



HAL
open science

Expérience SuperNEMO pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrino : conception et réalisation du système de déclenchement du module démonstrateur

Guillaume Oliviero

► To cite this version:

Guillaume Oliviero. Expérience SuperNEMO pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrino : conception et réalisation du système de déclenchement du module démonstrateur. Autre [cond-mat.other]. Normandie Université, 2018. Français. NNT : 2018NORMC236 . tel-02092007v2

HAL Id: tel-02092007

<https://theses.hal.science/tel-02092007v2>

Submitted on 8 Apr 2019

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

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



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité PHYSIQUE

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

Expérience SuperNEMO pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrino : conception et réalisation du système de déclenchement du module démonstrateur

**Présentée et soutenue par
Guillaume OLIVIERO**

**Thèse soutenue publiquement le 16/10/2018
devant le jury composé de**

M. JULES GASCON	Professeur des universités, UNIVERSITE LYON 1 CLAUDE BERNARD	Rapporteur du jury
M. MARCO ZITO	Physicien, CEA-SACLAY, GIF-SUR-YVETTE	Rapporteur du jury
M. ANATAEL CABRERA	Chargé de recherche, UNIVERSITE PARIS 7 PARIS DIDEROT	Membre du jury
M. YVES LEMIERE	Maître de conférences, UNIVERSITE CAEN NORMANDIE	Membre du jury
Mme ALESSANDRA TONAZZO	Professeur des universités, UNIVERSITE PARIS 7 PARIS DIDEROT	Président du jury
M. DAVID WATERS	Professeur, University College London	Membre du jury
M. FRANCOIS MAUGER	Professeur des universités, UNIVERSITE CAEN NORMANDIE	Directeur de thèse

Thèse dirigée par FRANCOIS MAUGER, Laboratoire de physique corpusculaire (Caen)



UNIVERSITÉ
CAEN
NORMANDIE



Laboratoire de physique corpusculaire



École doctorale n° 591 : Physique, Sciences de l'Ingénieur, Matériaux, Énergie
(PSIME)

THÈSE

présentée et soutenue publiquement par

Guillaume OLIVIÉRO

le 16 octobre 2018

en vue de l'obtention du diplôme de

Doctorat de Normandie Université

Spécialité : "Physique"

**Expérience SuperNEMO pour la recherche de la double
désintégration bêta sans émission de neutrinos : conception
et réalisation du système de déclenchement du module
démonstrateur**

Directeur de thèse : **François MAUGER**

Jury :

M. Jules GASCON,	Professeur des universités, IPNL, Université Lyon 1, Lyon	Rapporteur
M. Marco ZITO,	Physicien CEA, IRFU/DPhP CEA-Saclay, Gif-sur-Yvette	Rapporteur
M. Anatael CABRERA,	Chargé de recherche, APC, Université Paris 7, Paris	Examineur
M. Yves LEMIÈRE,	Maître de conférences, LPC Caen, Université Caen Normandie, Caen	Examineur
Mme Alessandra TONAZZO,	Professeure des universités, APC, Université Paris 7, Paris	Examinatrice
M. David WATERS,	Professeur, UCL, University College London, United Kingdom	Examineur
M. François MAUGER,	Professeur des universités, LPC Caen, Université Caen Normandie, Caen	Directeur de thèse

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les deux directeurs successifs du LPC qui m'ont accueillis au sein de ce laboratoire, Dominique Durand et Gilles Ban.

Ensuite, je tiens à remercier tous les membres de mon jury de thèse et notamment Alessandra Tonazzo qu'il l'a présidé, les deux rapporteurs Jules Gascon et Marco Zito qui ont eu la longue tâche de rapporter mon manuscrit ainsi que Anatael Cabrera et Dave Waters pour avoir accepté de participer à mon jury.

François, tu as été mon directeur de thèse pendant ces trois ans (et demi avec le stage). Je te remercie pour tout ce que tu m'as apporté ainsi que pour ta disponibilité pour répondre à mes différentes interrogations. En effet, je pouvais arriver dans ton bureau n'importe quand avec une question et cela se transformait, seulement après quelques tableaux blancs gribouillés et pris en photo, en réponse. Je te remercie aussi de m'avoir encouragé à faire de l'enseignement ainsi que de m'avoir laissé la liberté de m'investir dans la médiation scientifique.

Yves, tu n'es peut être pas sur les papiers de l'école doctorale en tant que co-encadrant officiel mais je te dois beaucoup pour cette thèse. Ce fut un vrai plaisir autant de travailler que d'interagir avec toi au quotidien. Tu as eu la pénible tâche de corriger de fond en comble ce manuscrit et je ne pourrais que t'en remercier.

Je veux aussi remercier toute la collaboration SuperNEMO pour les bons moments passés autant à Modane qu'en réunion de collaboration avec une pensée particulière pour les gens du LAL, du CENBG et du LAPP : Serge J, Mathieu B, Xavier S, Xavier G (merci pour tes blagues raffinées), Laurent S, Carla M, Pia L, Olivier D, Christian B, Remy D, Fabrice P, Christine M, Fred P, Cedric C, Manu C, Dominique D, Andrea J. Aux personnes du LSM qui facilitent notre accès à l'expérience : Jean-Louis M, Magali E, Michel Z, Guillaume W, Mathieu C, Ali D et Thierry Z.

Un grand merci aux thésards et post-docs français (passés et actuels) : Steven (on se voit bientôt au Canada), Arnaud, Thibaud, Delphine, Cloé, Axel, Hichem, Christophe et Alessandro.

Thierry, Jihane et Dominique, se fut un plaisir de venir (souvent) à Orsay pour travailler avec vous (mais pas que). Je vous remercie d'avoir pris du temps pour m'initier à l'électronique ainsi qu'au langage Verilog. Je m'en souviendrais de la tartiflette à Modane ainsi que de la coupe du monde à Manchester !

À l'ensemble du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen autant les chercheurs que les personnels des différents services techniques et administratifs. Préparer une thèse dans un environnement comme celui-ci est vraiment une chance en tant qu'étudiant. Il est si facile d'interagir avec n'importe qui du laboratoire. Mention spéciale à la *Dream Team* pour leur implication dans les différents événements du laboratoire : de la préparation du

repas de Noël en passant par le barbecue du mois de juillet ainsi que les différents pots.

Xavier, c'est un honneur d'être ton dernier thésard en tant que chef du groupe Grifon. Je tiens à remercier les autres chercheurs du groupe pour les réunions-repas en salle Gilles Iltis : Benoît, Greg, Thomas, Étienne, et Gilles.

Adrien, merci de m'avoir supporté en tant que collègue de bureau pendant la phase de rédaction ainsi que pour tes corrections sur mes documents quand je recherchais un post-doc.

Je souhaite remercier aussi les thésards et post-docs du labo. Mention très particulière pour Valentin, Maxime et Gabriel : c'était vraiment sympa de coder, souder, découper et assembler la centrale dans le froid du sous-sol de la colloc' (nuit et jour) pour la préparation de la Fête de la Science. . . Heureusement que le tout était agrémenté de bières.

Maxime, c'est bon, c'est terminé. À cette date, nous sommes tous les deux docteurs ! Heureusement que tu étais là pendant l'été dans la même galère de la rédaction ! Ça a été quand même plus simple de se motiver pour aller au labo les week-ends.

Je tiens maintenant à remercier les amis ainsi que tous les gens rencontrés au long de mon parcours à la fac et notamment au sein de la Corpo Sciences. Merci aussi aux différents collocs de la Quat'1 : Valentin, Quentin, Tim, Hadrien et Florentin.

Bien entendu, je remercie mes parents qui m'ont toujours soutenu dans mes choix. Un grand merci à mon frère qui a toujours été présent, surtout pour partir en soirée quand j'en avais bien besoin. On va enfin pouvoir les faire ces vacances !

Enfin, Clémence, ces derniers mots sont pour toi. Je te remercie de m'avoir encouragé et supporté pendant toutes ces années (et surtout la dernière). J'espère qu'on se plaira dans nos aventures canadiennes !

Table des matières

Introduction	1
1 Physique du neutrino, double désintégration bêta et statut expérimental	5
1.1 Le neutrino dans le Modèle Standard et au delà	6
1.1.1 Les fermions	6
1.1.2 Interactions fondamentales et bosons	7
1.1.3 Particule de Dirac ou de Majorana	9
1.1.4 Au delà du Modèle Standard	9
1.2 Masse et nature du neutrino	10
1.2.1 Matrice PMNS et oscillations	10
1.2.2 Terme de masse de Dirac	12
1.2.3 Termes de masse de Majorana	12
1.2.4 Mécanisme de <i>see-saw</i>	12
1.3 La double désintégration bêta	13
1.3.1 Désintégration avec émission de neutrinos	13
1.3.2 Désintégration sans émission de neutrinos	15
1.4 Choix des isotopes émetteurs $\beta\beta$	17
1.4.1 Considérations théoriques	17
1.4.2 Sensibilité d'une expérience $\beta\beta$	19
1.5 Les expériences de double désintégration bêta	20
1.5.1 Expériences Germanium	21
1.5.2 Bolomètres	23
1.5.3 Chambres à projection temporelle	25
1.5.4 Liquide scintillant	26
1.5.5 Trajectographe-calorimètre	27
1.5.6 Bilan	28
2 Le démonstrateur SuperNEMO	31
2.1 Généralités	31
2.1.1 Principe de la technique <i>tracko-calo</i>	31
2.1.2 Géométrie du module démonstrateur	32
2.2 Sources émettrices $\beta\beta$	33
2.2.1 Enrichissement, purification et mise en forme des feuilles sources	33
2.2.2 Mesures de radiopureté	34
2.3 Détecteur de traces	36
2.3.1 Géométrie	36
2.3.2 Mélange gazeux	36
2.3.3 Cellule à dérive en régime Geiger	37
2.4 Calorimètre	40

2.4.1	Géométrie	41
2.4.2	Module optique	41
2.4.3	Technique d'étalonnage et de suivi du calorimètre	47
2.5	Description de l'électronique	49
2.5.1	Généralités	49
2.5.2	Électronique du calorimètre	50
2.5.3	Électronique du détecteur de traces	55
2.5.4	Carte de prise de décision	57
2.6	Particules, blindages, topologies et bruits de fond	57
2.6.1	Signature des différentes particules interagissant dans le détecteur	57
2.6.2	Champ magnétique et blindages	59
2.6.3	Topologie des évènements attendus	61
2.6.4	Bruits de fond	62
3	Le système de déclenchement et d'acquisition de l'électronique	69
3.1	Cas d'utilisation pour la physique	69
3.1.1	Cas 1 : évènement de signal deux électrons	70
3.1.2	Cas 2 : évènement de bruit de fond électron-gamma	72
3.1.3	Cas 3 : évènement de bruit de fond électron-alpha retardé	72
3.2	Des signaux analogiques à la carte trigger	74
3.2.1	Création des primitives trigger	74
3.2.2	Découpage en zones du détecteur	79
3.2.3	Cartes contrôleurs	79
3.3	Les algorithmes de prise de décision	82
3.3.1	Niveau 1 : Stratégie pour le calorimètre seul	82
3.3.2	Stratégie pour le trajectographe seul	83
3.3.3	Niveau 2 : coïncidence calorimètre-trajectographe (mode CARACO)	87
3.3.4	Recherche spécifique pour les alpha retardés (mode APE et DAVE)	88
3.4	Implémentation dans la carte trigger	91
3.5	Stratégie d'acquisition des données	93
3.6	Tests et validation de l'électronique	94
3.6.1	Tests des cartes frontales calorimètre au LPC Caen	94
3.6.2	Test à Modane avec la moitié du détecteur	95
3.6.3	Test de la carte trigger à Manchester	98
4	Développement logiciel et modélisation : Falaise	103
4.1	Environnement logiciel	103
4.1.1	Cadfael	104
4.1.2	Collections de bibliothèques génériques : Bayeux	104
4.2	Falaise : chaîne de traitement spécifique à SuperNEMO	106
4.2.1	Description de la chaîne	106
4.2.2	Traitement des données réelles	111
4.2.3	Traitement des données de simulation	113
5	Efficacité du système de déclenchement de l'électronique	119
5.1	Efficacité de rejet des déclenchements spurieux	119
5.1.1	Résultats de rejet en mode CARACO	120
5.1.2	Estimation du nombre d'évènements retardés fortuits	121
5.2	Efficacité du trigger à la physique d'intérêt	122
5.2.1	Efficacité du trigger aux électrons – mode CARACO	123

TABLE DES MATIÈRES

5.2.2	Efficacité du trigger aux alpha retardés – mode APE et DAVE	125
5.3	Bilan des résultats d'efficacités	129
	Conclusions et perspectives	131
	A Données réelles numérisées	137
	Bibliographie	141

Introduction

Le neutrino est considéré comme la particule la plus abondante de l'Univers après le photon. Le neutrino fut initialement postulé par W.PAULI en 1930 pour des raisons de conservation de l'énergie dans la désintégration bêta simple. C'est le seul fermion élémentaire neutre. De part sa très faible interaction avec la matière, ses propriétés ne sont pas totalement connues. La physique moderne a introduit le nombre leptonique total (L), nombre quantique absolument conservé dans tous les processus physiques connus à ce jour, traduisant a priori un profond principe de symétrie sous-jacent dans le secteur des leptons. Trois saveurs de neutrinos ont été observées expérimentalement : les saveurs électronique, muonique et tauique respectivement mesurée par les nombres leptoniques de saveur L_e , L_μ et L_τ . La détection du neutrino électronique en 1956 par COWAN et REINES a confirmé l'existence de celui-ci et l'hypothèse de PAULI sur la désintégration bêta. Les oscillations de saveur dans le secteur des neutrinos n'ont été que récemment observées (en 1998) et remettent en question le modèle actuel de la physique des particules. Les nombres leptoniques de saveur ne sont pas individuellement conservés. Pour autant, la loi de conservation du nombre leptonique total ($L = L_e + L_\mu + L_\tau$) n'a jamais été infirmée.

Le Modèle Standard de la Physique des Particules, formalisme développé dans les années 1970, est un formidable outil qui permet de comprendre et de décrire les particules élémentaires et leurs interactions. Ce modèle demeure néanmoins imparfait voire incomplet. Il ne prédit ni n'explique la nature des neutrinos (intimement liée à la loi de conservation de L) et leur masse non-nulle induite par les oscillations de saveur. Par construction, dans ce cadre théorique, les neutrinos et les antineutrinos sont deux particules différentes, leur nature est dite de Dirac. Or en 1937, MAJORANA propose qu'un lepton électriquement neutre et son antilepton puisse être la même particule, violant ainsi la définition même du nombre leptonique total en principe distinct pour ces deux particules. L'observation de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$) semble être la seule sonde expérimentale actuellement envisageable pour pouvoir identifier la nature de Majorana des neutrinos. Ce phénomène se manifesterait, lors d'une transmutation de certains noyaux au deuxième ordre de l'interaction faible, par l'émission de deux électrons (ou positrons) dont la somme des énergies serait maximale ($Q_{\beta\beta}$), en violation de la loi de conservation du nombre leptonique total du fait de l'absence d'antineutrinos (ou neutrinos) en voie de sortie. Si ce processus était observé, cela signerait la nature Majorana du neutrino et rejetterait le principe de conservation absolue du nombre leptonique total.

La collaboration internationale NEMO (Neutrino Ettore Majorana Observatory) cherche depuis plus de 25 années à observer ce phénomène. Les détecteurs NEMO-2 et NEMO-3 [1], dont les prises de données respectives ont eu lieu de 1992 à 1998 et de 2003 à 2011 n'ont pas observé de signal positif. Seules des limites inférieures sur le temps de demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ ont pu être fixées pour plusieurs isotopes d'intérêt (environ 10^{24} années pour le ^{100}Mo [2] et $2,5 \cdot 10^{23}$ années pour le ^{82}Se [3]). Cela a permis d'extraire des limites supérieures sur la masse effective du neutrino de Majorana de l'ordre de 0,5 eV.

L'expérience de nouvelle génération SuperNEMO propose, dans la continuité de NEMO-3, d'utiliser la même technique de détection appelée « *tracko-calorimétrie* ». Cette technique se base sur l'identification des électrons au moyen d'un trajectographe et la mesure de leur énergie grâce à un calorimètre. Ils sont tous deux disposés autour d'une source centrale faite d'un matériau riche en isotope émetteur $\beta\beta$ et distincte du dispositif de détection. L'expérience a été imaginée de manière à pouvoir agréger, dans sa configuration complète, vingt *modules* indépendants, avec l'objectif ultime d'atteindre une exposition de quelques centaines de $\text{kg} \times \text{année}$. Le premier module de SuperNEMO, appelé *module démonstrateur*, est actuellement en cours d'installation au Laboratoire Souterrain de Modane afin de montrer la faisabilité du projet avec une exposition limitée à environ $13 \text{ kg} \times \text{année}$. Un important travail de recherche et développement (R&D) a été réalisé depuis 2005 afin d'améliorer au maximum la technologie *tracko-calorimétrie* pour gagner un ordre de grandeur en sensibilité sur la mesure de la masse effective du neutrino de Majorana par rapport à l'expérience NEMO-3.

Avec des demi-vie attendues supérieures à 10^{24-26} années, le processus de double désintégration bêta sans émission de neutrinos, s'il existe, est extrêmement rare. Son observation est en particulier susceptible d'être occultée par certains processus de la radioactivité naturelle ou artificielle. Une expérience recherchant la double désintégration bêta sans émission de neutrinos se doit donc d'atteindre un très haut niveau de radiopureté pour espérer être sensible à un signal se distinguant du bruit de fond issu de la radioactivité ambiante. Le contrôle, la réduction et l'identification de tels bruits de fond expérimentaux permettent d'élaborer un modèle et d'estimer chacune de leur contribution dans le canal d'intérêt. Pour ce faire, le détecteur doit non seulement être conçu pour détecter efficacement les désintégrations $\beta\beta$ mais également être performant pour mesurer sa propre contamination par une acquisition d'événements de bruit de fond dans certaines topologies et régions en énergie spécifiques.

Ce travail de thèse porte sur la conception, la modélisation, l'implémentation et la mise en service du système de déclenchement de l'électronique du module démonstrateur de l'expérience SuperNEMO. Le système de déclenchement est le composant logique du détecteur qui permet en temps réel de décider d'accepter ou de rejeter un événement physique se déployant dans le dispositif expérimental. Il pilote les processus électroniques et logiciels de prise de décision et d'enregistrement des données (le système d'acquisition). C'est un système « intelligent », composant névralgique de l'expérience, qui est mis en œuvre au cœur de divers circuits électroniques rapides, éventuellement programmables. Une connaissance parfaite du dispositif expérimental, de son électronique et de la physique que l'on veut étudier est nécessaire pour concevoir et optimiser le fonctionnement de la logique de prise de décision qui constitue le premier étage de filtre après l'instrumentation de détection.

Le chapitre I présente les grands traits de la physique du neutrino dans le cadre du Modèle Standard ainsi que certains éléments justifiant la nécessité d'étendre ce cadre théorique. Le mécanisme de double désintégration bêta est présenté pour comprendre comment l'observation du phénomène $\beta\beta 0\nu$ permettrait de déterminer la nature du neutrino. Enfin, une revue expérimentale des résultats obtenus avec les expériences passées et en cours ainsi qu'une prospective à cinq ans sont présentées.

Le chapitre II décrit le module démonstrateur de SuperNEMO, la technique *tracko-calorimétrie* et les différentes technologies utilisées pour ce détecteur. L'électronique associée y est décrite en détail. Après avoir présenté les topologies attendues des événements de signal $\beta\beta 0\nu$ et des différents bruits de fond, la conception, le fonctionnement et l'implémentation du système de déclenchement électronique sont développés dans le chapitre III.

Le chapitre IV montre comment s'intègre le travail de modélisation effectué pendant cette thèse dans l'environnement logiciel déjà existant de la collaboration SuperNEMO. Enfin, le chapitre V résume les performances attendues du système de déclenchement en terme d'efficacité d'acceptation et de rejet sur la base d'évènements de simulation et de la modélisation réaliste de la réponse de l'électronique décrite dans le chapitre IV.

Les conclusions permettent de faire le bilan du travail réalisé dans le cadre de cette thèse ainsi qu'un état des lieux du projet SuperNEMO. Les perspectives ouvrent la discussion sur les futurs développements nécessaires pour finaliser l'exploitation de l'expérience et pour lesquels ce travail a posé des bases solides d'intégration, de modélisation et de traitement des données.

Chapitre 1

Physique du neutrino, double désintégration bêta et statut expérimental

En 1896, H.BEQUEREL découvre la radioactivité naturelle avec des sels d'uranium. Trois types de radioactivité sont identifiées : α , β , γ . Les différentes mesures font état de raies discrètes à une énergie particulière pour les désintégrations α et γ . En 1914, les mesures de J.CHADWICK montrent que la désintégration β est un spectre continu en énergie ce qui entre en contradiction avec les lois de conservation si seulement un électron est émis lors de ce processus. Le neutrino est alors introduit en 1930 par W.PAULI dans sa célèbre lettre [4] afin d'expliquer ce spectre continu et tenter de sauvegarder le principe de conservation de l'énergie. Initialement, il le nomma neutron sans savoir que deux années plus tard CHADWICK découvrirait le « vrai » neutron du noyau [5]. E.FERMI rebaptisa alors la particule de PAULI en neutrino, littéralement le petit neutron en italien.

En 1956, C.COWAN et F.REINES installent un détecteur près du réacteur nucléaire de Savannah River et découvrent expérimentalement le neutrino électronique par réaction bêta inverse [6]. Un antineutrino est capturé par un proton du milieu et donne lieu à l'émission d'un positron et d'un neutron. La découverte du muon en 1936, fermion chargé plus lourd que l'électron mais aux propriétés similaires mène à l'hypothèse d'une seconde famille de neutrino. En 1961, à Brookhaven M.SCHWARTZ et son équipe montrent qu'il existe un neutrino d'une autre saveur : le neutrino muonique [7]. La particule de la troisième famille de fermion, le tau, est découverte en 1975 au SLAC¹. Le neutrino tauique est alors attendu et est découvert seulement en 2000 grâce à l'expérience DONUT [8].

L'existence de trois saveurs de neutrinos (électronique, muonique et tauique) est donc confirmée expérimentalement. Cependant, le neutrino reste une particule énigmatique à l'heure actuelle. Des oscillations entre les saveurs ont été observées expérimentalement induisant un terme de masse. Or dans le cadre actuel, le Modèle Standard de la Physique des Particules, le neutrino est une particule sans masse. De plus, nous ne savons pas si le neutrino et l'antineutrino sont des particules différentes ou identiques (nature de Dirac ou nature de Majorana). Ce chapitre décrit le neutrino dans le Modèle Standard et la nécessité d'aller au-delà. Ensuite, nous nous concentrerons sur la double désintégration bêta, qui est la seule sonde expérimentale envisageable à ce jour pour confirmer ou infirmer la nature Majorana du neutrino. Enfin, une revue expérimentale des expériences double bêta avec une perspective à cinq ans est présentée.

1. Stanford Linear Accelerator Center

1.1 Le neutrino dans le Modèle Standard et au delà

Le Modèle Standard de la Physique des Particules est un formalisme développé dans les années 70 qui cherchait à unifier les différentes interactions fondamentales tout en décrivant tous les constituants élémentaires de la matière ainsi que leur agencement (particules composites). La matière est composée de fermions et les interactions sont véhiculées par des bosons de jauge. Actuellement, le Modèle Standard décrit les interactions faible, électromagnétique et forte. Le groupe de symétrie de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ est à la base de la description des interactions fondamentales dans ce modèle.

1.1.1 Les fermions

Les fermions sont des particules de spin demi-entier obéissant à la statistique de Fermi-Dirac. Ils peuvent être élémentaires, comme l'électron ou les quarks, ou bien composites comme le proton et le neutron. Ils sont soumis au principe d'exclusion de Pauli. Deux fermions identiques (avec les mêmes nombres quantiques) ne peuvent occuper simultanément le même état quantique. Les fermions élémentaires sont formés par deux familles : les quarks et les leptons et peuvent être hiérarchisés en trois générations (I, II et III). Les particules de la génération I sont les plus stables et les plus légères et constituent la matière ordinaire. À chaque particule correspond une antiparticule ayant des nombres quantiques opposés.

Quarks

Les quarks sont des particules élémentaires chargées et sont au nombre de six : *up*, *down*, *charm*, *strange*, *top*, *bottom*. Jusqu'à aujourd'hui aucun quark n'a été observé à l'état libre. Ils se combinent pour former des particules composites, les hadrons. La combinaison d'un quark et d'un antiquark forme la famille des mésons tandis que l'association de trois quarks ou de trois antiquarks forme la famille des baryons. Les baryons les plus connus sont le proton (3 quarks *uud*) et le neutron (3 quarks *udd*). Les quarks portent une charge de couleur. Dans un méson ou un baryon la somme de la charge de couleur doit être égale à 0 (couleur blanche).

Le tableau 1.1 présente les trois familles de quarks ainsi que certaines propriétés pour chaque quark (masse, charge et nombre baryonique). Le nombre baryonique B est un nombre quantique généralement conservé dans le cadre du Modèle Standard et défini comme la différence entre le nombre de quark et d'antiquark dans un système :

$$B = \frac{1}{3}(n_q - n_{\bar{q}}) \quad (1.1)$$

Les quarks peuvent changer de saveur et de génération lors de processus d'interaction faible. La matrice CKM (CABIBBO–KOBAYASHI–MASKAWA) [9][10] exprime ce mélange entre les différentes générations de quarks. Dans le cas du Modèle Standard avec trois générations de quarks, il y a trois angles de mélange et une phase complexe de violation de la symétrie charge-parité (CP).

