave cherenkov emission from charge asymmetry in high-energy particle cascades. *Physical Review Letters*, 86(13) :2802–2805, mar 2001.

[66] Daniel Smith. Hardware development for the radio neutrino observatory in greenland (rno-g). *"International Cosmic Ray Conference (ICRC 2021)"*.

[67] Jethro Stoffels. Sampling window unrolling for the initial radiant firmware. *https ://radio.uchicago.edu/wiki/index.php/AnalysisDAQ_Software*.

[68] Juan Antonio Aguilar Sánchez. Cours de physique des astroparticules phys-f467. *Université Libre de Bruxelles*, 2021.

[69] The Pierre Auger Collaboration and A. et al. Aab. The pierre auger observatory : Contributions to the 34th international cosmic ray conference (icrc 2015), 2015.

[70] Arjen van Vliet, Rafael Alves Batista, and Jörg R. Hörandel. Determining the fraction of cosmic-ray protons at ultrahigh energies with cosmogenic neutrinos. *Physical Review D*, 100(2), jul 2019.

[71] Xiang-Yu Wang and Ruo-Yu Liu. Tidal disruption jets of supermassive black holes as hidden sources of cosmic rays : Explaining the IceCube TeV-PeV neutrinos. *Physical Review D*, 93(8), apr 2016.

[72] G. Zatsepin and V. Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *JETP Letters 4*, page 78, 1966.