Leptons

Les leptons sont des particules élémentaires de spin 1/2 et sont, comme les quarks, au nombre de six, répartis dans trois générations. Ils sont soumis aux interactions faible, électromagnétique et gravitationnelle. L'électron (e), le muon (μ) et le tau (τ) sont des particules massives avec une charge électrique égale à $-e$. Les neutrinos, de trois saveurs :

Génération	Saveur	Masse (MeV/c ²)	Charge (e)	B
I	up	$2,2^{+0,5}_{-0,4}$	+2/3	+1/3
	down	$4,7^{+0,5}_{-0,3}$	-1/3	+1/3
II	charm	$1,275^{+0,025}_{-0,035} \cdot 10^3$	+2/3	+1/3
	strange	95^{+9}_{-3}	-1/3	+1/3
III	top	$173^{+0,4}_{-0,4} \cdot 10^3$	+2/3	+1/3
	bottom	$4,18^{+0,04}_{-0,03} \cdot 10^3$	-1/3	+1/3

TABLEAU 1.1 – Quarks. Valeurs issues de [11]

électronique, muonique et tauique sont quant à eux neutres, avec une masse nulle dans le cadre du Modèle Standard.

Le tableau 1.2 présente les trois familles de leptons ainsi que quelques propriétés associées à chacun d’eux. Chaque lepton possède un nombre leptonique de saveur (L_e , L_μ ou L_τ) dépendant de la génération à laquelle il appartient. Le nombre leptonique L , défini comme $L = L_e + L_\mu + L_\tau$, est conventionnellement égal à 1 pour un lepton et égal à -1 pour un antilepton. Lors de certaines réactions (oscillations de saveurs des neutrinos par exemple), le nombre leptonique de saveur n’est pas conservé. Cependant dans le Modèle Standard, le nombre leptonique total L est conservé dans tous les processus. Les leptons sont des particules de Dirac, c’est à dire qu’un lepton et son antilepton sont deux particules distinctes.

Génération	Saveur	Masse (MeV/c ²)	Charge (e)	L_e	L_μ	L_τ	L
I	e	0,511	-1	+1	0	0	+1
	ν_e	$< 2 \cdot 10^{-6}$	0	+1	0	0	+1
II	μ	105,7	-1	0	+1	0	+1
	ν_μ	$< 2 \cdot 10^{-6}$	-0	0	+1	0	+1
III	τ	1777	-1	0	0	+1	+1
	ν_τ	$< 2 \cdot 10^{-6}$	0	0	0	+1	+1

TABLEAU 1.2 – Leptons. Valeurs issues de [11]

1.1.2 Interactions fondamentales et bosons

Les bosons sont des particules élémentaires de spin entier obéissant à la statistique de Bose-Einstein. Ces particules ne sont pas soumises au principe d’exclusion de Pauli. Plusieurs bosons peuvent occuper simultanément un même état quantique.

Les interactions fondamentales sont véhiculées par des bosons de jauge et sont au nombre de quatre :

- **interaction forte** : force à courte portée (~ 1 fm) agissant uniquement sur les quarks permettant la formation et la cohésion des hadrons. Elle est véhiculée par l’échange de huit gluons portant des charges de couleur différentes. Les leptons ne sont pas sensibles à cette interaction ;

- **interaction électromagnétique** : force agissant sur toute particule possédant une charge électrique ou un moment magnétique non nul. Elle permet la cohésion des atomes en agissant sur les protons et les électrons. Son boson médiateur est le photon et a une masse nulle. Elle est de portée infinie ;
- **interaction faible** : force s'appliquant sur tous les fermions. Elle est responsable des différentes désintégrations radioactives et du mélange des saveurs de quarks. Trois bosons de masse non-nulle sont les médiateurs de cette interaction, le Z^0 , le W^+ et le W^- . Les bosons W^\pm , étant électriquement chargés, sont responsables des interactions par courant chargé. Le Z^0 , ayant une charge nulle, est responsable des interactions par courant neutre. La masse de ces bosons est de l'ordre du GeV, ce qui induit une portée de l'ordre de 10^{-18} m ;
- **interaction gravitationnelle** : force attractive agissant sur des objets massifs. Son intensité est très faible dans le cadre de la physique des particules. Elle n'est pas prise en compte dans le Modèle Standard de la Physique des Particules car il n'existe pas encore de théorie quantique de la gravitation renormalisable. Son boson médiateur, hypothétique, serait le graviton.

Le tableau 1.3 présente les bosons médiateurs du Modèle Standard et les interactions fondamentales associées. L'intensité (de par la constante de couplage) et la portée de chaque interaction sont également présentées.

Boson	Interaction	Masse (GeV/c ²)	Constante de couplage	Portée de l'interaction
8 gluons	forte	0	$\alpha_S(m_Z) = 0,1181$	10^{-15} m
photon	électromagnétique	0	$\alpha \simeq 1/137$	infinie
W^\pm	faible	$80,379 \pm 0,012$	$\alpha_{weak} \simeq 10^{-5}$	$\sim 10^{-18}$ m
Z^0	faible	$91,1876 \pm 0,0021$	$\alpha_{weak} \simeq 10^{-5}$	$\sim 10^{-18}$ m
graviton ?	gravitation	0 ?	$\alpha_g \simeq 10^{-39}$	infinie

TABLEAU 1.3 – Interactions fondamentales et bosons médiateurs. Valeurs issues de [11]

Théorie électrofaible et mécanisme de Higgs

La théorie électrofaible permet la description et l'unification des interactions électromagnétique et faible. Le modèle électrofaible, appelé aussi modèle GLASHOW-SALAM-WEINBERG [12][13][14], est construit comme une théorie invariante de jauge dont le groupe est $G_{EF} = SU(2)_L \times U(1)_{Y_w}$ (avec L pour l'indice de chiralité gauche et Y_w pour l'hypercharge faible, nombre quantique reliant la charge électrique et l'isospin faible d'une particule).

Expérimentalement, les bosons vecteurs de l'interaction faible, W et Z , ont une masse non nulle. Dans ce cas, la théorie n'est plus invariante de jauge et le mécanisme de Higgs brisant spontanément la symétrie électrofaible doit être introduit. Cependant, la masse du photon demeure nulle car seule la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est brisée. Un nouveau champ scalaire, appelé champ de Higgs, est ajouté et décale l'état fondamental avec une valeur moyenne attendue du vide² non nulle. La découverte, en 2012, d'un boson de Higgs massif

2. *vacuum expectation value*

(~ 125 GeV) au LHC [15] confirme l'existence de ce mécanisme théorisé indépendamment dans trois articles en 1964 par BROUT et ENGLERT, par HIGGS et par HAGEN, GURALNIK et KIBBLE [16][17][18].

1.1.3 Particule de Dirac ou de Majorana

Dans le Modèle Standard, les fermions et les antifermions sont deux particules différentes : ce sont des particules de Dirac. Les fermions sont classés en doublets de chiralité gauche d'isospin faible et des singulets de chiralité droite. Dans cette représentation, les neutrinos sont gauches et les antineutrinos sont droits. Les neutrinos droits n'interagissent pas et sont qualifiés de stériles.

Un problème majeur du neutrino dans le Modèle Standard actuel est que, expérimentalement, des oscillations entre les saveurs ont été observées. Cela implique un terme de masse non nulle pour le neutrino. Or, pour générer une masse pour une particule de Dirac, les deux états d'hélicité doivent être présents or seul un état d'hélicité est présent par génération dans le Modèle Standard.

En 1937, E.MAJORANA propose que les leptons et les antileptons neutres soient la même particule [19]. En postulant que le neutrino est de Majorana, il est aussi possible de faire apparaître des termes de masse. Cependant, le nombre leptonique L , quantité conservée dans le Modèle Standard, est violé par ces termes de masse de Majorana. Une extension de ce modèle doit être trouvée afin de palier à ce problème.

1.1.4 Au delà du Modèle Standard

La création et la formulation mathématique du Modèle Standard reste une prouesse de la seconde moitié du XX^{ème} siècle. Ce modèle a été un formidable outil prédictif notamment pour la découverte des bosons Z et W de l'interaction faible, du neutrino tauique, du boson de Higgs. . . Cependant, ce modèle n'est pas parfait et il existe une vingtaine de paramètres libres, non prédits, mesurés par les expériences. Ce modèle a aussi ses limites et un certain nombre d'interrogations subsiste :

- La gravitation, une des quatre interactions fondamentales, n'est pas incluse dans la théorie actuelle. De plus, est-il possible d'unifier la force électrofaible avec l'interaction forte à partir d'une certaine énergie ?
- Pourquoi trois générations exactement existent pour décrire la matière ?
- D'où vient l'asymétrie entre la matière et l'antimatière dans notre Univers ? Quelles explications pour la baryogénèse et la leptogénèse ? Est-ce que B , L et $B - L$, sont des nombres quantiques toujours conservés ?
- Si elles existent, quelles sont l'origine et la nature de la matière et de l'énergie noire car le modèle actuel décrit seulement 5% de la matière visible ?
- Quelle est l'origine de la si petite masse des neutrinos sachant que grâce aux expériences d'oscillations, nous savons que les neutrinos sont massifs ?
- Si le neutrino est très léger (masse inférieure à l'eV), comment expliquer la grande dispersion des masses entre les neutrinos et les autres fermions élémentaires (cinq ordres de grandeur jusqu'à l'électron) ?
- Existe t'il un ou plusieurs neutrinos stériles ?

Beaucoup de questions restent pour le moment sans réponse même dans les théories au delà du Modèle Standard. L'exploration des propriétés des neutrinos (valeur de leur masse, nature) constitue un élément essentiel pour élaborer de nouvelles théories au delà du Modèle Standard.

1.2 Masse et nature du neutrino

Le Modèle Standard prédit que les neutrinos sont de Dirac et avec une masse nulle. Différentes expériences ont présenté des résultats positifs aux oscillations de saveurs des neutrinos [20][21][22]. Des termes de masses peuvent être introduits aussi bien pour le neutrino de Dirac que pour celui de Majorana. Dans tous les cas, le Modèle Standard doit être amélioré afin d'expliquer ce phénomène ce qui ouvre potentiellement la voie vers une nouvelle physique.

1.2.1 Matrice PMNS et oscillations

Dans le cas de neutrinos massifs de Dirac ou de Majorana, les états propres de saveurs des neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ) ne sont pas états propres de masse (ν_1, ν_2, ν_3). Les neutrinos se mélangent. La matrice unitaire PMNS (PONTECORVO-MAKI-NAKAGAWA-SAKATA) [23] peut être vue comme un équivalent à la matrice CKM décrivant le mélange dans le secteur des quarks. Cependant, les mesures des angles de mélange de la matrice PMNS montrent de grands mélanges contrairement à la matrice CKM. Un état propre de saveur $\alpha = (e, \mu, \tau)$ est une superposition des états propres de masses $i = (1, 2, 3)$:

$$|\nu_\alpha\rangle = U_{PMNS} |\nu_i\rangle \quad (1.2)$$

Soit en terme matriciel :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Cette matrice PMNS peut être décomposée sous la forme de trois sous-matrices. Expérimentalement, les paramètres de la matrice ont été mesurés avec des neutrinos provenant de quatre sources : produits dans l'atmosphère, émis par le soleil, produits par un réacteur nucléaire et produits par accélérateur :

$$\begin{aligned} U_{PMNS} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.4)$$

où $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$, avec les indices $i, j = 1, 2, 3$ et δ_{CP} est une phase de Dirac de violation de CP. Dans le cas où les neutrinos sont des particules de Majorana, des phases supplémentaires de violation de CP dans le secteur leptonique doivent être ajoutées. La matrice PMNS est alors multipliée par une matrice diagonale contenant deux phases de Majorana supplémentaires (α et β) [24] :

$$U = U_{PMNS} \cdot \text{diag}(1, e^{i\alpha}, e^{i\beta}) \quad (1.5)$$

Postulées par B.PONTECORVO dès 1958 [25][26], les oscillations de neutrinos peuvent avoir lieu dans le vide et sont directement liées à l'équation de Schrödinger régissant l'évolution au cours du temps d'un état propre de masse donnée. La probabilité d'oscillation de neutrinos à deux saveurs est donnée par [24] :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sin^2(2\theta_{\alpha\beta}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) \quad (1.6)$$

où $\theta_{\alpha\beta}$ est l'angle de mélange entre les deux saveurs et Δm_{ij}^2 la différence de masse au carré entre les deux états $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. La probabilité de survie, c'est-à-dire qu'un neutrino reste dans la saveur dans laquelle il a été émis, est définie comme [24] :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha} = 1 - P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \quad (1.7)$$

Les neutrinos peuvent également osciller dans la matière par effet MSW (MIKHEYEV-SMIRNOV-WOLFENSTEIN) [27][28]. La propagation des neutrinos dans la matière est perturbée par des interactions faibles en courant neutre et chargé. Toutes les saveurs de neutrino interagissent avec la matière par courant neutre et seul le neutrino électronique interagit par courant chargé avec les électrons du milieu.

En fonction de la réaction d'apparition ou de disparition d'une saveur, cela permet la détermination d'un des angles de mélange θ de la matrice PMNS, d'une différence de masse Δm^2 ou avoir accès à la phase de violation de CP. Pour une revue détaillée sur les paramètres de la matrice PMNS, voir [29] et sur la hiérarchie de masse et les futures expériences voir [30].

Les différences entre les Δm_{ij}^2 permettent d'ordonner les états de masse selon une hiérarchie. Nous savons expérimentalement que $\Delta m_{21}^2 > 0$ (donc $m_1 < m_2$) et $\Delta m_{23}^2 \gg \Delta m_{12}^2$.

- Si $m_1 < m_2 \ll m_3$, la hiérarchie est dite normale (NH) ;
- Si $m_3 \ll m_1 < m_2$, la hiérarchie est dite inverse (IH).

Cependant, le signe de Δm_{23}^2 reste inconnu et on ne sait pas aujourd'hui si la hiérarchie des masses est normale ou inverse. La figure 1.1 résume les deux hiérarchies de masse possibles pour les neutrinos. Les expériences d'oscillation ne permettent pas de déterminer la masse absolue du neutrino.

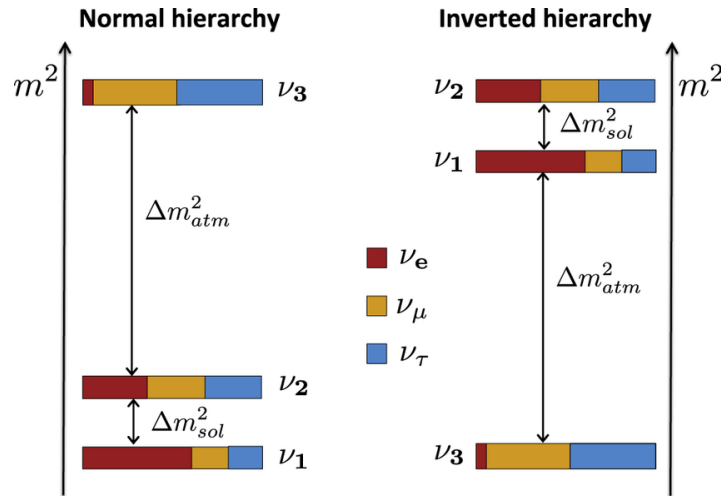


FIGURE 1.1 – Représentation de la hiérarchie normale (à gauche) et de la hiérarchie inverse (à droite) pour les masses des neutrinos.

1.2.2 Terme de masse de Dirac

Dans le Modèle Standard, seul les neutrinos gauches et les antineutrinos droits interagissent. Si le neutrino est de Dirac, l'antineutrino est une particule différente. Afin d'ajouter un terme de masse en utilisant le mécanisme de Higgs, il faut ajouter trois singulets droits ν_{eR} , $\nu_{\mu R}$ et $\nu_{\tau R}$ au modèle. Le Lagrangien pour des neutrinos de Dirac massifs s'écrit [24] :

$$\mathcal{L}_D = m_D (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L) \quad (1.8)$$

Cette extension minimale paraît attractive de par sa simplicité mais des problèmes subsistent. Les neutrinos droit introduits sont dits stériles car ils n'interagissent avec aucune force fondamentale décrit par le Modèle Standard et n'ont, par conséquent, jamais été observés. S'ils interagissent seulement avec la gravitation, leur détection ne peut être que très délicate. De plus, trois singulets pour trois neutrinos stériles ont été ajoutés mais ce nombre n'est pas contraint.

1.2.3 Termes de masse de Majorana

Une autre possibilité est de considérer que les neutrinos sont de Majorana. Si les neutrinos sont des particules de Majorana alors les deux états d'hélicité gauche et droite ν_L et ν_R coexistent. Un terme de masse est nécessaire pour passer d'une hélicité à l'autre par transformation de Lorentz. En utilisant [24] :

$$\psi_{L,R}^C = (\psi^C)_{R,L} = (\psi_{R,L})^C \quad (1.9)$$

Nous obtenons deux termes gauche et droit pour la composante Majorana. Le Lagrangien pour des neutrinos massifs de Majorana s'écrit :

$$\mathcal{L}_M^L = \frac{1}{2} m_L (\bar{\psi}_L \psi_R^C + \bar{\psi}_R^C \psi_L) = \frac{1}{2} m_L \bar{\psi}_L \psi_R^C + h.c. \quad (1.10)$$

$$\mathcal{L}_M^R = \frac{1}{2} m_R (\bar{\psi}_L^C \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L^C) = \frac{1}{2} m_R \bar{\psi}_L^C \psi_R + h.c. \quad (1.11)$$

avec $h.c.$ l'hermitien conjugué. Dans ce cas, le Lagrangien pour les neutrinos de Majorana n'est plus invariant de jauge. Le nombre leptonique total L n'est plus conservé [31].

1.2.4 Mécanisme de *see-saw*

Le terme de masse le plus général, appelé terme de masse de Dirac-Majorana, est la combinaison de 1.8, 1.10 et 1.11 s'écrivant sous forme générale :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{D+M} &= \mathcal{L}_D + \mathcal{L}_M^L + \mathcal{L}_M^R \\ &= \frac{1}{2} \left(m_D (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_L^C \psi_R^C) + m_L \bar{\psi}_L \psi_R^C + m_R \bar{\psi}_L^C \psi_R \right) + h.c. \\ &= (\bar{\psi}_L, \bar{\psi}_L^C) \cdot \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \psi_R^C \\ \psi_R \end{pmatrix} + h.c. \end{aligned} \quad (1.12)$$

avec m_D la masse du neutrino de Dirac, les masses m_L et m_R les masses Majorana gauches et droites et $\begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}$ la matrice de masse. Dans ce cas, le nombre leptonique

total L n'est plus conservé [31]. Après diagonalisation de cette matrice, nous pouvons déterminer les valeurs propres de masse correspondantes :

$$m_{\pm} = \frac{1}{2}\rho_{\pm} \left((m_L + m_R) \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2} \right) \quad (1.13)$$

où ρ_{\pm} garantit que les masses soient positives. Plusieurs situations doivent être considérées :

1. cas $m_L = m_R = 0$: cas limite de Dirac pur avec deux états propres de masses dégénérés $m_{\pm} = m_D$;
2. cas $m_D = 0$: cas limite de Majorana pur ;
3. cas où $m_L = 0$ et $m_R \gg m_D$: mécanisme de *see-saw*. Le Modèle Standard impose un couplage gauche de Majorana nul. On obtient alors les solutions $m_+ \simeq m_R$ et $m_- = \frac{m_D^2}{m_R}$. À travers ces valeurs propres, nous trouvons un neutrino droit très massif impliquant un neutrino gauche très léger. En effet, si m_R augmente, un des deux neutrinos est plus lourd et la masse du deuxième diminue. Ce mécanisme de balance pourrait expliquer la différence d'échelle de masse du neutrino par rapport aux autres leptons.

1.3 La double désintégration bêta

Les différentes expériences d'oscillations de neutrinos menées ces dernières années ne peuvent pas trancher quant à la nature du neutrino. L'observation positive d'un signal de double désintégration bêta sans émission de neutrinos, processus interdit dans le cadre du Modèle Standard, à cause de la non-conservation du nombre leptonique total L, prouverait sans équivoque la nature Majorana du neutrino. De plus, cela nous permettrait de déterminer l'échelle de masse effective du neutrino de Majorana qui mènerait à la détermination de la hiérarchie des masses des neutrinos. Avec la désintégration du proton, la double désintégration bêta est un des processus les plus rares envisagé. D'importants efforts expérimentaux doivent être mis en œuvre afin d'observer ce processus.

1.3.1 Désintégration avec émission de neutrinos

La double désintégration bêta avec émission de neutrinos est un processus autorisé par le Modèle Standard. Cette transition change la charge nucléaire Z de deux unités tandis que la masse atomique A reste constante. Ce processus isobarique n'a lieu que dans des noyaux pair-pair dû au terme d'appariement δ_p dans la formule de Bethe-Weizsäcker. Pour ces noyaux, une décroissance bêta simple est impossible énergétiquement ou très fortement défavorisée. La figure 1.2 présente les excès de masse dans le cas de noyaux pairs. Deux paraboles sont visibles dues au terme d'appariement. Dans le cas du ^{82}Se ($Z = 34$), la désintégration β simple est impossible énergétiquement. En revanche, la décroissance $\beta\beta$ est autorisée vers son noyau fils, le ^{82}Kr .

La double désintégration bêta avec émission de neutrinos a été proposée initialement par M. GOEPPERT-MAYER [32] sous la forme de deux désintégrations β^- simples simultanées :



Deux neutrons se désintègrent en deux protons dans le même noyau. Afin de conserver la charge et le nombre leptonique, deux électrons et deux antineutrinos électroniques sont

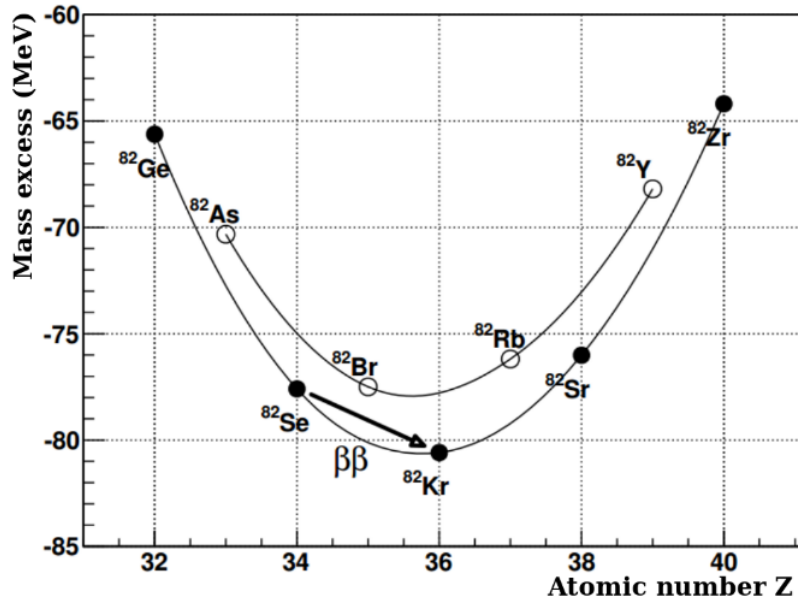


FIGURE 1.2 – Excès de masse en fonction du numéro atomique Z . Énergétiquement, une décroissance β simple est impossible pour le ^{82}Se . La $\beta\beta$ vers le ^{82}Kr est alors permise.

émis. La figure 1.3 présente le diagramme de Feynman de ce processus $\beta\beta 2\nu$. Cette désintégration est attendue pour 35 isotopes et la mesure du temps de demi-vie de ce processus a été faite pour 12 d’entre eux dont le ^{76}Ge , le ^{82}Se ou le ^{130}Te . Toutes les mesures faites jusqu’à maintenant conduisent à des demi-vies supérieures à 10^{18} années (voir revue en référence [33] pour les valeurs des 12 isotopes).

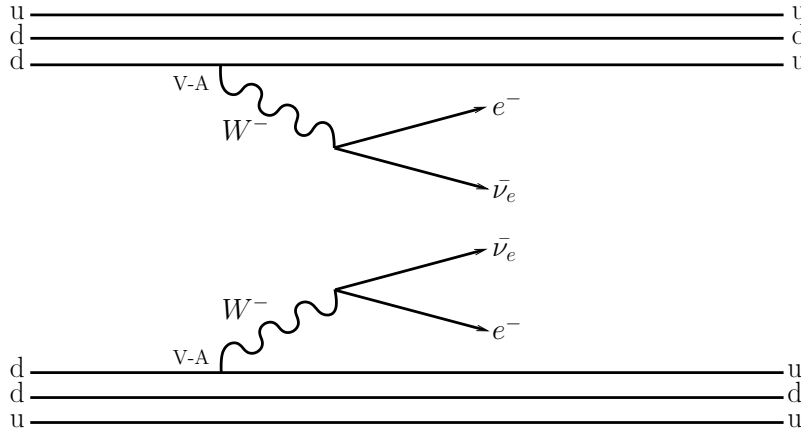


FIGURE 1.3 – Diagramme de Feynman de la double désintégration bêta avec émission de neutrinos ($\beta\beta 2\nu$).

Le spectre en énergie des électrons de la $\beta\beta 2\nu$ est continu entre 0 et $Q_{\beta\beta}$, les neutrinos emportant une fraction de l’énergie disponible. Expérimentalement, seuls les électrons sont mesurés car les neutrinos interagissent très peu avec la matière et ne sont pas détectés. La période du processus $\beta\beta 2\nu$ est liée au facteur d’espace de phase $G_{2\nu}$ de l’élément considéré ainsi qu’à ses éléments de matrice nucléaire $M_{2\nu}$:

$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = G_{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)|M_{2\nu}|^2 \quad (1.15)$$

Une bonne compréhension du processus avec émission de neutrinos est très importante car, dans tous les cas, ce sera un bruit de fond irréductible pour la recherche de la $\beta\beta 0\nu$.

1.3.2 Désintégration sans émission de neutrinos

La double désintégration bêta sans émission de neutrinos a été envisagée dès 1939 par W.FURRY [34]. Deux neutrons d'un même noyau se désintègrent simultanément, deux électrons sont émis du vertex mais pas les antineutrinos :

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+2} Y + 2e^- \quad (1.16)$$

Le nombre leptonique total étant violé de deux unités, ce processus est interdit par le Modèle Standard. Le mécanisme sous-jacent menant à la $\beta\beta 0\nu$ n'est pas encore défini mais plusieurs théories existent : échange de neutrino léger par courant gauche (appelé aussi mécanisme de masse), échange de neutrino léger par courant droit, échange de neutrino avec émission de Majoron, violation de la R-parité dans les modèles supersymétriques. Le mécanisme le plus naturel est l'échange de neutrinos de Majorana léger par courant gauche de type vecteur-axial (V-A). Il est illustré par le diagramme de Feynman de la figure 1.4. L'antineutrino droit émis à un des deux vertex est absorbé dans le second vertex comme un neutrino gauche. Ce renversement d'hélicité n'est possible que si le neutrino échangé est massif et de Majorana ($\nu \equiv \bar{\nu}$).

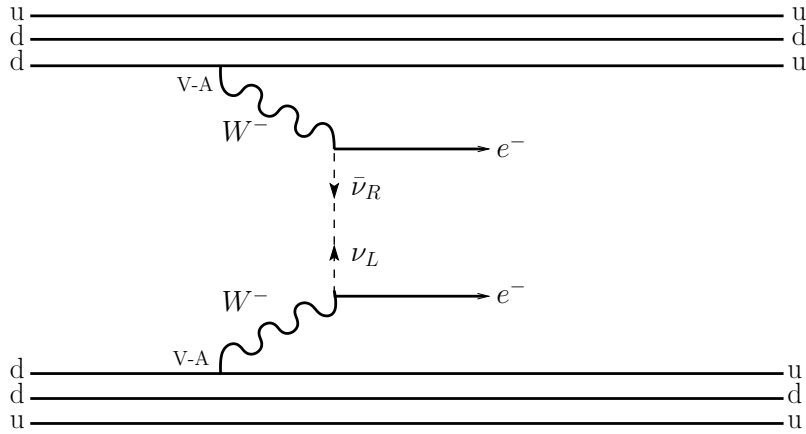


FIGURE 1.4 – Diagramme de Feynman de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos se produisant par échange d'un neutrino de Majorana massif léger, interagissant par courant gauche $V - A$.

Le temps de demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ est directement relié à la masse effective du neutrino léger de Majorana, au facteur d'espace de phase $G_{0\nu}$ et à l'élément de matrice nucléaire $M_{0\nu}$ de l'isotope considéré :

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G_{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |M_{0\nu}|^2 |m_{\beta\beta}|^2 \quad (1.17)$$

La masse effective du neutrino de Majorana $m_{\beta\beta}$ est définie comme :

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_i m_i U_{ei}^2 \right| = \left| c_{12}^2 c_{13}^2 m_1 + s_{12}^2 c_{13}^2 e^{i\alpha} m_2 + s_{13}^2 e^{i\beta} m_3 \right| \quad (1.18)$$

où les U_{ei} sont les coefficients de la matrice de mélange PMNS. Cette masse effective dépend des états propres de masse et de la matrice de mélange U_{PMNS} . L'observation de

la double désintégration bêta sans émission de neutrinos via ce mécanisme de masse nous donnerait des informations sur la hiérarchie et l'échelle de masse des neutrinos (voir figure 1.5), les angles de mélange et les phases de Majorana de la violation de CP dans le secteur leptonique.

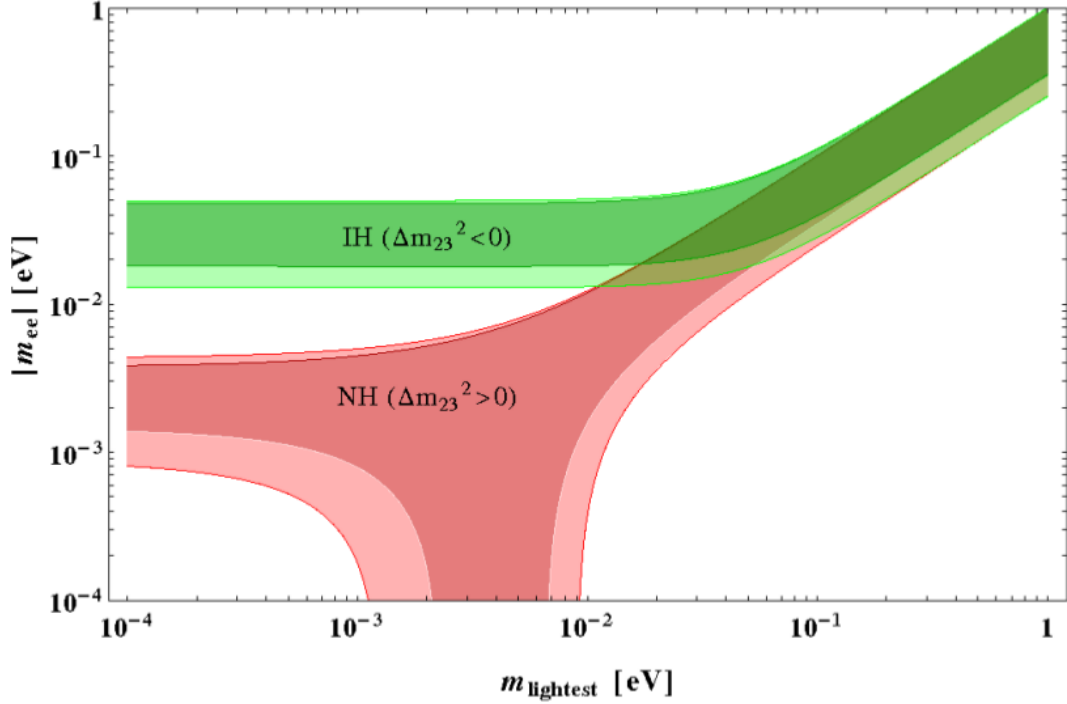


FIGURE 1.5 – Masse effective du neutrino léger de Majorana ($m_{ee} \equiv m_{\beta\beta}$) mesurée avec le processus $\beta\beta 0\nu$ en fonction de la masse du neutrino le plus léger. En fonction de la valeur de $m_{\beta\beta}$, il est possible de déterminer le spectre de hiérarchie correct. En vert, le cas où la hiérarchie est inverse (IH) et en rouge le cas où la hiérarchie est normale (NH).

Théoriquement, la signature énergétique des deux électrons sortant du vertex serait une raie à l'énergie $Q_{\beta\beta}$ de la transition et signerait une décroissance $\beta\beta 0\nu$. Expérimentalement, cette raie est élargie en pic gaussien à cause de la résolution en énergie du détecteur (voir figure 1.6).

Notons que tous les isotopes émetteurs $\beta\beta 2\nu$ sont des émetteurs potentiels $\beta\beta 0\nu$. De plus, outre la double désintégration $\beta^-\beta^-$, d'autres types de décroissances radioactives double bêta peuvent avoir lieu :

- $\beta^+\beta^+ : \frac{A}{Z}X \rightarrow \frac{A}{Z-2}Y + 2e^+ (+2\nu_e)$
- $\beta^+ + \text{CE}^3 : \frac{A}{Z}X + e^- \rightarrow \frac{A}{Z-2}Y + e^+ (+2\nu_e)$
- Double CE : $\frac{A}{Z}X + 2e^- \rightarrow \frac{A}{Z-2}Y (+2\nu_e)$

Bien que l'observation d'un de ces mécanismes sans émission de neutrinos mènerait à la nature Majorana de cette particule, la double bêta $\beta^-\beta^-$ reste le processus le plus accessible expérimentalement.

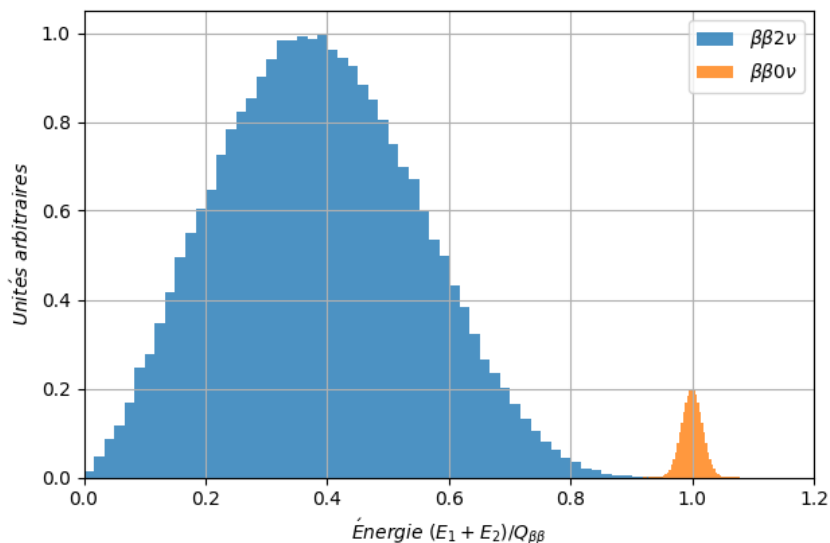


FIGURE 1.6 – Spectres en énergie $\beta\beta 2\nu$ (en bleu) et $\beta\beta 0\nu$ (en orange) dégradés par la résolution en énergie expérimentale. Un pic gaussien est visible à l'énergie maximale $Q_{\beta\beta}$ (les unités sont arbitraires).

1.4 Choix des isotopes émetteurs $\beta\beta$

Le principe d'une expérience de recherche de la $\beta\beta 0\nu$ consiste essentiellement à mesurer l'énergie des deux électrons émis lors de la décroissance d'un noyau émetteur $\beta\beta$. Il existe dans la nature 35 isotopes pouvant faire une double désintégration bêta. Pour un certain nombre d'entre eux, le processus avec émission de deux neutrinos a été mesuré expérimentalement. Plusieurs considérations sont à prendre en compte lors du choix de l'isotope pour une expérience $\beta\beta$.

1.4.1 Considérations théoriques

En premier lieu, des considérations que l'on qualifiera de théoriques car intrinsèques à l'isotope choisi : son énergie de transition $Q_{\beta\beta}$, son abondance naturelle, son facteur d'espace de phase $G_{0\nu}$ ainsi que ses éléments de matrices nucléaires $M_{0\nu}$ et les incertitudes associées en fonction de la méthode de calcul choisie.

Énergie de transition $Q_{\beta\beta}$

Le processus de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos, s'il existe, constitue un événement extrêmement rare. Au cœur de la matière ordinaire, il peut passer inaperçu notamment en comparaison de la radioactivité naturelle. Plus l'énergie de transition est élevée, plus il sera facile de distinguer des événements $\beta\beta$ du fond ambiant dû à la radioactivité de l'environnement expérimental. Un des critères de choix est que l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ soit supérieure aux énergies de désintégrations du ^{208}Tl ($Q_\gamma = 2614,5$ keV) et du ^{214}Bi ($Q_\beta = 3272$ keV) afin de s'affranchir de ces bruits de fond. Ces éléments descendants des chaînes de désintégration de l' ^{238}U et du ^{232}Th sont prédominants dans l'environnement ambiant. Le choix de l'isotope étudié est donc contraint par le $Q_{\beta\beta}$ de la transition.

Abondance naturelle et capacité d'enrichissement

Le but d'une expérience double bêta est d'avoir la meilleure sensibilité à ce processus. Pour ce faire, un critère appelé exposition (produit de la masse d'isotopes et du temps d'exposition) doit être maximisé. Le nombre d'isotopes émetteurs $\beta\beta$ dans la source doit être le plus important possible. Les abondances naturelles des isotopes $\beta\beta$ varient de moins de 0,187% à 34,5%. Afin d'améliorer cette proportion pour les isotopes ayant une abondance naturelle faible, des techniques d'enrichissement (chimique, centrifugation...) existent pour augmenter le nombre d'émetteurs $\beta\beta$ dans la source. Elles permettent d'atteindre des abondances élevées.

Facteur d'espace de phase

La double désintégration bêta est un processus nucléaire du second ordre de l'interaction faible. La transition peut donc être décrite en prenant en compte la structure nucléaire ainsi que les aspects dynamiques. Les premiers calculs des facteurs d'espace de phase datent des années 50 et se basent sur une description simplifiée des fonctions d'ondes. Les développements numériques récents permettent un calcul précis des facteurs $G_{0\nu}$ et $G_{2\nu}$ pour les isotopes d'intérêt expérimental. La période de décroissance $T_{1/2}^{0\nu}$ d'un isotope émetteur $\beta\beta$ étant inversement proportionnelle au facteur $G_{0\nu}$, le choix d'un isotope avec un grand facteur de phase sera privilégié. Cependant, si le facteur de phase pour la $\beta\beta 0\nu$ est élevé, celui du processus $\beta\beta 2\nu$, bruit de fond ultime d'une expérience double bêta, l'est également. Le tableau 1.4 présente les valeurs des espaces de phase $G_{0\nu}$ et $G_{2\nu}$ pour les isotopes émetteurs $\beta\beta$ dont l'énergie $Q_{\beta\beta}$ est supérieure à 2 MeV. On y retrouve naturellement les isotopes étudiés expérimentalement par la communauté scientifique depuis plus de 30 ans.

Isotope émetteur $\beta\beta$	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	Abondance isotopique (%)	$G_{0\nu}$ (10^{-15} ans $^{-1}$)	$G_{2\nu}$ (10^{-21} ans $^{-1}$)
^{76}Ge	2039	7,8	2,363	48,17
^{136}Xe	2462	8,9	14,58	1433
^{130}Te	2527	34,5	14,22	1529
^{116}Cd	2809	7,6	16,70	2764
^{82}Se	2995	9,2	10,16	1596
^{100}Mo	3035	9,6	15,92	3308
^{96}Zr	3350	2,8	20,58	6816
^{150}Nd	3367	5,6	63,03	36430
^{48}Ca	4271	0,187	24,81	15550

TABLEAU 1.4 – Abondance isotopique et espaces de phases pour différents émetteurs $\beta\beta$ dont l'énergie de désintégration est supérieure à 2 MeV. Valeurs issues de [35]

Éléments de matrice nucléaire

Les incertitudes sur la détermination du temps de demi-vie du processus $\beta\beta$ proviennent principalement du calcul des éléments de matrice nucléaire. Plusieurs modèles ont été développés pendant les dernières décennies. On peut ainsi citer :

- *Nuclear Shell Model (NSM)* [36];
- *Quasi Random Particle Approximation (QRPA)* [37];
- *Interaction Boson Model (IBM)* [38];
- *Projected Hartee-Fock-Bogoliubov model (PHFB)* [39];
- *Energy Density Functional (EDF)* [40].

Les prédictions qui en découlent donnent toutes lieu à des incertitudes significatives. Par ailleurs, les modèles ne donnent pas des résultats toujours cohérents entre eux de sorte qu'il est difficile de déduire une tendance systématique. Les écarts relatifs entre les prédictions de plusieurs modèles pour un même isotope peuvent atteindre 100% (voir figure 1.7). Aujourd'hui, les estimations les plus précises pour les termes $M_{2\nu}$ ont été obtenues par l'observation et la mesure de la double désintégration bêta avec émission de neutrinos de plusieurs isotopes. Malheureusement, ces données expérimentales ne permettent pas d'améliorer significativement la précision des calculs théoriques des termes $M_{0\nu}$. Ces termes $M_{0\nu}$ intervenant au carré dans le calcul de la période du processus $\beta\beta 0\nu$, l'impact sur l'incertitude finale de la prédiction demeure élevé.

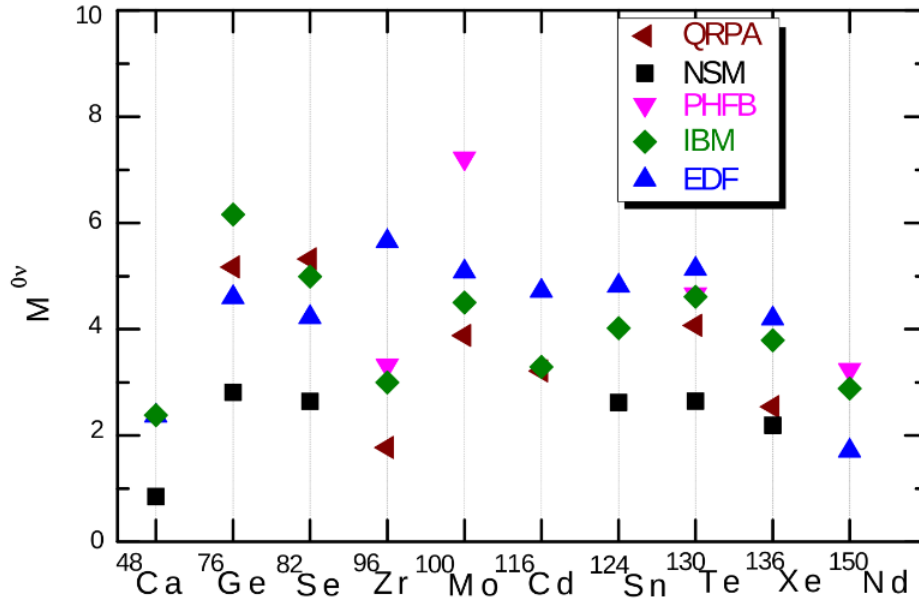


FIGURE 1.7 – Éléments de matrice nucléaire pour différents noyaux émetteurs $\beta\beta$ selon différentes approches. Valeurs adaptées de [41].

1.4.2 Sensibilité d'une expérience $\beta\beta$

Toute expérience de recherche du processus $\beta\beta 0\nu$ est basée sur la mesure de l'énergie cinétique des deux électrons émis par le noyau transmuté. En l'absence d'antineutrino, la somme des énergies de ces deux électrons égale le $Q_{\beta\beta}$ de la transition (à l'énergie négligeable de recul du noyau fils prêt). La sensibilité de détection d'un « pic » d'événements dû à la $\beta\beta 0\nu$ dépend du rapport signal sur bruit dans la région d'énergie autour du $Q_{\beta\beta}$ de l'isotope étudié. Le nombre d'évènements de signal $N_{sig}^{0\nu}$ dans la région d'intérêt en énergie est donné par :

$$N_{sig}^{0\nu} = \ln(2) \cdot \epsilon \cdot \frac{\mathcal{N}_A \cdot m \cdot t}{M_A \cdot T_{1/2}^{0\nu}} \quad (1.19)$$

où ϵ est l'efficacité de détection pour la 0ν , \mathcal{N}_A est le nombre d'Avogadro, M_A la masse molaire de l'isotope $\beta\beta$, $T_{1/2}^{0\nu}$ le temps de demi-vie du processus, m la masse totale de l'isotope étudié et t le temps d'observation. Le produit $m \cdot t$, appelé *exposition* et exprimé en kg.an, est un terme que nous utiliserons fréquemment par la suite.

Le processus $\beta\beta 0\nu$ n'ayant jamais été observé, la communauté scientifique a pris l'habitude de quantifier la performance d'une expérience par sa capacité à déterminer une *limite inférieure* à la demi-vie du processus. Deux situations statistiques peuvent ainsi être considérées :

- Si $N_{bdf} \ll 1$ (expériences dites « sans bruit de fond ») le temps de demi-vie est proportionnel à l'exposition :

$$T_{1/2}^{0\nu, \text{lim}}(90\% \text{ C.L.}) \propto \epsilon \cdot m \cdot t \quad (1.20)$$

Il suffit d'augmenter l'exposition linéairement pour améliorer la performance de l'expérience. Notons toutefois que le bruit de fond est en général également proportionnel à l'exposition et peut ainsi devenir non négligeable (voir ci-dessous).

- Si $N_{bdf} \gg 1$ (expériences dites « avec bruit de fond ») le temps de demi-vie est proportionnel à la racine carrée de l'exposition normalisée par le taux de bruit de fond attendu dans la fenêtre d'intérêt ainsi que la résolution en énergie :

$$\sqrt{N_{bdf}} = \sqrt{b \cdot m \cdot t \cdot \Delta E} \quad (1.21)$$

où b est le taux de bruit de fond, généralement exprimé en coups/(keV.kg.an) et ΔE est la résolution en énergie du détecteur.

$$T_{1/2}^{0\nu, \text{lim}}(90\% \text{ C.L.}) \propto \epsilon \cdot \sqrt{\frac{m \cdot t}{b \cdot \Delta E}} \quad (1.22)$$

L'augmentation de l'exposition, sans effort sur le taux de bruit de fond ou la résolution en énergie, ne conduit qu'à une modeste amélioration de la performance expérimentale.

Si l'on considère le processus $\beta\beta 0\nu$ par échange d'un neutrino de Majorana léger, on peut alors déduire de la limite inférieure de la demi-vie, une limite supérieure sur la masse du neutrino de Majorana effective échangée lors du processus. Par exemple, en prenant le résultat de l'expérience GERDA, la limite inférieure sur le $T_{1/2}^{0\nu}$ est : $> 8,0 \cdot 10^{25}$ années. Traduit en limite supérieure sur la masse du neutrino de Majorana, on obtient $m_{\beta\beta} < 200 - 433$ meV. L'intervalle d'incertitude est ici presque complètement dû à l'incertitude sur le calcul de l'élément de matrice nucléaire.

1.5 Les expériences de double désintégration bêta

Depuis une trentaine d'années, il y a eu plusieurs générations d'expériences $\beta\beta$. Une nouvelle génération est aujourd'hui en place. Les expériences les plus marquantes sont ici présentées. Pour chacune d'elle, les valeurs des plus récents résultats (exposition, bruit de fond, limites sur le $T_{1/2}^{0\nu}$ et $m_{\beta\beta}$) sont reportées dans le tableau récapitulatif 1.5 présent en fin de chapitre.

Pour les expériences futures, dont la prise de données n'a pas encore débuté, les valeurs attendues de sensibilité et de masse effective du neutrino pour une perspective à 5 ans sont reportées dans le tableau 1.6.

1.5.1 Expériences Germanium

Les détecteurs germaniums sont des détecteurs à semi-conducteur utilisés en physique nucléaire pour mesurer précisément l'énergie des photons gamma. L'avantage du germanium est son excellente résolution en énergie (de l'ordre du keV) lorsqu'il est refroidi et utilisé à basse température. Pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos, ces détecteurs sont enrichis à 86% en ^{76}Ge et sont ainsi leur propre source. L'isotope émetteur double bêta ^{76}Ge a une énergie $Q_{\beta\beta}$ de désintégration égale à 2039 keV. Cette énergie disponible est inférieure au Q_{β} du ^{208}Tl et du ^{214}Bi ce qui fait de ces deux radiocontaminants des pourvoyeurs de bruit de fond potentiellement importants.

Deux géométries de germanium sont utilisées dans les expériences de double bêta : les semi-coaxiaux et les BEGe (*Broad Energy Germanium*). Les germaniums semi-coaxiaux sont cylindriques avec un puits central tandis que les BEGe sont plus aplatis et sans puits. Les germaniums BEGe offrent une meilleure résolution en énergie ainsi que de meilleures propriétés pour une discrimination en forme du signal (*Pulse Shape Discrimination*, PSD) grâce à une collection de charge améliorée. Leur niveau de bruit de fond est inférieur à celui des détecteurs coaxiaux.

Des techniques d'analyse de forme du signal permettent d'identifier, pour un évènement détecté, s'il y a une ou plusieurs interactions (*Single Site Events* ou *Multi Site Events*) dans le même cristal. Cela permet une discrimination entre un bruit de fond (γ avec de multiples diffusions Compton) et un signal électron (un seul point d'interaction localisé dans quelques mm³).

Le cas particulier Heidelberg-Moscou

L'expérience HEIDELBERG-MOSCOU (HM) était installée au LNGS (Laboratoire National du Grand Sasso) en Italie à une profondeur de 3500 m équivalent eau. Sa prise de données a eu lieu pendant plus de 10 ans de 1990 à 2003. Le détecteur consistait en cinq cristaux de Germanium ultra-purs enrichis à 86% en ^{76}Ge pour une masse totale de 11 kg. C'est une expérience historiquement très importante de calorimétrie pure, c'est-à-dire qu'elle ne permettait a priori que de mesurer l'énergie déposée dans le cristal par des particules y interagissant, quelque soit leur nature (électrons, gammas, alphas...). La résolution en énergie de cette expérience est de 3 keV à $Q_{\beta\beta}$.

Lors de la première analyse, le bruit de fond a été mesuré à 0,11 coups/(keV.kg.an) et une limite a été obtenue à $T_{1/2}^{0\nu} > 1,9 \cdot 10^{25}$ années [42]. La particularité de HEIDELBERG-MOSCOU est qu'une partie de la collaboration, dont son porte-parole H.V Klapdor-Kleingrothaus, a annoncé un signal positif $\beta\beta 0\nu$ à $4,2\sigma$ pour un $T_{1/2}^{0\nu} = 1,19 \cdot 10^{25}$ années soit une masse effective $m_{\beta\beta} < 350 - 1050$ meV en fonction des paramètres utilisés [43]. Cette annonce positive est controversée au sein même de la collaboration HEIDELBERG-MOSCOU ainsi que dans la communauté double bêta notamment dû au modèle de bruit de fond utilisé lors de cette analyse [44]. Enfin, pour Klapdor et après une dernière analyse, la valeur du temps de demi-vie associée à un signal positif $\beta\beta 0\nu$ est $T_{1/2}^{0\nu} = 2,23_{-0,31}^{+0,44} \cdot 10^{25}$ années à 6σ correspondant à une masse $m_{\beta\beta} = 320 \pm 30$ meV [45].

GERDA

L'expérience GERDA (GERmanium Detector Array) [46] est la continuité des expériences germaniums HEIDELBERG-MOSCOU et IGEX. Elle utilise en partie leurs détecteurs. GERDA est située au LNGS et est une expérience de calorimétrie pure. Le dispositif expérimental est constitué de 40 cristaux de germanium ultra-purs : 10 cris-

taux semi-coaxiaux (23,2 kg) et 30 cristaux BEGe (20 kg). Ces cristaux sont placés dans des récipients en cuivre contenus dans un cryostat en argon liquide (LAr) entouré d'un blindage d'eau ultra-pure. Le cryostat permet de refroidir les détecteurs et fait office de blindage contre les bruits de fond externes. La cuve d'eau englobant le cryostat est équipée de photomultiplicateurs permettant la détection de la lumière Tcherenkov produite lors du passage des muons dans l'eau.

Pour la phase-I de GERDA, les germaniums utilisés étaient ceux de Heidelberg-Moscou et IGEX ainsi que 3,6 kg de nouveaux détecteurs BEGe. La résolution moyenne en énergie des détecteurs coaxiaux (BEGe) est de 4,8 keV (3,2 keV) pour un bruit de fond de 1.10^{-2} coups/(keV.kg.an) après PSD. La phase I de prise de données de GERDA a eu lieu de novembre 2011 à mai 2013. L'exposition de cette phase est de 21,6 kg.an. La limite en sensibilité calculée est $T_{1/2}^{0\nu} > 2,1.10^{25}$ années soit une limite sur la masse effective du neutrino $m_{\beta\beta} < 200 - 400$ meV [47]. Ce résultat défavorise l'annonce initiale faite par l'expérience Heidelberg-Moscou en excluant leur limite ($T_{1/2}^{0\nu} > 1,19.10^{25}$ années).

Pour la phase-II, de nouveaux cristaux germaniums BEGe ont été produits. La masse de détecteurs pour cette phase est de 35,6 kg (15,6 kg de coaxiaux et 20 kg de BEGe). Lors de cette phase II, le volume d'argon liquide a été instrumenté avec des photodétecteurs afin d'améliorer le rejet du bruit de fond à l'aide de la coïncidence avec les signaux issus des germaniums. La prise de données de cette phase a eu lieu de juin 2016 à juin 2018 pour une exposition de 58,9 kg.an. La résolution en énergie obtenue à $Q_{\beta\beta}$ est respectivement de 3,6 keV pour les cristaux coaxiaux et 3,0 keV pour les cristaux BEGe. La résolution en énergie a été stabilisée et améliorée au cours des 2 ans de prise de données de part la plus grande proportion de BEGe. Dans la fenêtre en énergie de [1930-2190] keV, les niveaux de bruits de fond atteints par GERDA sont les meilleurs dans le domaine à l'heure actuelle et sont, pour cette phase II :

- $5,7_{-2,6}^{+3,4}.10^{-4}$ coups/(keV.kg.an) pour les coaxiaux ;
- $5,6_{-2,4}^{+3,4}.10^{-4}$ coups/(keV.kg.an) pour les BEGe ;
- soit $\sim 6.10^{-4}$ coups/(keV.kg.an) au total.

La plus récente analyse de sensibilité prend en compte les deux phases de prise de données pour une exposition totale de 82,4 kg.an [48] (voir tableau 1.5 pour les résultats). La collaboration GERDA a annoncé une limite en sensibilité $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{26}$ années [49] mais l'analyse finale n'est pas encore publiée.

MAJORANA

Le démonstrateur MAJORANA [50] est installé au SURF (Sanford Underground Research Facility) en Dakota du Sud aux États-Unis. Ce laboratoire est situé à une profondeur de 4300 m équivalent eau. Le démonstrateur MAJORANA est constitué de deux cryostats dans lesquels sont plongés des cristaux de Germanium. La masse totale de détecteur est de 44,1 kg et les cristaux sont enrichis à 88% en ^{76}Ge . Chaque cryostat contient 22 kg de germanium et sont contenus dans une structure en cuivre ultra-pur. Un choix drastique sur les matériaux du démonstrateur concernant la radiopureté a été réalisé et fait la force de cette expérience. Enfin, une enceinte constituée de brique de plomb englobe les structures en cuivre. Des panneaux de détection pour les muons sont placés au dessus des briques de plomb et jouent le rôle de véto. Le but du démonstrateur est de montrer la faisabilité d'une future expérience avec une masse de source proche de la tonne grâce à ce système de cryostats indépendants.

La plus récente analyse des données du démonstrateur a été faite sur des données prises de juin 2015 à juin 2018. La résolution en énergie de 2.5 keV à $Q_{\beta\beta}$ est meilleure que celle

obtenue par GERDA. Le niveau de bruit de fond, la sensibilité ainsi que la masse effective du neutrino sont reportés dans le tableau 1.5.

LEGEND

L'expérience LEGEND (Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless $\beta\beta$ Decay) [51] regroupera les collaborations GERDA et MAJORANA. L'avantage du projet LEGEND est qu'il peut s'appuyer sur les points forts des deux expériences actuelles. Elle utilisera notamment les germaniums de ces deux expériences avec en plus de nouveaux cristaux de germanium purifiés (HPGe) de type PPC (P-type Point-Contact). Il a été choisi d'utiliser le blindage de GERDA qui est constitué d'eau et un cryostat en argon liquide faisant office de veto actif interne entourant les détecteurs. LEGEND se basera aussi sur l'expérience de MAJORANA concernant la sélection drastique des matériaux. En effet, GERDA et MAJORANA ont des niveaux de bruits de fond proches alors que MAJORANA n'a pas de veto interne actif proche du détecteur.

La première étape, nommée LEGEND-200 utilisera l'infrastructure et notamment le cryostat de GERDA au LNGS. Les germaniums de GERDA, MAJORANA ainsi que des nouveaux cristaux seront utilisés lors de cette phase pour une masse totale de 200 kg d'isotope émetteur $\beta\beta$. Le but de cette phase est d'atteindre une limite sur la sensibilité $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{27}$ années. Le début de prise de données de LEGEND-200 est prévu pour 2021.

L'objectif de la seconde phase, LEGEND-1000, est d'atteindre une masse d'une tonne de ^{76}Ge . La production et l'installation seront échelonnées sur plusieurs années et les détecteurs déjà installés continueront de prendre des données pendant ce développement. Une nouvelle infrastructure est nécessaire et le LNGS ou SURF sont des options envisagées. Le but ultime de LEGEND est de sonder la région de la hiérarchie inverse des masses des neutrinos en atteignant une sensibilité $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{28}$ années pour une masse effective du neutrino $m_{\beta\beta} = 15 - 50$ meV.

1.5.2 Bolomètres

Les bolomètres, appelés aussi calorimètres cryogéniques, sont des détecteurs dont le principe est de convertir l'énergie du rayonnement incident en chaleur puis de mesurer l'élévation de température grâce à un thermomètre extrêmement sensible. Comme pour les détecteurs germanium, source et détecteur sont confondus. Les bolomètres sont généralement refroidis à des températures de l'ordre de 10 mK afin de diminuer au maximum leur capacité calorifique. En effet, la capacité calorifique devient si faible que l'interaction d'une particule seule déposant quelques keV dans le matériau induit une élévation de température mesurable. La température augmente proportionnellement à l'énergie déposée par la particule : $\Delta T/\Delta E \sim 10\text{-}20 \mu\text{K/MeV}$. La résolution en énergie de ce type de détecteur est de l'ordre du keV.

CUORE

Le détecteur CUORICINO est le premier bolomètre pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos à grande échelle. Ce détecteur a été le démonstrateur de l'expérience CUORE et a pris des données de 2003 à 2008 [52].

Le détecteur complet CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) [53], installé au LNGS, est constitué de 19 tours de 52 cristaux de TeO_2 soit un total de 988 cristaux. Chaque tour est un assemblage de treize étages de quatre cristaux ayant chacun une dimension de $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$. Chaque cristal pèse 750 g, la masse totale est donc de

741 kg dont 206 kg d'émetteurs double bêta de ^{130}Te . L'énergie de transition du ^{130}Te est de $Q_{\beta\beta} = 2527$ keV. Un cryostat contient les cristaux et les refroidit à une température de 7 mK. Une structure en cuivre ultra-pur contient les tours de cristaux. Un blindage constitué de plomb standard et de plomb archéologique ferme la structure tout en réduisant le bruit de fond externe.

CUORE-0 est la première tour de CUORE. Le bruit de fond mesuré est trois fois inférieur à celui de CUORICINO. L'exposition de CUORE-0 est de 19,75 kg.an. En combinant les résultats de CUORICINO et CUORE-0, la limite obtenue sur la sensibilité est $T_{1/2}^{0\nu} > 4,0 \cdot 10^{24}$ années soit une limite supérieure sur la masse du neutrino $m_{\beta\beta} < 270$ -760 meV [54].

L'expérience complète CUORE est actuellement en prise de données. La résolution en énergie obtenue pour le moment est de 7,7 keV et un taux de bruit de fond de $1,4 \cdot 10^{-2}$ coups/(keV.kg.an). Après seulement sept semaines de prise de données et une exposition de 86,3 kg, CUORE a posé la limite la plus contraignante pour le $T_{1/2}^{0\nu}$ du ^{130}Te (voir tableau 1.5). La collaboration CUORE espère atteindre, après cinq ans de prise de données, une sensibilité de $T_{1/2}^{0\nu} > 9 \cdot 10^{25}$ années. La collaboration a également obtenue la mesure la plus précise pour le processus $\beta\beta 2\nu$ du ^{130}Te avec une valeur $T_{1/2}^{2\nu} = 7,9^{+0,1(\text{stat})}_{-0,2(\text{sys})} \cdot 10^{20}$ années [55].

LUCIFER/CUPID-0

CUPID-0 [56] (ex-LUCIFER (Low Underground Cryogenic Installation For Elusive Rates)) est un démonstrateur du projet CUPID. Des bolomètres scintillants de Zn^{82}Se ont été produits pour une masse de 5.28 kg de ^{82}Se . Grâce à leur double lecture chaleur/lumière de scintillation, le niveau de bruit de fond est de $3,6^{+1,9}_{-1,4} \cdot 10^{-3}$ coups/(keV.kg.an) soit le plus bas jamais atteint pour une expérience bolométrique. Leur analyse pose aussi la limite la plus stricte pour le ^{82}Se (voir tableau 1.5).

LUMINEU/CUPID-Mo

La collaboration CUPID-Mo (ex-LUMINEU (Luminescent Underground Molybdenum Investigation for NEUtrino mass and nature)) cherche à produire des bolomètres scintillants avec l'isotope double bêta ^{100}Mo ($Q_{\beta\beta} = 3034$ keV). Des cristaux de $\text{Zn}^{100}\text{MoO}_4$ [57] et $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ [58] ont été produits selon plusieurs configurations et taux d'enrichissement par la collaboration LUMINEU. Le démonstrateur CUPID-Mo est constitué de 40 cristaux de $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ pour une masse d'environ 5 kg de ^{100}Mo . Ils sont installés dans l'infrastructure d'ELDEWEISS au LSM (Laboratoire Souterrain de Modane) et sont en phase de test. Les résultats obtenus sont très encourageants concernant cette technologie et les niveaux de bruits de fond atteints actuellement sont conformes aux attentes de CUPID.

CUPID

Le projet CUPID (CUORE Upgrade with Particle IDentification) est une proposition d'expérience avec une masse proche de la tonne en utilisant des bolomètres. Le but principal de CUPID est d'atteindre une sensibilité sur la masse du neutrino $m_{\beta\beta} = 10$ -15 meV. La résolution en énergie devra être inférieure à 5 keV et le bruit de fond inférieur à $4 \cdot 10^{-6}$ coups/(keV.kg.an) [59].

Ce projet s'inscrit naturellement dans la continuité de CUORE et utilisera au maximum l'infrastructure existante au LNGS. Plusieurs types de cristaux constitués de différents émetteurs double bêta sont actuellement à l'étude. L'objectif de ces nouveaux

cristaux serait d'utiliser des isotopes émetteurs $\beta\beta$ dont l'énergie de transition est supérieure à l'énergie de la raie γ du ^{208}Tl à 2614 keV afin de supprimer la contribution du bruit de fond dans la région en énergie d'intérêt. Des bolomètres scintillants sont actuellement étudiés (CUPID-0 et CUPID-Mo) pour mesurer l'élévation de température (chaleur) ainsi que les photons de scintillation émis par le cristal. Cette double détection permet une discrimination et identification des particules α et β/γ .

1.5.3 Chambres à projection temporelle

Les chambres à projection temporelle (TPC pour *Time Projection Chamber*) sont des détecteurs gazeux ou liquides dans lesquels règnent des champs électrique et magnétique. Ces détecteurs permettent une reconstruction tri-dimensionnelle de la trajectoire des particules chargées. Les particules chargées incidentes ionisent le milieu et créent des paires électrons/ions. Les temps de collection des particules secondaires permettent la reconstruction de la trajectoire de la particule primaire. La collection des charges d'ionisation et éventuellement de la lumière de scintillation du milieu permet de mesurer l'énergie de la particule incidente. Le champ magnétique permet de courber la trajectoire de la particule ce qui contribue à son identification.

EXO-200

L'expérience EXO-200 (Enriched Xenon Observatory 200 kg) [60] utilise une chambre à projection temporelle remplie de Xenon liquide. Ce détecteur est installé au WIPP (Waste Isolation Pilot Plant) aux États-Unis à une profondeur de 1585 m équivalent eau. Sa chambre à dérive est cylindrique d'environ 40 cm de diamètre sur 44 cm de long. Le Xénon liquide utilisé est enrichi à 80,6% pour atteindre une masse de 100 kg de ^{136}Xe . L'énergie $Q_{\beta\beta}$ de désintégration du ^{136}Xe est égale à 2458 keV. Une grille cathodique commune sépare en deux moitiés équivalentes la chambre. La particule chargée incidente ionise le liquide scintillant. La charge d'ionisation est collectée sur les plans de fils anodiques tandis que la lumière de scintillation est collectée par des photodiodes à avalanche (APD) situées derrière les plans de fils. La position d'interaction dans le plan des fils anodiques est obtenue par la position de la collecte de la charge sur ces fils. La position longitudinale est reconstruite avec le temps entre la collecte de la lumière de scintillation prompt et la collecte de la charge induite par la dérive. L'énergie totale déposée est déterminée par la combinaison de la charge et de la lumière de scintillation. Lors de la reconstruction des événements, charge et lumière sont regroupés par site. La présence d'un seul site (e^-/α) ou plusieurs sites (γ multiples) permet d'améliorer la discrimination entre les bruits de fond γ et le signal $\beta\beta 0\nu$. La résolution en énergie obtenue par EXO-200 est inférieure à 2% à $Q_{\beta\beta}(^{136}\text{Xe})$.

La phase I de la prise de données a eu lieu de mai 2011 à février 2014. Avec une exposition de 122 kg.an et un bruit de fond de $1,5 \pm 0,3 \cdot 10^{-3}$ coups/(keV.kg.an), une limite sur le temps de demi-vie $T_{1/2}^{0\nu} > 1,0 \cdot 10^{25}$ années a été atteinte.

La phase II a pu commencé suite aux améliorations suivantes :

- Une nouvelle électronique de lecture des APD afin de réduire le bruit de lecture sur les voies d'électroniques ;
- Une augmentation de 50% du champ électrique ;
- L'installation d'un système de filtrage au charbon de l'air entre le cryostat et le blindage afin de réduire d'un facteur dix le niveau de radon ;
- La mise en place de nouvelles techniques d'analyses des données.

La phase II, qui a commencé après ces améliorations, doit se terminer en décembre 2018 (voir tableau 1.5 pour des résultats préliminaires).

nEXO

Le projet nEXO (next-generation Enriched Xenon Observatory) [61] est l'étape suivante de l'expérience EXO-200. Une nouvelle chambre à dérive sera construite afin de contenir une masse plus importante de Xenon. Le diamètre de la chambre sera de 114,8 cm et contiendra 5109 kg de Xénon liquide pour une masse de 3740 kg en ^{136}Xe . D'importants efforts de recherche et développement sont fournis par la collaboration EXO afin de marquer avec un laser l'isotope fils du ^{136}Xe , le ^{136}Ba , après une double désintégration bêta [62]. Ce marquage garantirait à 100% que l'évènement en cours est bien un évènement de double bêta. Le bruit de fond attendu est de $2,9 \cdot 10^{-4}$ coups/(FWHM.kg.an). Des simulations et une étude de sensibilité pour nEXO ont été réalisées. La collaboration prévoit d'atteindre une sensibilité de $T_{1/2}^{0\nu} > 9,2 \cdot 10^{27}$ années après dix ans de prise de données, ce qui correspond à une limite sur la masse effective du neutrino $m_{\beta\beta} < 5,7\text{-}17,7$ meV.

NEXT-100

L'expérience NEXT (Neutrino Experiment with a Xenon TPC) , installée au LSC, est une chambre à projection temporelle remplie de xénon sous forme gazeuse hautement pressurisée (15 bars). La chambre est une cuve cylindrique de 148 cm de long et de 107 cm de diamètre. La masse de ^{136}Xe présente dans le détecteur sera de 100 kg. Une matrice clairesmée de photomultiplicateurs positionnée derrière la cathode collecte la lumière primaire de scintillation ainsi que les photons d'électroluminescence. Les électrons de dérive sont accélérés grâce à une grille au niveau de l'anode, le gaz est excité et, lors de la désexcitation, des photons d'électroluminescence sont produits. Des photomultiplicateurs silicium (SiPM) positionnés derrière l'anode permettent de reconstruire la trajectoire des électrons. Grâce à cette technique d'amplification du signal d'ionisation, la résolution en énergie est attendue inférieure à 1% FWHM à $Q_{\beta\beta}$. Le niveau de bruit de fond attendu est de $4,0 \cdot 10^{-4}$ coups/(keV.kg.an). Après 3 ans de prise de données, la sensibilité attendue est $T_{1/2}^{0\nu} > 6,0 \cdot 10^{25}$ années pour une exposition d'environ 300 kg.an [63].

1.5.4 Liquide scintillant

L'idée principale de ces projets est de réutiliser des détecteurs déjà existants pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos. Les détecteurs à scintillation tels que SNO [64] ou KAMLAND [22] étaient à la base des expériences d'observations d'oscillations des neutrinos. Ces détecteurs caractérisés et optimisés pour des phénomènes rares et à basse énergie peuvent naturellement être reconvertis pour la recherche de la $\beta\beta 0\nu$. Les très grands volumes de détection en font des dispositifs de choix pour atteindre des masses d'isotopes importantes (quelques centaines de kg) ce qui permettra de repousser les limites actuelles sur la durée de vie de la $\beta\beta 0\nu$ à condition de maîtriser le niveau de bruit de fond dans la région d'intérêt.

KamLAND-ZeN

KAMLAND-ZEN (Zero Neutrino) [65] est installé dans la mine de Kamioka au Japon à une profondeur de 2700 m équivalent eau. Pour la première phase, le détecteur KAMLAND-ZEN 400 est un ballon (interne) rempli de 13 tonnes de liquide scintillant contenant 300 kg de ^{136}Xe . Ce ballon est lui-même plongé dans un ballon externe de 13 m

de diamètre et contenant 1000 tonnes de liquide scintillant (i.e. le détecteur KAMLAND). Afin de détecter cette lumière de scintillation produite lors de l'interaction des particules, 1325 photomultiplicateurs de 17" ainsi que 554 photomultiplicateurs de 20" sont disposés, en couvrant un maximum de surface, à l'intérieur d'une cuve en acier inoxydable qui contient le ballon externe de KAMLAND. Enfin, un détecteur Tcherenkov rempli d'eau de 3,2 kilotonnes autour de la cuve en acier permet l'identification des muons cosmiques. KAMLAND-ZEN 400 a pris des données de 2011 à 2015. La résolution obtenue est de l'ordre de 4% à $Q_{\beta\beta}$.

Cependant, lors des premières analyses, un pic dans la région d'intérêt a été identifié comme étant une contamination en ^{110m}Ag dû aux retombées radioactives (conséquences de l'accident de Fukushima de 2011). Un important travail de purification a eu lieu sur le liquide scintillant du ballon interne contenant les isotopes émetteurs $\beta\beta$. Après deux nouvelles années de prise de données (de 2013 à 2015), la collaboration KAMLAND-ZEN a posé la meilleure limite sur la masse effective du neutrino de Majorana [66] (voir le tableau 1.5 pour le détail des valeurs obtenus par KAMLAND-ZEN).

La deuxième phase, KAMLAND-ZEN 800, dont le ballon interne est constitué d'environ 750 kg de ^{136}Xe , débutera sa prise de données afin d'améliorer la sensibilité. À terme, l'objectif est d'atteindre une tonne de ^{136}Xe et une résolution en énergie optimisée (de 4% à 2.5% à $Q_{\beta\beta}$) avec KAMLAND2-ZEN afin de sonder la hiérarchie inverse en atteignant une limite sur la masse du neutrino $m_{\beta\beta} \sim 20$ meV après cinq ans de prise de données [67].

SNO+

L'expérience SNO+ [68] réutilisera le détecteur SNO (Sudbury Neutrino Observatory) installé à SNOLAB au Canada (situé à une profondeur de 6000 m équivalent eau). Le détecteur consiste en une sphère de 12 m de diamètre remplie de liquide. L'eau lourde utilisée dans SNO est remplacée par du liquide scintillant dans SNO+ pour une masse de 780 tonnes auquel est ajouté 1,3 tonnes de ^{130}Te pour la recherche de la $\beta\beta\nu$. Cet isotope a été choisi vu son abondance isotopique naturellement élevée, son enrichissement n'a donc pas été nécessaire. La sphère est entourée d'environ 9400 photomultiplicateurs. La résolution en énergie attendue est de 6,4% à $Q_{\beta\beta} = 2527$ keV. Plusieurs phases de prise de données sont prévues avec la phase I en 2019. L'objectif de la phase II sera, comme KAMLAND2-ZEN, de sonder la hiérarchie inverse.

1.5.5 Trajectographe-calorimètre

Pour ces détecteurs, la source est passive. La technique dite *tracko-calor* est une combinaison d'un trajectographe permettant l'identification et la reconstruction tridimensionnelle de la trajectoire des particules chargées et d'un calorimètre pour la mesure en énergie de ces particules. L'avantage de cette technique est qu'il est possible d'identifier précisément les mécanismes sous-jacent à la double désintégration bêta grâce à l'observation de variables autre que l'énergie. Cette technique permet une identification des particules (e^\pm , γ , α , μ) et une mesure précise des bruits de fond. L'indépendance de la source et du détecteur permet de changer de source émettrice $\beta\beta$. Ainsi, un même détecteur peut en principe mesurer de multiples isotopes successivement ou simultanément.

Cependant, des désavantages subsistent. Pour que les électrons de la décroissance puissent sortir de la source et atteindre le détecteur, il est nécessaire que les feuilles sources soient suffisamment fines pour minimiser les pertes en énergie. L'augmentation de la masse de sources émettrices $\beta\beta$ implique une augmentation proportionnelle de la taille du détecteur. De plus, la calorimétrie indépendante de la source présente une résolution en énergie

bien inférieure aux résolutions en énergie des expériences de pure calorimétrie (HPGe, bolomètres).

NEMO-3

La collaboration NEMO-3 a pris des données de 2003 à 2011. Le détecteur était installé au LSM à une profondeur de 4800 m équivalent eau. Le détecteur NEMO-3 [1], de forme cylindrique, mesurait 4 m de haut pour 6 m de diamètre et était divisé en vingt secteurs. Les feuilles sources passives étaient placées au centre de deux trajectographes et deux calorimètres. Plusieurs isotopes émetteurs $\beta\beta$ ont été étudiés simultanément de part la sectorisation du détecteur. Les isotopes étudiés étaient le ^{100}Mo (7 kg), le ^{82}Se (1 kg), le ^{130}Te (500 g), le ^{116}Cd (400 g) et des masses très faibles de ^{150}Nd , ^{96}Zr et ^{48}Ca . Le trajectographe (6180 cellules à dérive fonctionnant en régime Geiger) était plongé dans un mélange gazeux composé principalement d'hélium. Le calorimètre était constitué de 1940 blocs de scintillateurs couplés avec des photomultiplicateurs 3" et 5". La résolution en énergie du calorimètre était de 13% en moyenne à $Q_{\beta\beta}$. Le niveau de bruit de fond obtenu par NEMO-3 est, pour le ^{100}Mo , de $0,44 \pm 0,13$ coups/(an.kg) dans la fenêtre d'intérêt [2,8-3,2] MeV soit un bruit de fond estimé inférieur à $1,1 \cdot 10^{-3}$ coups/(keV.kg.an). De plus, aucun événement de bruit de fond dans la fenêtre en énergie [3,2-10] MeV n'a été observé. Ce résultat fait la force de la technique *tracko-calo* pour un isotope $\beta\beta$ avec un $Q_{\beta\beta}$ élevé.

SuperNEMO

Le démonstrateur de l'expérience SUPERNEMO [69] est en cours d'installation au LSM. Le projet initial a été conçu pour comporter vingt modules indépendants pour une masse totale de 100 kg d'isotopes émetteurs double bêta. L'élément choisi est le ^{82}Se avec un $Q_{\beta\beta} = 2995$ keV. Le détecteur SUPERNEMO, utilisant la technique *tracko-calo*, un changement d'isotope émetteur $\beta\beta$ est envisageable en vue d'autres phases de prise de données.

La collaboration SUPERNEMO a choisi de construire un premier module (dit « démonstrateur ») afin de prouver la faisabilité à plus grande échelle de l'expérience sans bruit de fond dans la fenêtre d'intérêt. Une masse de 7 kg de sources de ^{82}Se sera installée au cœur du démonstrateur pour une durée de prise de données de 2,5 années. La collaboration prévoit que la limite atteinte pour le temps de demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ sera de $T_{1/2}^{0\nu} > 5 \cdot 10^{24}$ années pour une exposition de 17,5 kg.an. Ceci permet d'atteindre la limite suivante pour la masse effective du neutrino de Majorana $m_{\beta\beta} < 200 - 550$ meV.

1.5.6 Bilan

Comme nous pouvons le voir, la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos est un sujet en pleine effervescence. Les projets sont de plus en plus ambitieux et cherchent à repousser la limite sur la masse effective du neutrino léger de Majorana afin de sonder, en premier lieu, la hiérarchie inverse et pourquoi pas commencer à sonder la hiérarchie normale. Cette revue des expériences n'est pas exhaustive et d'autres projets tels que : COBRA [70], AMoRE [71], CANDLES [72], PANDAX-III [73] existent et sont en prise de données.

CHAPITRE 1. PHYSIQUE DU NEUTRINO, DOUBLE
DÉSINTÉGRATION BÊTA ET STATUT EXPÉRIMENTAL

Expériences	Élément	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	Exposition (kg.an)	Bruit de fond (cps/(keV.kg.an))	$T_{1/2}^{0\nu}$ (années)	$m_{\beta\beta}$ (meV)
HM	^{76}Ge	2039	71,7	0,11	$> 1,9.10^{25}$ $= 2,23_{-0,31}^{+0,44}.10^{25}$	$< 350 - 1050$ [42] $= 320 \pm 30$ [45]
GERDA			82,4	1.10^{-3}	$> 8,0.10^{25}$	$< 120 - 260$ [48]
MAJORANA			26,0	$4,7.10^{-3}$	$> 4,8.10^{25}$	$< 200 - 433$ [74]
EXO-200	^{136}Xe	2462	177,6	$1,6.10^{-3}$	$> 1,8.10^{25}$	$< 147 - 398$ [75]
KAMLAND-ZEN			504	$\sim 1.10^{-2}$	$> 1,07.10^{26}$	$< 61 - 165$ [66]
CUORE	^{130}Te	2527	86,3	$1,4.10^{-2}$	$> 1,5.10^{25}$	$< 110 - 520$ [76]
NEMO-3	^{100}Mo	3035	34,3	$1,1.10^{-3}$	$> 1,1.10^{24}$	$< 330 - 620$ [2]
CUPID-0	^{82}Se	2995	1,83	$3,6.10^{-3}$	$> 2,4.10^{24}$	$< 376 - 770$ [77]

TABLEAU 1.5 – Résultats expérimentaux actuels pour des expériences terminées ou en cours de prise de données

Futures Expériences	Élément	Masse d'isotope $\beta\beta$ (kg)	Sensibilité $T_{1/2}^{0\nu}$ (années)	Sensibilité $m_{\beta\beta}$ (meV)
LEGEND	^{76}Ge	200	$> 10^{27}$	$< 35 - 75$ [51]
CUPID	^{130}Te	200	$> 2,1.10^{27}$	$< 6 - 17$ [59]
NEXO	^{136}Xe	3740	$> 9,2.10^{27}$	$< 5 - 20$ [61]
NEXT-100	^{136}Xe	100	$> 9,8.10^{25}$	$< 46 - 170$ [63]
KAMLAND-ZEN 800	^{136}Xe	750	$> 4,6.10^{26}$	$< 25 - 80$ [67]
SNO+	^{130}Te	1300	$> 10^{27}$	$< 15 - 60$ [68]
AMORE-II	^{100}Mo	200	$> 1,1.10^{27}$	$< 12 - 22$ [78]
SUPERNEMO	^{82}Se	100	$> 10^{26}$	$< 40 - 100$ [69]

TABLEAU 1.6 – Perspectives à 5 ans de prise de données pour les expériences $\beta\beta$ et sensibilités en $T_{1/2}^{0\nu}$ et en $m_{\beta\beta}$ attendues

Chapitre 2

Le démonstrateur SuperNEMO

Le but de l'expérience SuperNEMO est la mise en évidence du processus de double désintégration bêta sans émission de neutrinos. L'observation de cette décroissance est à ce jour l'unique moyen expérimental de prouver la nature de Majorana du neutrino massif. La signature de cette décroissance s'exprime par l'émission simultanée de deux électrons dont l'énergie totale est égale à l'énergie de transition de la décroissance $Q_{\beta\beta}$. C'est donc un principe premier de mesure calorimétrique sur lequel s'appuient les expériences, auquel peut s'adjoindre des techniques d'identification des particules afin d'améliorer le rejet des bruits de fond.

Dans le cadre de l'échange d'un neutrino massif, les électrons émis emportent toute l'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$. Pour la décroissance $\beta\beta 2\nu$, la distribution en énergie des électrons est continue entre 0 et $Q_{\beta\beta}$ puisque les neutrinos émis emportent une fraction de l'énergie disponible. Les énergies mises en jeu sont de l'ordre de quelques MeV en fonction de l'isotope $\beta\beta$ considéré. Ces deux phénomènes, avec ou sans émissions de neutrinos, sont extrêmement rares avec un $T_{1/2}$ élevé ($> 10^{18}$ années). La résolution en énergie du dispositif expérimental implique que la $\beta\beta 2\nu$ peut être le bruit de fond ultime à l'observation de la $\beta\beta 0\nu$.

2.1 Généralités

L'expérience SuperNEMO comportera vingt modules indépendants pour un total de 100 kg d'isotopes émetteurs double bêta. L'expérience durera 5 ans soit une exposition de 500 kg.an pour une limite attendue sur le temps de demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ de : $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{26}$ années. Ce qui équivaut à une masse effective du neutrino de Majorana de $|m_{\nu\beta\beta}| < 40 - 100$ meV (en fonction des éléments de matrices nucléaires).

Le démonstrateur de SuperNEMO est construit afin de prouver la faisabilité du projet. Une masse de 7 kg de sources de ^{82}Se sera installée au cœur du démonstrateur pour une durée de mesure de 2,5 années. La collaboration estime que la limite obtenue pour le temps de demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ sera de $T_{1/2}^{0\nu} > 5,85 \cdot 10^{24}$ années pour une exposition de 17,5 kg.an [79]. Ceci permet d'atteindre la limite suivante pour la masse effective du neutrino de Majorana $|m_{\nu\beta\beta}| < 200 - 550$ meV.

2.1.1 Principe de la technique *tracko-calor*

Le parti pris de la collaboration NEMO est d'utiliser une technique de détection dite *tracko-calor* consistant en la reconstruction des trajectoires des particules chargées dans un trajectographe puis la mesure en énergie des particules dans un calorimètre.

Comme le montre la figure 2.1, le principe de détection est le suivant : une feuille source très fine (en marron) composée d'isotopes émetteurs $\beta\beta$ est séparée des éléments de détection. Le trajectographe (en bleu) permet une reconstruction tridimensionnelle de la trajectoire des particules chargées. Un calorimètre (en rouge) mesure l'énergie individuelle des particules ainsi que leur temps de vol.

L'analyse des données issues du détecteur permet de définir le type de particules (e^- , e^+ , γ , α , muons) ayant interagit dans celui-ci ainsi que leurs énergies afin d'identifier le processus à l'origine de ces particules. Ce principe de détection, appliqué au détecteur NEMO-3, a permis d'atteindre des niveaux record de bruit de fond de l'ordre de 10^{-3} coups/(keV.kg.an) que les expériences calorimétrique de nouvelle génération n'atteignent qu'aujourd'hui.

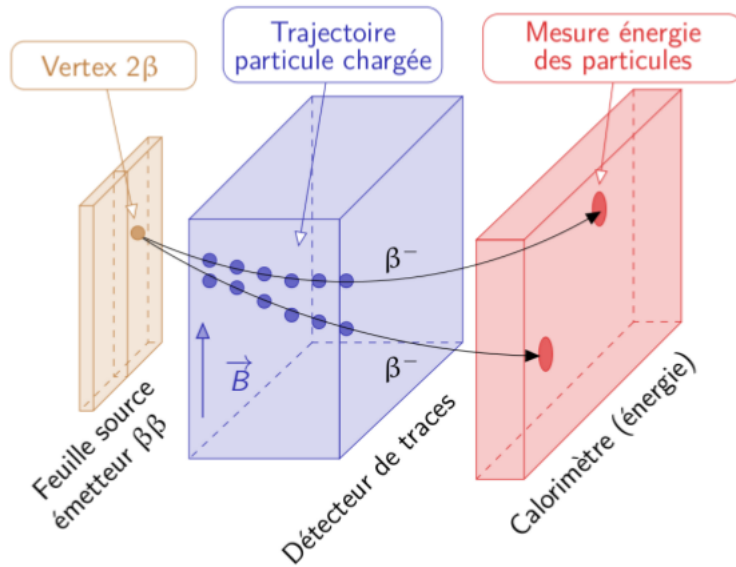


FIGURE 2.1 – Illustration de la technique *tracko-calorimétrie* utilisée pour SuperNEMO.

2.1.2 Géométrie du module démonstrateur

Le module a une géométrie planaire de dimension $6 \times 4 \times 2$ m³. Il est constitué de trois ensembles comme le montre la figure 2.2. La source au milieu du détecteur (bandes jaunes) est entourée de deux chambres à fils. Le calorimètre ferme le détecteur avec ses deux murs principaux ainsi que des murs latéraux intégrés au trajectographe.

Dans le cas du démonstrateur, la source fine émettrice double bêta est placée au centre du module et est composée d'isotopes de sélénium 82. Les feuilles sources du démonstrateur de SuperNEMO sont constituées de 36 bandes de 270 cm de long pour une surface totale d'environ 14 m² et un poids final de 6,2 kg de ⁸²Se.

Le trajectographe, positionné de part et d'autre de la source centrale, est constitué de deux chambres à fils contenant chacune 1017 cellules à dérive en régime Geiger. Elles sont réparties, dans ces deux chambres, en 113 rangées de 9 plans pour un total de 2034 cellules.

Le calorimètre segmenté est composé de deux murs principaux de 260 modules optiques fermant le trajectographe sur les faces principales et de 128 modules pour fermer les côtés. À cela s'ajoute 64 modules au dessus et en dessous des trajectographes afin de fermer le détecteur. Un module optique est le couplage entre un bloc de scintillateur et un photomultiplicateur.

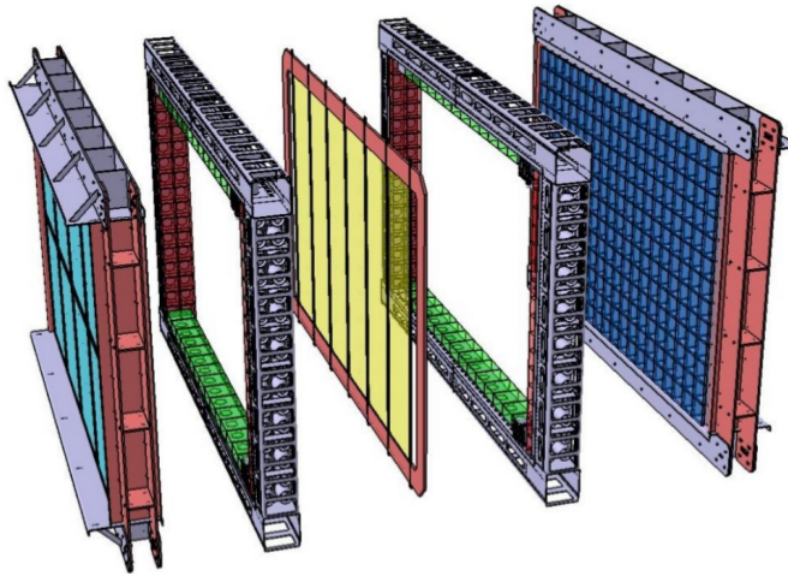


FIGURE 2.2 – Vue éclatée du module démonstrateur de SuperNEMO.

Le détail et le fonctionnement de tous les éléments constituant le détecteur ainsi que leur électronique associée seront détaillés dans les sections suivantes.

2.2 Sources émettrices $\beta\beta$

Le choix de la technologie *tracko-calorimétrie* nécessite que les électrons de la décroissance $\beta\beta$ sortent de la source afin d'atteindre les éléments de détection. Il est alors nécessaire de produire une source suffisamment fine ($300 \mu\text{m}$ en moyenne dans notre cas) afin que les électrons en sortent tout en minimisant l'énergie perdue dans le volume de la source. L'isotope choisi pour l'expérience SuperNEMO est le ^{82}Se . Parmi tous les isotopes émetteurs double bêta, le ^{82}Se présente des caractéristiques avantageuses pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos : un $Q_{\beta\beta}$ relativement élevé, une abondance isotopique naturelle raisonnable et une bonne capacité d'enrichissement. Fort de son expérience avec le détecteur précédent, les techniques mises en oeuvre pour l'enrichissement, la purification et la mise en forme des feuilles sources sont très proches de celles utilisés pour NEMO-3.

2.2.1 Enrichissement, purification et mise en forme des feuilles sources

L'enrichissement des feuilles sources est un point important de la recherche et développement (R&D) de SuperNEMO. En effet, le ^{82}Se ayant une abondance naturelle d'environ 9%, un effort nécessaire a été mis en oeuvre afin d'obtenir des sources émettrices double bêta composées de 95% à 99% en ^{82}Se . Une des méthodes d'enrichissement est la centrifugation et elle consiste à :

1. Sublimier sous forme gazeuse le ^{nat}Se en formant le composé $^{nat}\text{SeF}_6$;
2. Centrifuger le gaz afin d'isoler l'isotope le plus lourd, soit le ^{82}Se ;
3. Séparer grâce à une décharge électrique le fluor du sélénium puis obtenir une poudre de sélénium.

La poudre de sélénium ainsi obtenue doit ensuite être purifiée. Trois méthodes de purification ont été utilisées par la collaboration en fonction de la qualité de la poudre de sélénium obtenue : la purification chimique développée par l'*Idaho National Laboratory (INL)* aux États-Unis, la double distillation à l'*Institute of Theoretical and Experimental Physics (ITEP)* à Moscou en Russie et enfin la chromatographie en phase inverse au *Joint Institute for Nuclear Research (JINR)* à Dubna en Russie.

À la suite de ces étapes d'enrichissement et de purification, la poudre de sélénium est moulue puis mélangée à de la colle PVA (Poly-Vinyl-Alcohol) radiopure. Pour la mise en forme des feuilles sources, deux configurations ont été utilisées. La configuration développée par l'ITEP consiste à déposer le mélange poudre/colle sur un film de mylar sur lequel est ajouté un second film de Mylar et ainsi créer de longues bandes de sélénium (3 m × 13,5 cm). Les films de Mylar utilisés ont été préalablement irradiés par un faisceau d'ions afin d'améliorer l'adhérence et le séchage de la mixture poudre/colle. Une seconde configuration a été développée par le Laboratoire d'Annecy de Physique des Particules (LAPP) pour éviter l'irradiation du film de mylar qui pourrait être la cause d'introduction d'impuretés. Cette méthode consiste à faire sécher le mélange de sélénium puis, après solidification, les disposer entre deux films de mylar non irradiés en 8 blocs (*pads*) de dimensions réduites (37,5 cm × 13,5 cm).

Au total, 34 bandes de sources de sélénium ont été produites : 20 par double distillation, 10 par chromatographie inverse et 4 avec le traitement chimique de l'INL. La masse totale de sélénium 82 présente dans la source du démonstrateur de SuperNEMO est de 6,23 kg. Le tableau 2.1 présente toutes les bandes de feuilles sources présentes dans le démonstrateur SuperNEMO. Il y est détaillé la position, la masse, la méthode de purification ainsi que les niveaux de contaminations pour chaque bande. Les bandes 1 et 36, aux extrémités du cadre source, sont des bandes de cuivre ultrapures placées pour mesurer la contribution du bruit de fond externe car les gamma externes agissent presque de la même manière sur du cuivre ($Z = 29, A = 63$) que sur du sélénium ($Z = 34, A = 82$).

2.2.2 Mesures de radiopureté

Une fois les sources mises en forme, la contamination radioactive des feuilles a été mesurée par le détecteur BiPo-3 installé au Laboratoire Souterrain de Canfranc (LSC) [80]. Au vu des exigences très faibles de contaminations requises (de l'ordre du $\mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ pour le matériau des feuilles sources), la collaboration a développé un détecteur spécifique pour la mesure de très basses contaminations afin de repousser les limites atteintes par les détecteurs germaniums HPGe.

Au vu des niveaux de bruit de fond attendus dans les feuilles sources, la durée de mesure pour une seule bande est d'environ six mois pour avoir une statistique suffisante. Il est donc difficile d'entreprendre la mesure de toutes les bandes de sources présentes dans le détecteur. C'est pourquoi un échantillon représentatif par lot a été mesuré.

Nom de la bande source	Masse de Se (g)	Position	Méthode de purification	A(^{208}Tl) $\mu\text{Bq.kg}^{-1}$	A(^{214}Bi) $\mu\text{Bq.kg}^{-1}$
Cuivre	-	1	-	-	-
LAPP-ITEP 4	212,11	2	double distillation	131	525
LAPP-ITEP 6	202,13	3	double distillation	131	525
LAPP-ITEP 5	203,31	4	double distillation	131	525
LAPP-ITEP 1	185,19	5	chimique INL	106	1374
LAPP 6	204,12	6	chimique INL	131	525
LAPP 15	177,71	7	chromatographie inverse	106	1374
LAPP-ITEP 21	196,25	8	double distillation	131	525
ITEP 1	142,80	9	double distillation	24	290
ITEP 2	132,90	10	double distillation	24	290
ITEP 3	132,40	11	double distillation	24	290
ITEP 4	130,90	12	double distillation	24	290
ITEP 5	221,50	13	double distillation	24	290
ITEP 6	197,10	14	double distillation	24	290
ITEP 7	223,50	15	double distillation	24	290
ITEP 8	224,50	16	double distillation	24	290
LAPP 7	172,60	17	chromatographie inverse	22	595
LAPP 12	183,46	18	chromatographie inverse	22	595
LAPP 18	141,78	19	chromatographie inverse	106	1374
LAPP 10	170,09	20	chromatographie inverse	22	595
ITEP 9	214,00	21	double distillation	24	290
ITEP 10	192,60	22	double distillation	24	290
LAPP 11	168,48	23	chromatographie inverse	22	595
LAPP 19	183,64	24	chromatographie inverse	22	595
LAPP 17	182,51	25	chromatographie inverse	22	595
LAPP 16	177,53	26	chromatographie inverse	106	1374
ITEP 11	173,50	27	double distillation	24	290
LAPP-ITEP 2	213,65	28	chimique INL	106	1374
LAPP 13	171,16	29	chromatographie inverse	106	1374
LAPP 14	180,45	30	chromatographie inverse	106	1374
LAPP 20	193,67	31	double distillation	131	525
LAPP 9	176,00	32	double distillation	131	525
LAPP-ITEP 3	204,06	33	chimique INL	106	1374
LAPP-ITEP 7	185,17	34	double distillation	131	525
LAPP 8	183,39	35	double distillation	131	525
Cuivre	-	36	-	-	-
Total	6254,16	36			

TABLEAU 2.1 – Tableau récapitulatif des bandes de feuilles sources présentes dans le module démonstrateur de SuperNEMO. Le poids, la méthode de purification ainsi que l'activité maximum limite en ^{208}Tl et ^{214}Bi y sont présentés.

2.3 Détecteur de traces

Le démonstrateur de SuperNEMO est composé de deux trajectographes encadrant les feuilles sources. Ils doivent être les plus transparents possible pour perturber à minima la trajectoire des électrons. Une bonne résolution spatiale tridimensionnelle est nécessaire pour reconstruire précisément le vertex commun d'émission des électrons issus de la source.

2.3.1 Géométrie

Les deux trajectographes, en tout points identiques, mesurent 5 m de long (selon le plan des sources) pour 3 m de haut et 1 m de profondeur. Le volume interne des trajectographes (source comprise) est d'environ 15 m³ et est rempli d'un mélange gazeux. L'espace séparant les deux trajectographes où les feuilles sources sont disposées est inférieur à 10 cm.

Chaque trajectographe est constitué de 113 rangées de 9 cellules à dérive en régime Geiger en position verticale. Au total, le module démonstrateur possède 2034 cellules à dérive. La figure 2.3 présente une vue schématique du dessus des trajectographes. Chaque case bleue du schéma représente une cellule Geiger. Chaque élément de détection est labellisé par un identifiant unique. Les trajectographes sont numérotés par leur position dans le laboratoire par rapport à la source :

- $x < 0$: côté 0 (côté italien) ;
- $x > 0$: côté 1 (côté français).

Chaque rangée de cellules Geiger est numérotée dans l'ordre croissant en fonction de sa position dans le trajectographe :

- $y < 0$: rangée 0 (vers la montagne) ;
- $y > 0$: rangée 112 (vers le tunnel).

Chaque cellule Geiger est numérotée dans sa rangée avec le plan 0 à proximité de la source et le plan 8 à proximité du calorimètre. Au final l'identifiant d'une cellule sera de type : **[cellule : module, côté, rangée, plan]**. Par exemple, la cellule entourée en rouge sur le schéma a pour identifiant **[cellule :0.1.13.4]**. Ce système d'identifiant unique permet de désigner de manière non ambiguë tous les éléments et sous-éléments du détecteur.

2.3.2 Mélange gazeux

Les chambres à fils sont remplies d'un mélange gazeux que les particules chargées ioniseront en le traversant. Le mélange gazeux du détecteur de traces de SuperNEMO est composé à 95% d'hélium, 4% d'éthanol et 1% d'argon. Chaque élément présent dans le gaz répond à des besoins précis :

- L'hélium est un gaz léger à faible numéro atomique. Le faible taux de diffusion des particules chargées incidentes avec celui-ci facilite une bonne reconstruction des trajectoires. L'énergie d'ionisation de l'hélium est seulement de 24,6 eV par paire ce qui induit une faible perte d'énergie de la particule chargée traversant le trajectographe [81] ;
- L'éthanol favorise l'absorption des photons UV (*quencher*) tout en réduisant le libre parcours moyen de ces photons à une distance inférieure à la dimension d'une cellule Geiger. Le déclenchement des cellules voisines est donc maîtrisée lorsqu'une particule chargée active une cellule Geiger ;
- L'argon améliore la propagation du plasma dans la cellule Geiger grâce à sa faible énergie d'ionisation de 15.8 eV [81].

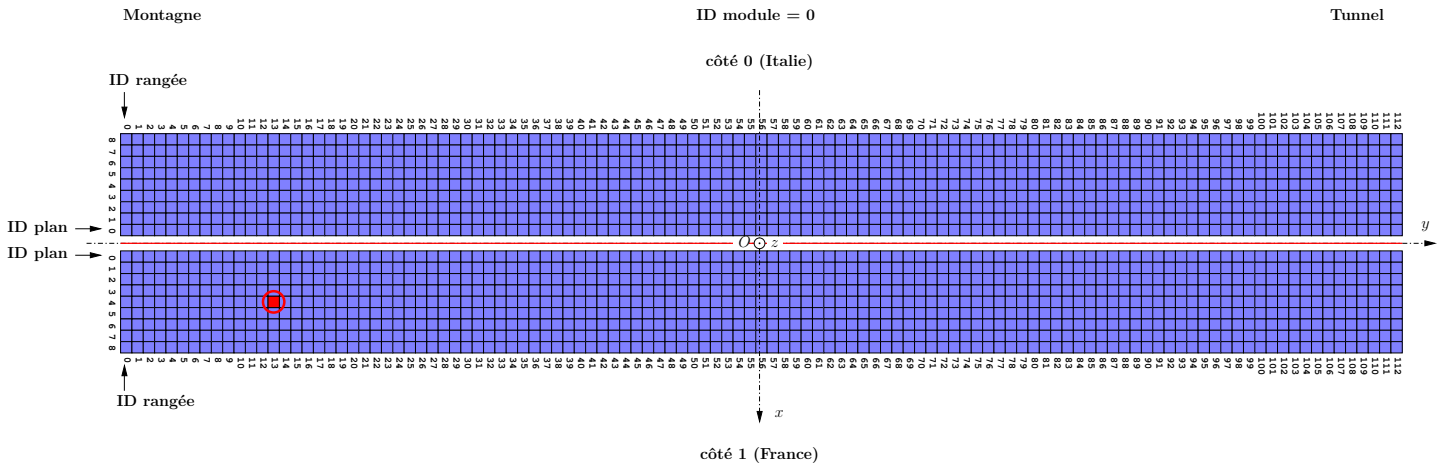


FIGURE 2.3 – Vue schématique du dessus de la géométrie du détecteur de traces du module démonstrateur de SuperNEMO. Le trajectographe contient deux chambres à fils de 113 rangées de 9 cellules à dérive en régime Geiger. La source est en rouge entre les 2 chambres. La cellule en rouge a pour identifiant unique [cellule : 0, 1, 13, 4]

2.3.3 Cellule à dérive en régime Geiger

2.3.3.1 Géométrie

Chaque cellule à dérive mesure 44 mm de diamètre et 2,9 mètres de long. Elles sont constituées d'un fil anodique central en acier inoxydable de $40 \mu\text{m}$ de diamètre et douze fils de champs en acier inoxydable de $50 \mu\text{m}$ entourant le fil anodique central. Ces fils de champ sont partagés avec les cellules voisines afin de réduire au maximum la masse totale de matériau constituant le détecteur. Deux anneaux cathodiques en cuivre radiopur de 4,2 cm de diamètre et 4 cm de longueur équipent les extrémités de chaque cellule à dérive (figure 2.4).

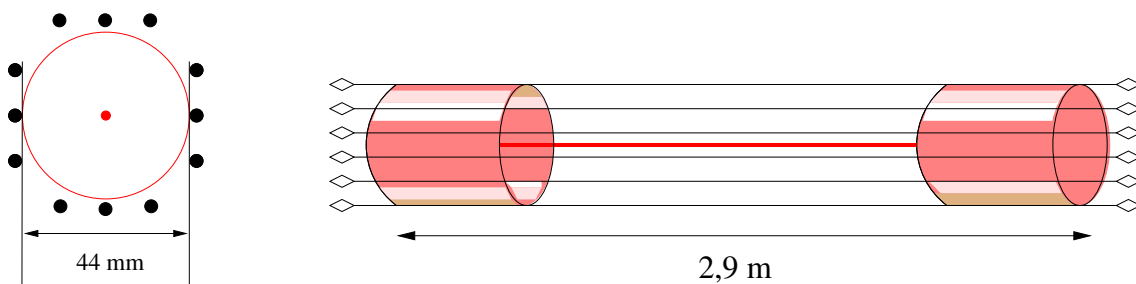


FIGURE 2.4 – Vue schématique du dessus et de côté d'une cellule Geiger composée d'un fil anodique central (en rouge) et de fils de champ (en noir).

2.3.3.2 Fonctionnement

Lorsqu'une particule chargée traverse la chambre à fils, elle ionise le gaz le long de sa trajectoire. Sous l'effet du champ électrique intense régnant dans les cellules, chaque électron d'ionisation (électron primaire) dérive vers l'anode centrale. À proximité du fil anodique, le champ électrique s'intensifie. Cela permet aux électrons primaires de ioniser à leur tour le mélange gazeux. Les électrons secondaires ainsi produits ioniseront également le gaz. La répétition de ce phénomène proche du fil anodique se nomme *avalanche de Townsend*. La vitesse moyenne de dérive des électrons primaires est de l'ordre de $1 \text{ cm}/\mu\text{s}$.

L'avalanche primaire responsable du signal anodique produit 10^9 à 10^{10} paires électrons-ions indépendamment du phénomène ayant initié le processus [82].

Lors de ce phénomène, un plasma Geiger d'électron et d' He^+ est créé et va se propager le long du fil anodique vers les anneaux cathodiques situés aux extrémités de la cellule. La vitesse de propagation du plasma est de l'ordre de quelques $\text{cm}/\mu\text{s}$. La collection de ce plasma par les cathodes produit deux signaux dits cathodiques. Lors de la propagation du plasma, des photons UV issus de la désexcitation des molécules sont créés lors du trajet. Ces photons peuvent induire une autre avalanche dans la même cellule par effet photoélectrique. Au final, plusieurs avalanches ont lieu en même temps à différents endroits de la cellule, c'est la décharge Geiger. Plus il y a d'avalanches et plus le nombre de paires électrons-ions est important jusqu'à arriver à saturation induisant un effondrement du champ électrique dans la cellule. Lorsque tous les ions ont migré vers la cathode, le champ électrique peut se reconstruire et devenir à nouveau uniforme au sein de la cellule. Une autre décharge Geiger peut avoir lieu. Le temps de recouvrement du champ électrique est de l'ordre de 1 ms. Suite à l'activation d'une cellule, tant que le champ électrique n'est pas stabilisé, il est possible d'observer un auto-amorçage de la cellule et la production de signaux anodique et cathodique décorrélés du passage d'une particule chargée dans la chambre à fils. Avec cette contrainte de temps mort, nous pouvons estimer que la fréquence de déclenchement maximale acceptée par une cellule Geiger est d'environ 1 kHz.

2.3.3.3 Signaux issus des cellules à dérive

Une cellule Geiger, lors du passage d'une particule chargée, produira trois signaux : un signal anodique et deux signaux cathodiques.

Signal anodique

Le signal anodique, présenté en jaune sur la figure 2.5, est une combinaison de plusieurs contributions lors du passage d'une particule chargée :

1. La formation d'un front de montée très rapide de l'ordre d'une dizaine de nanosecondes. Cette forme de signal est due à la collection des électrons issus des avalanches lorsque le gradient du champ électrique est le plus intense donc le plus près du fil anodique.
2. Les plasmas Geiger créés lors des ionisations se séparent et se propagent relativement lentement de part et d'autre du fil anodique jusqu'à être collectés par les anneaux cathodiques situés aux extrémités de la cellule. Leurs amplitudes respectives s'additionnent et le signal anodique présente un plateau jusqu'à la collection d'un des deux plasma.
3. Le plasma 1 est collecté à l'extrémité du fil par un anneau cathodique. Le signal anodique présente un pic, appelé pic cathodique, dû à l'arrivée du plasma sur l'anneau cathodique. Ensuite l'amplitude du signal est diminuée de moitié car la charge du plasma 1 a été totalement collectée. Reste un plateau de moindre amplitude jusqu'à la collecte de la charge du second plasma.
4. Le plasma 2 est collecté de l'autre côté de l'extrémité du fil. Le même phénomène que pour le plasma 1 a lieu jusqu'à l'effondrement total du signal anodique.

La durée typique du signal anodique produit lors du déclenchement d'une cellule Geiger est de l'ordre de $70 \mu\text{s}$. La durée du front de montée du signal anodique dépend de la distance entre le lieu d'interaction de la particule et sa distance par rapport au fil anodique central. Le temps typique t_{AN} de ce front de montée est de 1 microseconde. La datation

du front de montée avec un seuil en amplitude fixe permet notamment de calculer le rayon de tangence de la trajectoire de la particule chargée dans la cellule à dérive. (le détail sera présenté 2.5.3)

Signaux cathodiques

Les signaux cathodiques sont produits par l'arrivée des ions du plasma à proximité des anneaux de collecte présents aux extrémités de la cellule Geiger. L'influence de ces charges en mouvement se fait sentir 2 à 3 cm avant de pénétrer dans les anneaux. La détection de ces charges par les anneaux induit un pic cathodique sur le signal anodique. Contrairement au signal anodique, les signaux cathodiques présentés en rouge et en bleu sur la figure 2.5 sont positifs.

Dans le cas de SuperNEMO, la durée d'un signal cathodique est de l'ordre de 1 μ s. Ils interviennent jusqu'à 70 μ s au maximum après le front de montée anodique en fonction de la localisation du point d'interaction de la particule incidente ainsi que de la vitesse de propagation des plasmas. Celle-ci est estimée à 4,5 cm/ μ s.

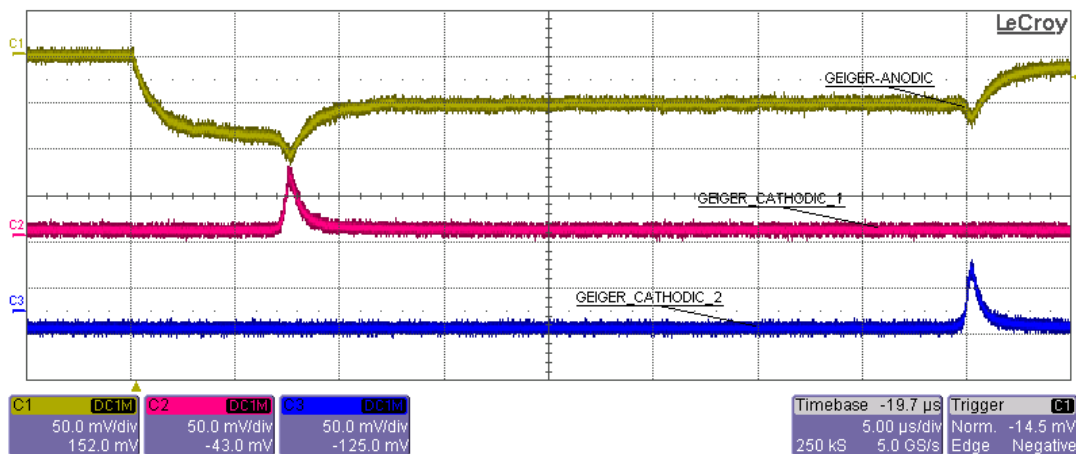


FIGURE 2.5 – Signaux analogiques produits par une cellule Geiger (sortie d'oscilloscope). Le signal anodique est en jaune et les signaux cathodiques en rouge et en bleu.

2.3.3.4 Localisation du passage de la particule dans la cellule

Lors de la phase de reconstruction, les informations issues de ces trois signaux nous permettent de calculer les paramètres utiles à la localisation de la particule incidente dans la cellule Geiger.

- **Position de la cellule :**

Le passage d'une particule chargée dans une cellule Geiger induit un signal aux bornes de cette dernière. Cette cellule est caractérisée par sa position (X, Y) au sein du détecteur.

- **Position transverse dans la cellule :**

Le temps anodique t_{AN} est un temps marqué sur le front montant du signal anodique. Nous pouvons calculer la position transverse du point d'impact de la particule incidente avec le temps anodique car il est proportionnel à la distance de première ionisation due à la particule incidente. Il faut aussi connaître le modèle de dérive de nos cellules Geiger afin d'extraire certains paramètres de la formule suivante [83] :

$$r = \frac{A \times t_{AN}}{t_{AN}^B + C} \quad (2.1)$$

avec t_{AN} le temps anodique et A,B et C des paramètres issus des données et spécifiques aux cellules ainsi qu'aux gaz utilisés et r le rayon de tangence de la particule chargée au sein de la cellule à dérive. Le calorimètre étant touché avant le déploiement de la trace dans le trajectographe, le module optique touché fixe le temps de référence t_0 de l'évènement. Ainsi, le temps anodique utilisé est un temps relatif au temps de référence du calorimètre. La résolution transverse σ_{\perp} associée est donnée par la relation :

$$\sigma_{\perp} = \sqrt{\sigma_{int}^2 + k \cdot \left(\frac{\sqrt{L_{trace}}}{E}\right)^2} \quad (2.2)$$

avec σ_{int} la résolution intrinsèque de la cellule, k une constante, L_{trace} la longueur de la trace de la particule et E l'énergie initiale de la particule en keV.

- **Position longitudinale dans la cellule :**

Pour extraire la position longitudinale du point d'interaction de la particule incidente dans la cellule, il faut utiliser les données issues des deux signaux cathodiques. Si l'origine de l'axe z est fixé à la moitié de la longueur des cellules, la position longitudinale est donnée par la formule [83] :

$$z = \frac{L_{eff}}{2} \cdot \frac{t_{CH} - t_{CB}}{t_{CB} + t_{CH}} \quad (2.3)$$

avec t_{CH} le temps associé à la cathode haute, t_{CB} le temps associé cathode basse et L_{eff} la longueur effective de la cellule. La longueur effective prends en compte le fait que la collection des signaux cathodiques commence quelques centimètres avant que le plasma n'atteigne l'anneau cathodique. Cette longueur est donc inférieure à la longueur totale de la cellule. La résolution longitudinale σ_{\parallel} est fonction de la position longitudinale z et est donnée par la relation :

$$\sigma_{\parallel} = \sigma_0 \sqrt{1 - \left(\frac{z}{L_{eff}/2}\right)^2} \quad (2.4)$$

avec σ_0 la résolution maximum au centre du détecteur et L_{eff} la longueur effective de la cellule.

L'origine des expressions pour les résolutions transverse σ_{\perp} et longitudinale σ_{\parallel} sont due à la diffusion multiple des électrons. Pour le moment, les premiers tests effectués sur un nombre restreint de cellules Geiger donnent une résolution transverse $\sigma_{\perp} = 0,7$ mm et une résolution longitudinale $\sigma_{\parallel} = 1,3$ cm [84].

La collecte des coordonnées du passage des particules chargées dans chacune des cellules Geiger permet d'obtenir une reconstruction tridimensionnelle de la trajectoire de ces particules.

2.4 Calorimètre

Le calorimètre est l'élément en charge de la mesure en énergie et des temps de vol des particules interagissant dans le détecteur. Dans le cas de SuperNEMO, il est composé de 712 blocs, appelés modules optiques, disposés de part et d'autre des chambres à fils et de la feuille source.

2.4.1 Géométrie

Le calorimètre du module démonstrateur de SuperNEMO est constitué de trois éléments distincts pour un total de 712 modules optiques.

- Les deux murs principaux, *main wall*, sont situés de part et d'autre des chambres à fils. Chaque mur mesure 5 mètres de long, sur 50 cm de large et 3 mètres de haut et est constitué de 20 colonnes de 13 modules optiques soit un total de 260 modules par mur. Les première et dernière rangées de modules optiques sont équipées de photomultiplicateurs 5" issus de NEMO-3. Les meilleurs modules 5" de NEMO-3 ont ainsi été utilisés et disposés aux endroits les moins sensibles du détecteur étant donné leur moins bonne performance en terme de résolution en énergie. Une photographie d'un des deux murs assemblé au LSM est présentée en figure 2.6 ;
- Les murs latéraux, appelés *X-wall*, sont directement intégrés à la structure du trajectographe. Le côté vertical de chaque chambre à fils est constitué de deux colonnes de 16 modules optiques 5". Pour l'ensemble du trajectographe, 128 modules composent les X-wall. Ces modules optiques sont au contact du gaz de la chambre à fils et peuvent donc, comme les murs principaux, détecter les électrons issus des sources ;
- Les rangées *gamma veto* ferment en haut et en bas le détecteur de traces. Deux rangées de 16 modules optiques ferment ainsi chaque chambre à fils pour un total de 64 modules. Ces modules optiques sont positionnés derrière les anneaux cathodiques du détecteur de traces. Ils ne peuvent donc pas détecter les électrons issus des feuilles sources mais ils permettent de signaler la présence de photons en provenance de l'intérieur du détecteur. Ils constituent un outil pour identifier et marquer certains bruits de fond.

Pour les murs principaux, un film de nylon est placé à l'interface entre le trajectographe et les modules optiques. Ce film est nécessaire afin de limiter la diffusion de l'hélium dans l'ampoule des photomultiplicateurs et donc leur vieillissement prématuré. Cela réduit aussi la migration potentielle du radon venant de l'extérieur du détecteur ou du calorimètre vers la chambre à fils.

Comme pour chaque élément de détection, un module optique peut être repéré par un identifiant unique en fonction de sa position dans le calorimètre. Grâce à ce système, il est facile de créer des bases de données contenant tous les paramètres et configurations (résolution du module, gain à appliquer...) propres à chaque module optique avec comme clé d'accès cet identifiant.

2.4.2 Module optique

Dans l'expérience SuperNEMO, un module optique consiste en l'assemblage d'un bloc de scintillateur plastique et d'un photomultiplicateur. Le tout est disposé dans un blindage magnétique en fer ultrapur permettant d'isoler le photomultiplicateur du champ magnétique de 25 Gauss ambiant dans lequel le détecteur est plongé ainsi que du champ magnétique terrestre. Le blindage de chaque module mesure 42 cm pour une épaisseur de 3 mm.

Les modules optiques ont été préassemblés par bloc de huit modules, appelé *calobrick*, par le laboratoire du CENBG¹ afin de faciliter le transport vers le LSM. Lors de l'installation et du montage des murs principaux du calorimètre, tous les modules constituant les *calobrick* sont testés avant d'être positionnés dans le mur. La figure 2.7 présente une

1. Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux Gradignan



FIGURE 2.6 – Photographie d'un des deux murs du calorimètre du module démonstrateur de SuperNEMO installé au LSM.

photographie d'un module optique sans blindage à gauche et une *calobrick* de huit modules à droite.

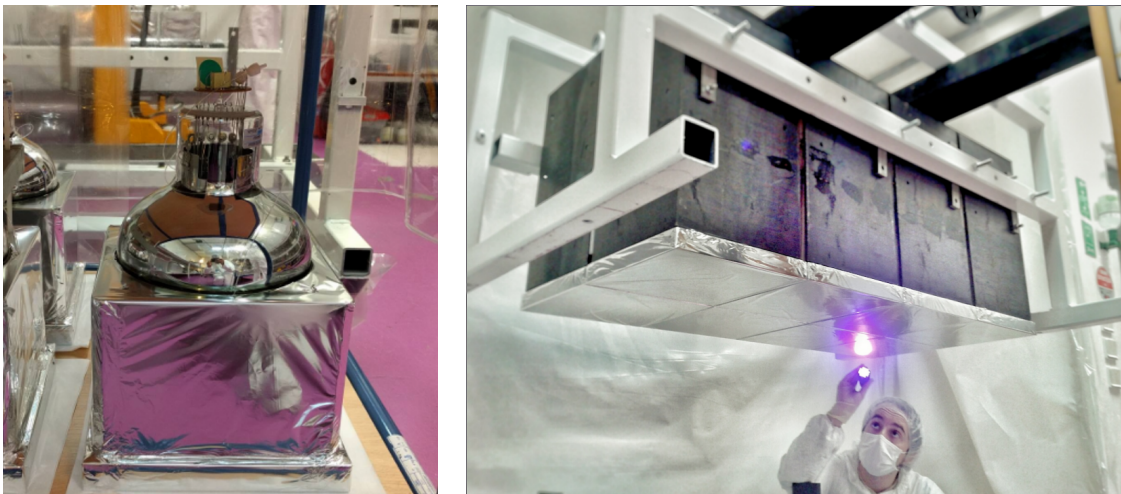


FIGURE 2.7 – Module optique sans blindage avec bloc de scintillateur emballé dans du mylar à gauche et une *calobrick*, constituée de huit modules optiques à droite.

2.4.2.1 Scintillateur

Géométrie

Les blocs scintillateurs de SuperNEMO sont des cubes de polystyrène (PS) de dimensions $256 \times 256 \times 194 \text{ mm}^3$ [85]. Ce grand volume permet une bonne segmentation du

calorimètre tout en limitant le nombre de photomultiplicateurs, réduisant ainsi le nombre de voies électroniques associées et la quantité de matériaux potentiellement radioactifs à proximité du dispositif de détection.

Comme le montre le schéma 2.8, une découpe hémisphérique est réalisée dans une des faces du bloc afin de coupler directement le photomultiplicateur au scintillateur. La profondeur minimum entre la face d'entrée et la découpe est de 141 mm. Cette profondeur est nécessaire pour garantir une efficacité d'au moins 50% aux γ de 1 MeV dans le scintillateur. Le schéma 2.8 montre aussi la présence d'une marche sur la face avant du scintillateur. Cette marche de 3.1 cm permet de venir caler le blindage magnétique autour du scintillateur et du photomultiplicateur sans créer de zone morte de détection pour les particules chargées. Elle est assez large pour que tous les électrons incidents interagissent et déposent toute leur énergie (notons que le parcours moyen d'un électron de 3,5 MeV dans du polystyrène n'excède pas 1.2 cm [86]).

Afin d'améliorer la collection de lumière au sein du bloc de scintillateur, les faces latérales sont recouvertes de Mylar aluminisé de 12 μm d'épaisseur ainsi que de Téflon de 600 μm d'épaisseur. La face avant est recouverte de Mylar aluminisé de 12 μm d'épaisseur. Cette différence s'explique par le fait que les électrons entrant par la face avant du bloc doivent perdre le minimum d'énergie avant interaction dans le scintillateur. Cette couche de Mylar aluminisé est toutefois nécessaire afin d'empêcher les photons UV issus du trajectographe de déclencher les modules optiques.

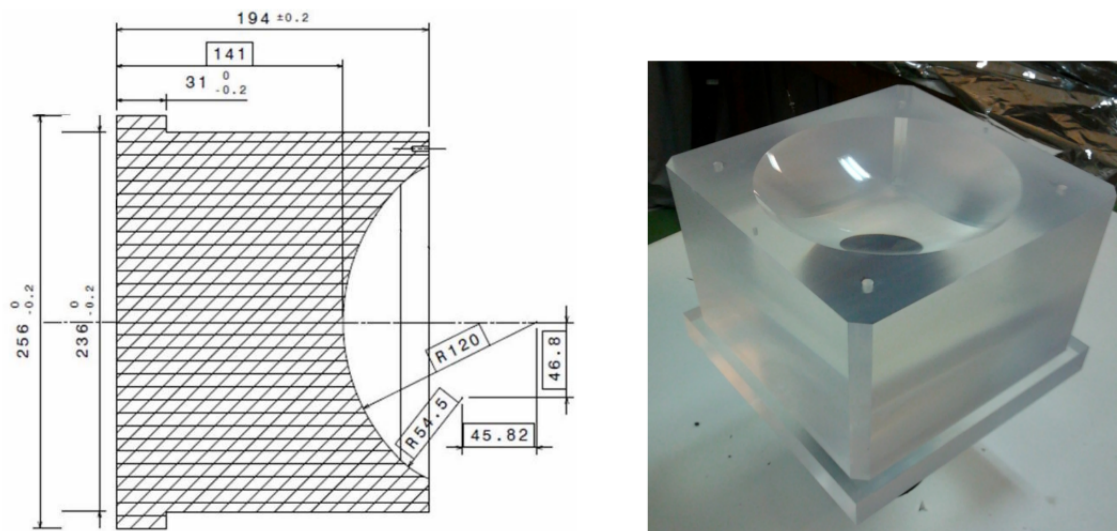


FIGURE 2.8 – Géométrie (à gauche) et photographie (à droite) d'un bloc de scintillateur de SuperNEMO.

Fonctionnement

Un scintillateur est un matériau émettant de la lumière à la suite de l'absorption d'un rayonnement ionisant. L'énergie perdue par les rayonnements lors de leurs interactions avec la matière est transférée aux atomes ou molécules du milieu sous forme d'énergie d'excitation qui est ensuite dissipée par émission de photons. Le nombre de photons de scintillation produit est proportionnel à l'énergie déposée.

Les électrons incidents interagissent par diffusions inélastiques avec les noyaux ou les cortèges électroniques des atomes présents dans le bloc de scintillateur. Les γ quant à eux

interagissent principalement par diffusion Compton mais aussi par effet photoélectrique dans le polystyrène au vu des énergies mises en jeu.

Les scintillateurs utilisés pour SuperNEMO sont des scintillateurs organiques composés de polystyrène (PS). Seules les molécules du milieu sont excitées et ce sont les électrons des orbitales π qui peuplent des états singulets. Ces électrons retournent vers leur état fondamental en émettant un photon de fluorescence d'énergie inférieure à l'énergie absorbée à cause de pertes non radiatives. Il est aussi possible que les électrons passent par un état triplet avant de retourner vers leur état fondamental. La désexcitation d'un électron d'un état triplet vers le fondamental passe par l'émission d'un photon dit de phosphorescence.

Les photons émis par la désexcitation des molécules sont généralement dans le domaine ultraviolet avec un rendement lumineux assez faible. L'émission de photons peut être amplifiée grâce à l'ajout d'un soluté ayant une meilleure efficacité de fluorescence. Ce soluté est le para-terphenyl (pTP [87]) dans le cas des scintillateurs de SuperNEMO. Un soluté secondaire est couramment utilisé pour décaler la longueur d'onde des photons émis afin d'améliorer l'efficacité de détection de la plupart des photodétecteurs. Le POPOP² joue ce rôle dans le scintillateur. Au final, un bloc de scintillateur de SuperNEMO est composé de polystyrène, de 1,5% de pTP et de 0,05% de POPOP. Grâce à ce dosage, le rendement lumineux est de 9200 photons émis par MeV d'énergie déposée [88].

2.4.2.2 Photomultiplicateur

Géométrie

Deux types de photomultiplicateurs sont utilisés pour l'expérience SuperNEMO. En effet, il y a 440 photomultiplicateurs 8" modèle R5912-03-MOD2 ainsi que 272 photomultiplicateurs 5" modèle R6594 de la société HAMAMATSU [89]. Les photomultiplicateurs 5" sont issus de l'expérience précédente NEMO-3 et ceux avec la meilleure résolution en énergie ont été choisis. La figure 2.9 présente les schémas techniques de ces deux types de photomultiplicateurs.

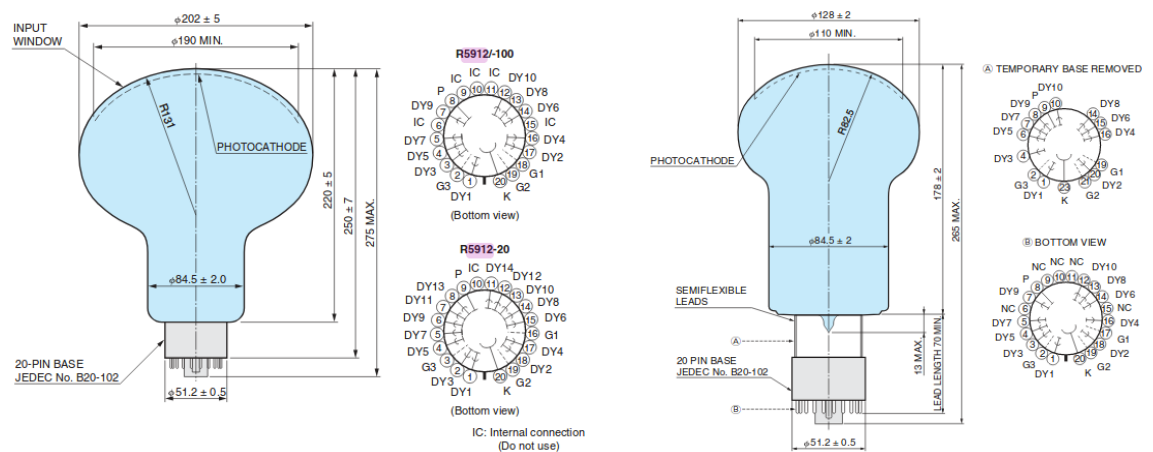


FIGURE 2.9 – Fiche technique des photomultiplicateurs 8" (R5912)-03 (à gauche) et 5" (R6594) (à droite) utilisés pour SuperNEMO. Schémas issus de [89].

2. 1,4-bis(5-phenyloxazol-2-yl) benzène)

Fonctionnement

Le photomultiplicateur est un détecteur photosensible chargé de convertir la lumière d'entrée en un signal électrique proportionnel à la quantité de photons incidents. Un photomultiplicateur est constitué de plusieurs éléments successifs comme le montre le schéma 2.10 :

- un tube en verre sous vide permettant la mise en mouvement d'électrons ;
- une photocathode permettant la conversion du photon incident en électrons par effet photoélectrique (photoélectrons). L'efficacité quantique, définissant le rapport du nombre de photoélectrons créés par la photocathode sur le nombre de photons incidents, QE_{PMT} caractérise le photomultiplicateur. La valeur de l'efficacité quantique pour les photomultiplicateurs 8" de SuperNEMO est de l'ordre de 35%. Les photomultiplicateurs 5" issues de NEMO-3 ont une efficacité quantique de 25% ;
- une électrode de focalisation modifie la trajectoire des photoélectrons pour les focaliser vers la première dynode grâce à un champ électrique intense ;
- à la surface de la première dynode, les électrons subissent un processus d'émission secondaire et produisent ainsi plusieurs électrons secondaires. Ce mécanisme est répété au niveau de chaque dynode constituant le photomultiplicateur. Le gain du photomultiplicateur, défini par le rapport du nombre d'électrons en sortie sur le nombre de photoélectrons au niveau de la photocathode, est de 10^6 à 10^8 pour une dizaine de dynodes ;
- le signal électrique est récupéré au niveau de la dernière dynode. L'amplitude du signal électrique est proportionnelle à la quantité de photoélectrons et donc de photons incidents.

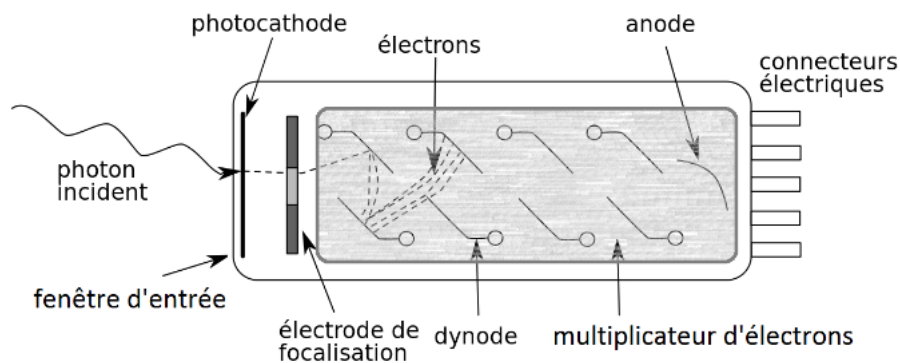


FIGURE 2.10 – Schéma présentant les différents éléments d'un photomultiplicateur

2.4.2.3 Signaux

Le signal électrique se forme au fur et à mesure que les électrons issus de la dernière dynode sont collectés par l'anode. Un signal typique créé par un photomultiplicateur de SuperNEMO est présenté en figure 2.11. La durée totale de ce signal est de l'ordre de 100 à 200 nanosecondes. Trois temps caractérisent le signal issu d'un photomultiplicateur :

- Le temps de montée du signal est défini comme étant le temps requis pour que l'amplitude passe de 10% à 90% de sa valeur maximale sur la partie ascendante du signal.

Le front de montée du signal est très rapide, de l'ordre de quelques nanosecondes. La majorité des électrons créés dans le tube photomultiplicateur par la succession de dynodes sont collectés dans un court laps de temps. Le temps de transit est l'intervalle de temps entre l'arrivée du photon incident sur la photocathode et l'apparition du signal. Chaque photoélectron créé par la photocathode jusqu'à sa collection sur l'anode va parcourir, pendant un certain temps, un chemin particulier dépendant de son point d'origine et de son énergie. Les écarts en temps de collection d'un électron à l'autre induit la dispersion du temps de transit nommé TTS³. Cette dispersion est de l'ordre de 100 ps pour les photomultiplicateurs de SuperNEMO ;

- Le temps de réponse impulsionnelle est défini comme la largeur à mi-hauteur (FWHM⁴) de l'impulsion soit la différence en temps entre les deux valeurs extrêmes à la moitié de l'amplitude maximale du signal ;
- Le temps de descente représente la durée pour que l'amplitude du signal passe de 90% à 10% de sa valeur maximale sur la partie descendante du signal. Ce temps de descente, dépend notamment de la constante de temps du circuit anodique (circuit RC) dans le photomultiplicateur (et dans une moindre mesure, du temps de scintillation du plastique).

Il arrive que d'autres signaux viennent se superposer avant ou après le signal d'intérêt, ce sont les pré et post-impulsions. Leurs origines sont bien connues. Les pré-impulsions sont dues au fait que le photon incident n'interagit pas dans la photocathode mais directement dans la première dynode du photomultiplicateur. Pour les post-impulsions, il en existe deux sortes, les rapides (de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes) et d'autres plus tardives qui peuvent apparaître plusieurs microsecondes après le signal initial. La plupart des post-impulsions rapides sont causées par la rétrodiffusion des électrons sur la première dynode. Les post-impulsions lentes sont générées par l'ionisation des gaz résiduels présents à l'intérieur du tube. Le retard temporel de ces post-impulsions varie en fonction du type d'ion, de la position d'interaction dans le tube et du champ électrique \vec{E} . Elles peuvent donc intervenir de quelques centaines de nanosecondes à quelques microsecondes après le signal initial.

Concernant l'amplitude des signaux obtenus, elle est de l'ordre de 300 mV pour des signaux de 1 MeV. Des seuils en amplitude sont positionnés pour chaque voie d'électronique afin de réduire au maximum le taux de comptage induit par l'instrumentation. Les seuils utilisés pour réduire ce taux seront typiquement positionnés vers 45 mV, soit une énergie équivalente à 150 keV.

2.4.2.4 Performances

La résolution en énergie des modules optiques est principalement dominée par la fluctuation stochastique du nombre de photoélectrons produits. Si ce nombre est élevé, une approximation Gaussienne peut être utilisée afin de définir la résolution en énergie :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2,35\sigma}{E} = \frac{2,35}{\sqrt{N_{pe}}} \quad (2.5)$$

avec σ l'écart type de la distribution. Le nombre de photoélectrons (N_{pe}) produits est décrit en fonction de l'énergie déposée E , de propriétés propres au scintillateur et au photomultiplicateur ainsi que la collection de lumière dans celui-ci :

3. *Transit Time Spread*

4. *Full Width at Height Maximum*

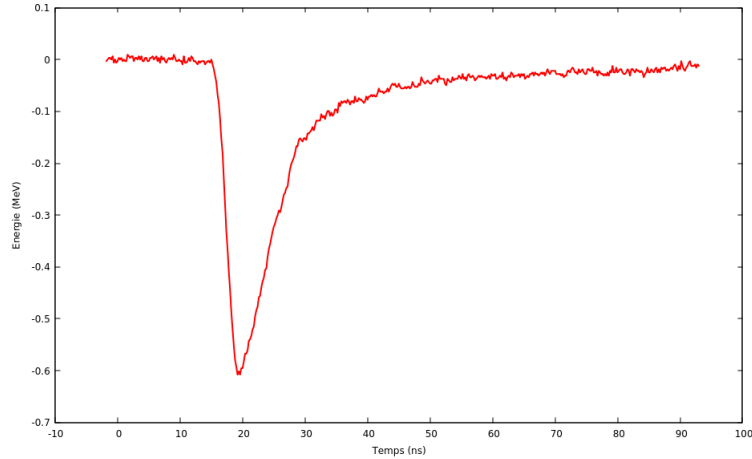


FIGURE 2.11 – Signal analogique produit par un module optique de SuperNEMO.

$$N_{pe} = E[\text{MeV}] \cdot N_{ph}^0 \cdot \epsilon_{col}^{scint} \cdot (QE_{PMT} \cdot \epsilon_{col}^{PMT}) \quad (2.6)$$

avec E , l'énergie initiale déposée par la particule dans le scintillateur. N_{ph}^0 le nombre de photons de scintillation créé pour 1 MeV d'énergie déposée. ϵ_{col}^{scint} est l'efficacité de collection de lumière par la photocathode du photomultiplicateur. QE_{PMT} est l'efficacité quantique de cette photocathode. ϵ_{col}^{PMT} est l'efficacité de collection des photoélectrons, de la production par la photocathode jusqu'à la collection par l'anode.

La résolution en énergie moyenne obtenue sur les modules optiques avec des photomultiplicateurs 8" a été mesurée à 8,3% à 1 MeV [85]. La résolution en énergie des modules optiques avec des PM 5" de NEMO-3 était de 14-17%. Cette grande amélioration est due au travail de R&D effectué sur les différentes parties du module optique (composition du scintillateur, couplage optique, taille du photomultiplicateur, efficacité quantique de la photocathode) [90].

La résolution temporelle des modules optiques de SuperNEMO pour un signal de 1 MeV est de 400 ± 90 ps [91]. Cette mesure a été effectuée grâce à une diode électroluminescente (LED) pulsée et envoyée en coïncidence sur deux modules optiques.

Le détecteur étant en cours d'installation au Laboratoire Souterrain de Modane, il a été possible de mesurer le taux de comptage en fonction du seuil appliqué sur plusieurs modules optiques d'un mur du calorimètre. Les premières mesures et estimations, sans blindage, donnent un taux de comptage de 50 à 100 Hz pour un seuil fixé à 150 keV soit 45 mV d'amplitude (voir figure 2.12).

2.4.3 Technique d'étalonnage et de suivi du calorimètre

Deux méthodes d'étalonnage en énergie pour le calorimètre de SuperNEMO ont été mises au point. D'une part des sources de calibration déployées entre les bandes de feuilles sources. D'autre part un système d'injection lumineuse (*Light Injection system*) par fibre optique irradiant directement le bloc de scintillateur de chaque module optique.

2.4.3.1 Sources de calibration

La calibration en énergie du calorimètre demande l'utilisation de sources monoénergétiques d'électrons dans la gamme en énergie d'intérêt pour la recherche de la $\beta\beta 0\nu$ ainsi

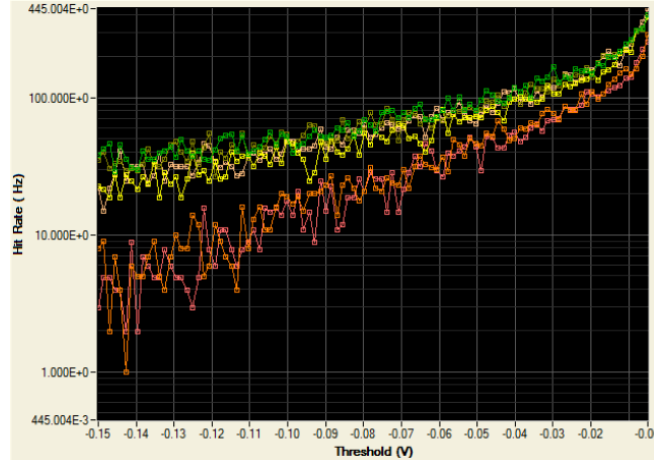


FIGURE 2.12 – Taux de déclenchement des modules optiques sans blindage (en Hz) au LSM en fonction du seuil de déclenchement (en V). Pour une valeur typique de seuil de 45 mV, ce taux est de l'ordre de 100 Hz. Chaque distribution de point correspond à un module optique

que pour l'étude des bruits de fond de l'expérience. Cette gamme en énergie s'étend typiquement de 200 à 3000 keV. Pour étalonner le détecteur et contrôler la linéarité de la réponse en énergie des modules optiques, les sources de calibration doivent émettre des électrons de différentes énergies dans la gamme qui nous intéresse. De plus l'activité des sources doit être suffisamment importante pour garantir que chaque module optique reçoive un nombre suffisant d'électrons durant un temps restreint afin de réduire le temps des périodes de calibration (et donc de limiter le temps mort de prise de mesure pour la $\beta\beta 0\nu$). Toutefois, le fonctionnement intrinsèque du trajectographe impose une limite sur l'activité des sources due au temps mort individuel des cellules mais aussi pour maîtriser le vieillissement du détecteur.

Les sources de calibration utilisées pour SuperNEMO sont des sources de ^{207}Bi avec une activité de 318 Bq. Le ^{207}Bi , grâce au mécanisme de conversion interne produit des électrons d'énergie 482 keV (1,5%), 976 keV (8%) et 1682 keV (0,02%). Des gamma de différentes énergies sont également émis. Durant les calibrations, le trajectographe différenciera ces deux types de particules et assurera le fait qu'une particule ayant interagit dans un calorimètre soit bien un électron émis par la source.

Le système de déploiement automatique des sources de calibration a été développé au Texas. Le système automatisé permet de guider et positionner les sources de calibration à des positions précises dans le plan source. Un total de 42 sources de calibration réparties en six colonnes de sept sources seront déployées entre les bandes de feuilles de sélénium lors des calibrations.

Afin de déterminer les temps de calibration, il est nécessaire de s'appuyer sur des simulations Monte-Carlo. Deux scénarios sont envisagés pour le moment [92] :

- Une calibration longue (~ 18 heures) bimensuelle afin d'obtenir une courbe de résolution avec les trois pics en énergie du ^{207}Bi ;
- Une calibration courte (~ 1 heure) quotidienne afin de détecter et compenser les variations des gains des photomultiplicateurs grâce au pic de 976 keV du ^{207}Bi .

2.4.3.2 Système de calibration par injection lumineuse

L'objectif de ce système de calibration relative est de contrôler les variations de gain des photomultiplicateurs entre deux calibrations absolues. Rappelons que le gain des photomultiplicateurs peut varier en fonction de la température, des fluctuations de l'alimentation ou encore de leur vieillissement. Un système d'injection de lumière LED via des fibres optiques a été conçu et développé par la collaboration [93]. Le principe d'utilisation de diodes électroluminescentes est d'éclairer régulièrement et uniformément dans le temps les voies du calorimètre. La stabilité du système de LED sera contrôlée par quatre modules optiques indépendants associés chacun à une source d' ^{241}Am servant de référence absolue. Les différents paramètres (hauteur, largeur, fréquence) de la lumière UV injectée sont réglables et contrôlés par des modules optiques de référence positionnés hors du détecteur.

Ce système permet de vérifier la linéarité du module optique en fonction de l'énergie injectée. La valeur en énergie de chaque module optique du calorimètre est comparée avec l'étalonnage absolu le plus récent obtenu par les sources de calibration de ^{207}Bi . Cette calibration relative permet d'atteindre des énergies supérieures à celles obtenues avec les sources de calibration qui est au maximum de 1682 keV pour des électrons. Une stabilité à mieux de 1% de précision sur le gain des photomultiplicateurs pourra être obtenue grâce à ce système.

2.5 Description de l'électronique

2.5.1 Généralités

Une électronique dédiée a été développée pour le démonstrateur SuperNEMO. Les six baies, posées sur la plateforme électronique à côté du détecteur contiennent toute l'électronique (voir figure 2.13). Des châssis sont répartis dans ces six baies pour l'électronique d'acquisition (calorimètre et trajectographe), les hautes tensions des détecteurs, les systèmes de calibration, des ordinateurs, des switch...

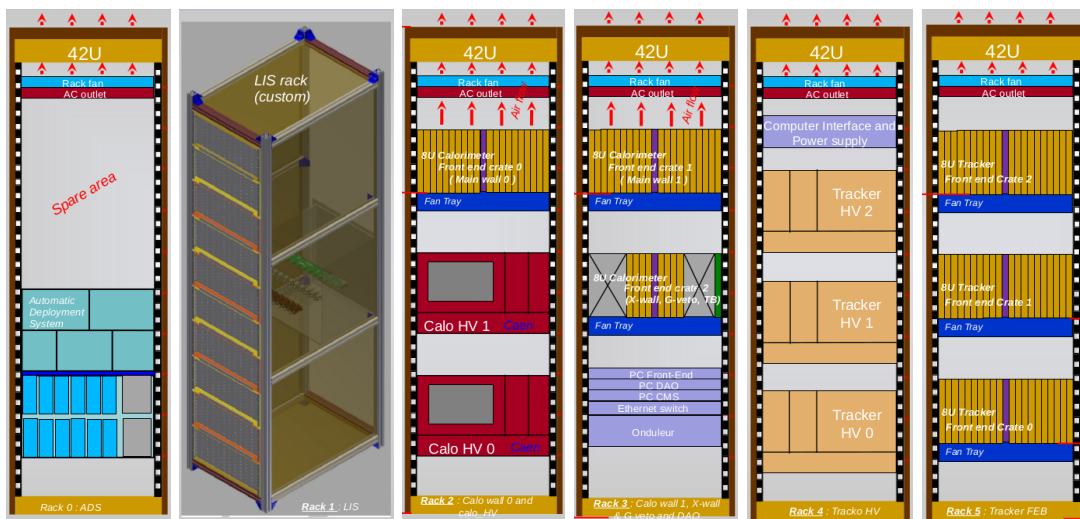


FIGURE 2.13 – Les six baies d'électronique remplies de différents châssis utilisées pour le module démonstrateur SuperNEMO.

Les cartes d'acquisitions pour les signaux du calorimètre et du trajectographe sont réparties dans six châssis disposés dans différentes baies. Chaque châssis contient 21 em-

placements de cartes et récupèrent les signaux d'un endroit géométrique bien précis du détecteur. L'électronique de déclenchement et d'acquisition s'appuie sur une architecture à trois niveaux :

- Les cartes frontales (appelées aussi *Front-End Boards* ou *FEB*) réceptionnent, traitent et numérisent les signaux analogiques primaires issus des modules optiques et des cellules Geiger. Lorsqu'un signal physique se déploie dans une des voies d'une carte frontale, celle-ci synthétise localement des informations numériques : signaux logiques, mesure de temps, échantillonnage, calcul de paramètres... En particulier, la carte construit des signaux de premier niveau de déclenchement, les *primitives trigger*, qui sont transmis en flux continu vers la carte contrôleur placée au centre du châssis correspondant. Les autres données élaborées sont stockées dans les cartes frontales tant que le système de prise de décision centrale n'a pas validé ou invalidé leur acquisition. Lorsque la décision d'acquisition est prise puis transmise via les cartes contrôleurs, les cartes frontales initient la transmission des données numérisées vers le système d'acquisition. Il y a deux types de cartes frontales adaptées respectivement au traitement des signaux analogiques issus du calorimètre et du trajectographe ;
- Les cartes contrôleurs jouent le rôle de concentrateur et de retransmetteur de signaux issus de différentes régions du détecteur. Elles s'intercalent entre les cartes frontales, la carte du système de déclenchement centralisé, le système d'acquisition et le système de contrôle et commande. Les cartes contrôleurs du calorimètre et du trajectographe partagent la même architecture matérielle. Elles ne diffèrent que par leur programmation logique (firmware). Le rôle des cartes contrôleurs est de collecter les primitives trigger produites par les cartes frontales, les préprocesser si nécessaire puis les envoyer à la carte trigger par des liens spécialisés. Elles permettent également de récupérer la décision finale de la carte trigger et la propager aux cartes frontales pour que celles-ci puissent lancer l'acquisition des signaux analogiques incidents. Une fois l'acquisition faite dans les cartes frontales, les données sont envoyées dans la carte contrôleur puis transmises au système d'acquisition de données (DAQ⁵) par un lien Ethernet Gigabit. Les cartes contrôleurs permettent aussi la réception et la répartition de l'horloge principale issue de la carte trigger tout en garantissant la synchronicité de toutes les cartes frontales d'un même châssis et entre châssis. Enfin, les cartes contrôleurs ont aussi un rôle d'interface avec le système de contrôle et commandes. Lors du démarrage d'une prise de données, ce sont notamment elles qui gèrent les registres de configuration des cartes frontales ;
- L'unique carte de prise de décision (carte *trigger*) contient le système configurable de prise de décision et de déclenchement de l'électronique d'acquisition. Cette carte gère et distribue l'horloge principale à l'ensemble de l'électronique frontale. La fréquence principale est fixée à 40 MHz, soit une période de l'horloge principale de 25 nanosecondes.

La figure 2.14 présente cette architecture de l'électronique avec les trois types de cartes.

2.5.2 Électronique du calorimètre

Le calorimètre, composé de 712 modules optiques, est relié à une voie d'électronique par module. Un total de 52 cartes électroniques frontales permettent la lecture et l'acquisition des signaux issus du calorimètre. Ces 52 cartes sont pilotées par trois cartes contrôleurs permettant notamment la communication vers la carte centrale de prise de décision.

5. *Data Acquisition*

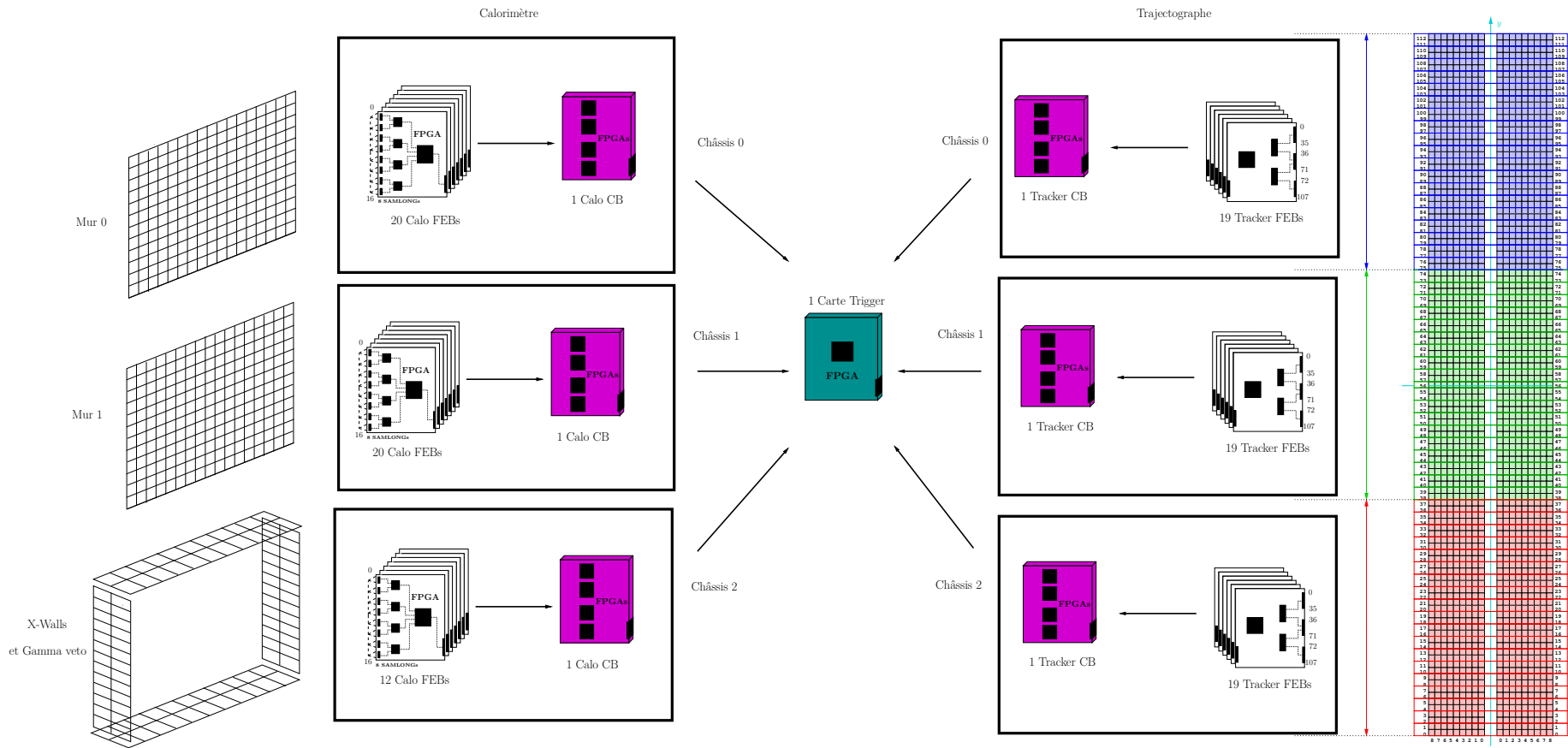


FIGURE 2.14 – Architecture de l’électronique du module démonstrateur de SuperNEMO. Les cartes frontales (en blanc) récupèrent les signaux de chaque module optique ou cellule Geiger puis transmettent leur information de trigger ou de lecture (*readout*) à leurs cartes contrôleur respectives (en magenta). Enfin, l’ensemble des données de déclenchement remonte vers une seule et unique carte trigger (en vert).

Câblage

Trois châssis sont dédiés pour les cartes électronique du calorimètre. Chacun accueille au maximum 20 cartes frontales et une carte contrôleur placée au centre de celui-ci. L'ensemble des photomultiplicateurs d'un mur est connecté aux voies des cartes frontales d'un même châssis. Pour chacun des murs principaux (France et Italie) du calorimètre, 20 cartes frontales (une carte par colonne de modules optiques) récupèrent les signaux du calorimètre. Pour les murs latéraux et les gamma véto, seulement 12 cartes frontales sont nécessaires (huit pour les colonnes des murs latéraux et quatre pour les colonnes des gamma véto).

Au final, 52 cartes frontales de 16 voies sont nécessaires pour collecter tous les signaux issus des 712 modules optiques. Pour chacun des trois châssis, une carte contrôleur centrale permet de collecter et transmettre les informations des cartes frontales qui lui sont associées.

Cartes frontales

Les cartes électroniques frontales du calorimètre de SuperNEMO, appelées *calo FEB*, ont été développées au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire⁶ à Orsay. Ce sont des cartes de type WaveCatcher [94] 16 voies se basant sur la technologie des puces ASIC SAMPIC [95]. La précision de mesure en temps de ces cartes est inférieure à 10 ps.

D'un point de vue de l'architecture matérielle, la carte frontale *calo FEB* Wavecatcher possède huit puces frontales basées sur des mémoires analogiques très rapides appelées puces SAMLONG⁷. Les SAMLONG sont des puces développées pour numériser et mémoriser jusqu'à 10^9 échantillons par seconde pour des signaux analogiques rapides.

Chaque SAMLONG adresse deux voies analogiques d'entrée. Leur rôle est de numériser les signaux analogiques issus des photomultiplicateurs. La précision d'échantillonnage est de 12 bits pour une profondeur de 1024 échantillons à un taux d'échantillonnage maximal de 3,2 GigaSamples/s (GS/s), soit un pas minimal de 312,5 ps. Dans le cas de SuperNEMO, la fréquence d'échantillonnage est de 2,56 GS/s, soit un pas de 390,625 ps.

Dans la carte frontale, un seuil en amplitude est fixé par voie. Les valeurs analogiques incidentes sont échantillonnées en continu dans les puces SAMLONG et stockées dans les mémoires analogiques circulaires tant que le seuil n'est pas dépassé. Lorsque le seuil est dépassé, la mémorisation du signal continue durant N échantillons (ce réglage est appelé le *Post-trigger*). Par exemple 900 échantillons et ensuite la voie se bloque et n'accepte plus de nouvelle valeur. À partir du moment où le seuil a été dépassé, il y a dans la mémoire analogique 900 échantillons après la valeur de passage de seuil et 124 échantillons avant. Une fois la voie bloquée dans le SAMLONG, la puce attend l'activation de la lecture des données fournie par le FPGA frontal qui la contrôle.

Le schéma 2.15c présente une vue schématique des différentes puces présentes dans une carte frontale du calorimètre. Chaque FPGA frontal gère deux puces SAMLONG (à 2 voies par SAMLONG, cela fait donc quatre voies d'entrées). Leur rôle est de compiler les informations de passage de seuil des voies, appelées *primitives trigger* (TP), pour les envoyer vers le FPGA contrôleur. Pour la partie lecture de données, ce sont eux qui viennent lire les mémoires des SAMLONG pour ensuite les transmettre au FPGA contrôleur.

Le FPGA contrôleur central construit une information réduite de primitives trigger sur la base de celles envoyés par les quatre FPGA frontaux. Un mot de cinq bits est ainsi constitué et envoyé vers la carte contrôleur du châssis grâce à un bus SerDes cadencé à

6. LAL

7. Swift Analog Memory LONG

une fréquence de 40 MHz (25 ns). Pour la lecture de données, le FPGA contrôleur reçoit l'information de lecture (*readout*) de la part de la carte contrôleur. Il ordonne alors aux quatre FPGA frontaux de lire les SAMLONG. Les données sont centralisées et envoyées à la carte contrôleur qui les transmettra au système d'acquisition.

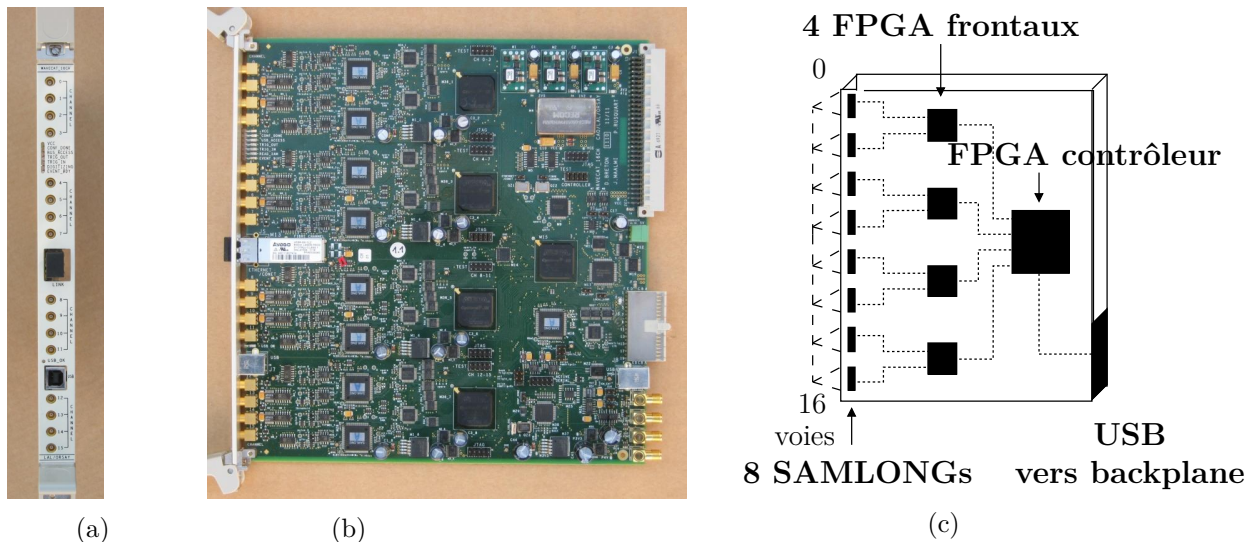


FIGURE 2.15 – Vue face avant (a), latérale (b) et schématique (c) d'une carte frontale calorimètre de SuperNEMO

Forme du signal numérisé et caractéristiques

Un signal numérisé est présenté en figure 2.16. Pour SuperNEMO, il a été décidé de positionner deux comparateurs à seuils pour évaluer l'amplitude du signal incident. Le seuil bas (*Low Threshold*) est positionné au dessus du bruit du photomultiplicateur. Il permet un marquage en temps très rapide lorsqu'un signal se forme. Le passage du seuil bas marque le début de la numérisation du signal et permet de bloquer la mémoire tampon en attendant la décision de la carte trigger centrale. Le seuil haut (*High Threshold*) quant à lui est positionné de manière à identifier les signaux ayant une amplitude significative pour constituer un événement physique d'intérêt. Les primitives trigger générées et remontées pour la prise de décision sont créées sur la base du passage du seuil haut uniquement. Si une décision globale est prise, toutes les voies ayant dépassé le seuil bas sont numérisées et envoyées au système d'acquisition pour être sauvegardées sur disque. Toute la logique de création des primitives trigger, réduction d'information et transmission sera présentée dans le chapitre 3.

Un signal dont l'acquisition a été réalisé est présenté en figure 2.17. Ce signal est numérisé sur 1024 échantillons à une fréquence de 2,56 GHz. La durée totale du signal numérisé est donc de 400 ns avec un pas de 390,625 ps. Chacun des 1024 échantillons numérisés est une valeur numérique avec une précision de 12 bits.

Les FPGA des cartes frontales sont équipés d'algorithmes en charge de calculer des grandeurs sur le signal d'entrée tels que l'amplitude du pic, la charge ainsi que des temps de montée (*RISING*) et de descente (*FALLING*). . . Les calculs sont effectués pour chacune des voies d'un SAMLONG dès qu'un signal a franchi le seuil bas (LT) et constitue ce qu'on appelle les *métadonnées*.

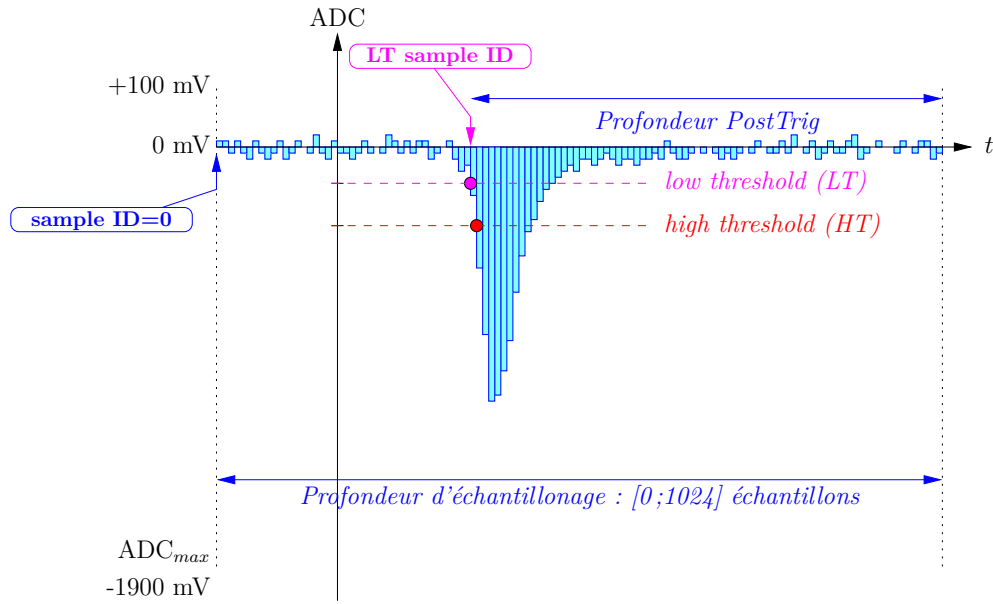


FIGURE 2.16 – Signal échantillonné par une carte frontale calorimètre avant acquisition. L’amplitude est en ADC et la longueur du signal est de 1024 échantillons. Les seuils haut (HT) et bas (LT) sont positionnés pour faire un marquage en temps.

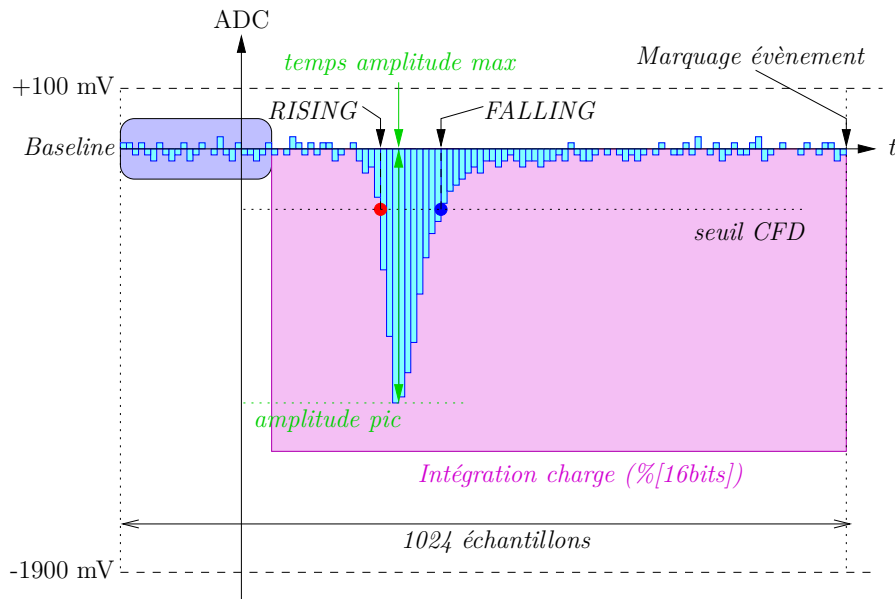


FIGURE 2.17 – Signal calorimètre échantillonné et numérisé en sortie d’acquisition.

Cartes contrôleurs

Un carte contrôleur est installée au milieu de chaque châssis en charge des cartes frontales du calorimètre, il y a donc trois cartes contrôleurs pour le calorimètre.

Pour les primitives trigger, la carte contrôleur récupère 100 bits issus des vingt cartes frontales du châssis toutes les 25 nanosecondes. Au vu de ce flux important, il a été décidé de réduire l’information dans la carte contrôleur.

Lorsque la carte trigger prend la décision de déclencher l’acquisition des données, chaque carte contrôleur en est informé. Ensuite, les cartes contrôleurs transmettent l’in-

formation aux cartes frontales pour activer la lecture des données dans les SAMLONG. Ces données sont ensuite envoyées aux cartes contrôleurs correspondantes avant envoi vers le système d'acquisition (DAQ).

2.5.3 Électronique du détecteur de traces

Au passage d'une particule chargée, chaque cellule Geiger ainsi traversée produit trois signaux analogiques. Un signal anodique correspondant à la collecte des charges négatives produites lors de l'ionisation et deux signaux cathodiques résultant de la collecte des charges positives sous forme de plasma aux extrémités de la cellule. Les formes et caractéristiques de ces signaux analogiques produits ont été détaillé dans la section 2.3.3.3.

Pour les 2034 cellules constituant le détecteur de traces, il y a donc potentiellement 6102 signaux Geiger à récupérer : 2034 anodiques et 4068 cathodiques. Le développement et la production de cartes frontales dédiées et de puces spécialisées pour le trajectographe a été nécessaire.

Câblage

Comme le montre la figure 2.14 de l'architecture de l'électronique, le trajectographe est séparé au niveau du câblage en trois parties équivalentes. Un tiers des cellules du démonstrateur soit 680 cellules Geiger partagent le même châssis. Trois châssis sont dédiés pour l'électronique d'acquisition du détecteur de traces. Dans chaque châssis, il y a 19 cartes frontales trajectographe, appelées *tracker FEB*.

Chaque *tracker FEB* possède 108 voies d'entrée pour un maximum de 36 cellules Geiger produisant trois signaux distincts. Un signal anodique et deux signaux cathodiques (une cathode à chaque extrémité). Deux rangées de cellules Geiger, soit 18 cellules de chaque chambre à fils sont connectées à une *tracker FEB*.

Comme pour l'électronique du calorimètre, une carte contrôleur est présente au centre de chacun des châssis. Elle centralise les informations de 19 cartes frontales. Les trois cartes contrôleurs des trois châssis remontent ensuite l'information des 2034 cellules Geiger jusqu'à la carte de prise de décision.

Cartes frontales

Les 57 cartes frontales du trajectographe de SuperNEMO ont été l'objet d'un développement conjoint des laboratoires anglais et français. Le rôle des cartes frontales est de collecter les 6102 signaux analogiques anodiques et cathodiques des cellules Geiger et de les exploiter afin de marquer en temps le passage d'une particule chargée ayant interagit dans la cellule.

Les signaux des 36 cellules Geiger branchées sur une carte frontale trajectographe sont ensuite réparties vers deux puces ASIC⁸ appelées FEAST (*Front-End Asic for Supernemo Tracker*). Ces puces, développés spécifiquement pour l'expérience SuperNEMO par le service micro-électronique du LPC Caen, permettent de marquer en temps plusieurs franchissement de seuil des 54 signaux en voies d'entrée de chacun des ASIC.

Le circuit du FEAST dispose d'un premier étage analogique de dérivation des signaux analogiques incidents. Pour les voies anodiques, trois discriminateurs à seuils (deux négatifs et un positif : VLN^9 , VHN^{10} , VHP^{11}) permettent de marquer les temps t_0 à t_4 visibles

8. *Application-Specific Integrated Circuit*

9. *Low Negative Threshold*

10. *High Negative Threshold*

11. *High Positive Threshold*

sur le signal jaune de la figure 2.18. Pour les voies cathodiques, un discriminateur à seuil positif (VCP^{12}) permet de marquer les temps t_5 et t_6 sur les signaux rouge et vert de la figure. Si l'amplitude du signal dépasse un des seuils, la cellule a déclenché et le marquage en temps est effectué. Les seuils sont positionnés au dessus du bruit de la cellule pour ne pas déclencher de façon intempestive. Pour le signal anodique en jaune sur la figure, cinq temps sont enregistrés :

- Le temps t_0 marque le temps de montée anodique, c'est à dire le début de la collection par le fil anodique des électrons issus des avalanches ;
- Les temps t_1 et t_2 marquent le début de la collection des plasmas cathodiques aux extrémités de la cellule ;
- Les temps t_3 et t_4 marquent la fin de la collection des plasmas cathodiques.

Pour chaque signal cathodique détecté par le FEAST, un discriminateur à seuil est positionné et un temps est récupéré. Ce sont les temps t_5 et t_6 . Ainsi, t_5 peut être mis en corrélation avec t_1 et t_3 afin de pouvoir vérifier la concordance entre les différents temps obtenus (respectivement avec t_6 , t_2 et t_4 pour la seconde cathode). Dès qu'un seuil est dépassé, les puces FEAST stockent les temps de passage dans des registres. Lors du passage d'une particule chargée au sein d'une cellule fonctionnelle, ce sont ainsi sept temps qui seront collectés.

Les primitives trigger sont générées par le FPGA et sont construites uniquement sur le front de montée anodique correspondant au passage du seuil du temps t_0 . Pour les primitives trigger du trajectographe, un mot de 100 bits est généré toutes les 800 ns par chaque carte frontale. Sur ces 100 bits, 36 définissent l'état des 36 cellules Geiger déclenchées sur la base des signaux anodiques. Si la valeur du bit est à 1, la cellule a déclenché tandis que si le bit est à 0, elle n'a pas déclenché. Le détail des primitives trigger et de leur utilisation sera présentée dans le chapitre 3.

Lorsqu'une décision globale est prise, le FPGA vient lire les registres où sont stockés les différents temps pour chaque cellule qui a déclenché et les transmet à la carte contrôleur qui l'enverra ensuite au système d'acquisition.

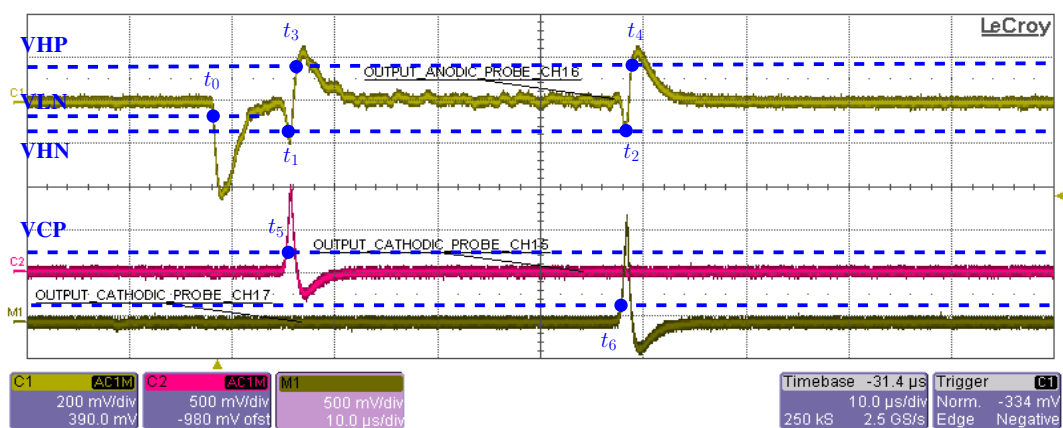


FIGURE 2.18 – Signaux analogiques dérivés dans la carte frontale trajectographe par la puce FEAST avec les différents discriminateurs à seuil positionnés. La dérivée du signal anodique est jaune et la dérivée des signaux cathodiques en rose et marron (détail dans le texte).

12. Cathodic Positive Threshold

Cartes contrôleurs

Les cartes contrôleurs du détecteur de traces ont le même rôle et la même architecture que la carte dédiée au calorimètre à l'implémentation du firmware prêt. Elles sont positionnées au centre de chacun des trois châssis contenant les cartes frontales du trajectographe. Chaque carte contrôleur récupère les informations de 19 cartes frontales. D'un point de vue des primitives trigger, cela fait un total de 1900 bits dont 684 bits représentant l'état de déclenchement de chacune des 684 cellules. Les trois flux de données issus des trois cartes contrôleurs sont ensuite envoyés vers la carte de prise de décision à une fréquence diminuée de moitié (toutes les 1600 ns) de manière à tenir compte de la limitation de la bande passante entre les cartes contrôleurs et la carte trigger. La carte de prise de décision connaît donc l'état des 2034 cellules composant le détecteur de traces chaque 1600 nanosecondes.

Lorsque la prise de décision est actée, ce sont les cartes contrôleurs qui envoient cette information aux cartes frontales. Les temps de chaque cellule ayant déclenchée constituant les données sont envoyés au système d'acquisition par lien Ethernet Gigabit via les cartes contrôleurs.

2.5.4 Carte de prise de décision

La carte de prise de décision (*ou carte trigger*) est un point crucial dans l'électronique de SuperNEMO. Le but de cette carte est de prendre une décision sur la base de tous les signaux générés par les éléments de détection puis recueillis par les cartes frontales. Des algorithmes spécifiques pour la prise de décision ont été développés et implémentés directement dans le firmware de la carte trigger afin d'effectuer des associations spatio-temporelles entre le calorimètre et le détecteur de traces et construire ainsi des critères d'acceptation ou de rejet d'un événement. La logique de remontée d'informations, d'agrégation de l'information, de coïncidences, de prise de décision et d'acquisition des données sera détaillée dans le chapitre 3.

2.6 Particules, blindages, topologies et bruits de fond

2.6.1 Signature des différentes particules interagissant dans le détecteur

Différentes particules peuvent interagir dans le détecteur. Tout d'abord, celle qui nous intéresse le plus au vu de l'objectif de l'expérience est l'électron. Sa signature est claire et le détecteur a été conçu pour détecter cette particule. Ensuite, des photons peuvent interagir directement dans le calorimètre ou mener à la création d'électrons et de positrons. Les particules alpha issues de la radioactivité naturelle et étant des particules chargées, peuvent aussi s'exprimer dans le détecteur. Enfin, les muons issus du rayonnement cosmique laisse une signature très claire due à leur grande énergie. Les neutrons interagissent de deux manières en fonction de leur énergie. Soit par collisions produisant un recul des noyaux dans le milieu considéré, menant à une diffusion radiative, soit ils sont capturés par le milieu et des gamma de désexcitation de hautes énergies (plusieurs MeV) sont produits. La figure 2.19 montre une vue schématique de la signature des différentes particules interagissant dans SuperNEMO.

Électron

Un électron traversant le détecteur déclenchera plusieurs cellules Geiger le long de sa trajectoire et pourra déposer le reste de son énergie dans un ou plusieurs bloc de scintillateur. L'énergie déposée par l'électron est mesurée par le(s) module(s) optique(s) touché(s).

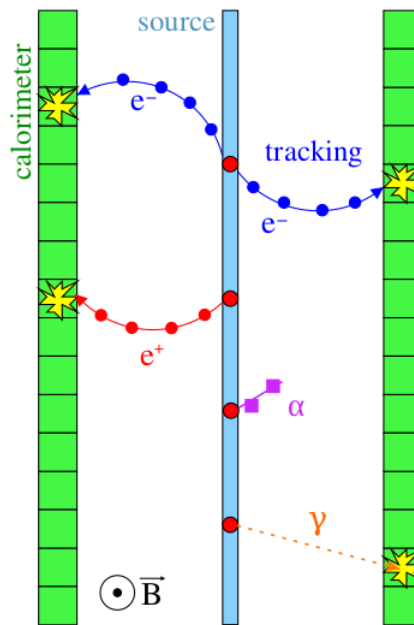


FIGURE 2.19 – Signature des différentes particules pouvant interagir dans le détecteur SuperNEMO.

Le premier calorimètre ayant déclenché donne le temps de référence de l'évènement. Le calcul des coordonnées tridimensionnelles du passage de l'électron au sein de chacune des cellules Geiger à l'aide des temps anodiques et cathodiques permet de construire la trajectoire de la particule au sein du détecteur. Cette association spatio-temporelle des signaux issus du calorimètre et du trajectographe permet d'identifier cette topologie comme étant un électron. De plus, le champ magnétique \vec{B} courbe la trajectoire des électrons. La courbure de la trajectoire aide à l'identification de l'électron.

Positron

La signature d'un positron est la même qu'un électron à un détail près. La courbure de sa trajectoire due au champ magnétique sera inverse de celle de l'électron.

Photon

Un photon interagissant dans le détecteur mène au déclenchement d'un ou plusieurs calorimètre. Il est extrêmement peu probable qu'un photon active plusieurs cellules de la chambre à fils. L'absence de corrélation spatiale entre des cellules Geiger et un calorimètre justifie l'identification d'un photon. L'étude spatio-temporelle d'un ensemble de modules optiques isolés permet de reconstruire la trajectoire des photons à la suite de plusieurs interactions dans le calorimètre par effet Compton. L'énergie typique des photons mis en jeu lors des interactions est de l'ordre du MeV.

Alpha

Au sein du détecteur de trace, cette particule s'exprime par le déclenchement de quelques cellules Geiger (longueur de trace inférieure à 30 cm). Le champ magnétique

de 25 Gauss ne permet pas de courber la trajectoire de ces particules dont l'impulsion est grande.

Dans le cas de SuperNEMO, ces particules sont synonymes de contamination et donc de bruit de fond. En fonction de leur localisation dans le détecteur (sur la source, sur les fils de champ des cellules, sur le calorimètre...), ces particules s'expriment de deux façons : soit sous la forme de courtes traces droites dans le trajectographe avec seulement quelques cellules Geiger touchées (en fonction de la longueur de la trace) sans calorimètre associé, soit sous la forme d'un seul module optique touché avec une très grande énergie déposée.

Muons

Les muons sont des particules chargées négativement environ 200 fois plus massives que des électrons. Ils sont produits suite à l'interaction d'une particule de haute énergie (proton, photon) dans l'atmosphère. Bien que l'expérience soit installée dans le Laboratoire Souterrain de Modane, un faible nombre de muons arrive à traverser cette grande épaisseur de roche pour interagir dans le détecteur. La très grande énergie de ces particules chargées fait que tous les éléments de détection traversés par ces particules sont déclenchés. Pour une énergie moyenne de quelques centaines de MeV, les muons déposent 2 MeV par cm de scintillateur plastique traversé. Le champ magnétique ne permet pas d'infléchir la trajectoire de ces particules d'origine cosmique.

À ces énergies, des électrons, des gamma et des neutrons peuvent être produits dues aux cascades électromagnétique lors du passage du muon dans la matière. La principale caractéristique du passage d'un muon est donc une grande multiplicité de signaux issus des détecteurs.

Neutrons

Les neutrons sont d'origine multiples. Ils sont produits par réactions ou par fissions spontanées de l'uranium et du thorium présents dans la roche ou dans les matériaux du détecteur. Ils sont thermalisés puis absorbés grâce à des matériaux spécifiques ayant une grande section efficace d'absorption des neutrons (^3He , ^6Li , ^{10}B , ^{235}U par exemple). Ils peuvent aussi être produits par l'interaction des muons cosmiques avec la matière mais cette interaction est négligeable pour SuperNEMO. La voie d'interaction des neutrons dépend de leur énergie que nous pouvons répartir en trois gammes :

- Les neutrons rapides dont l'énergie est supérieure à 1 MeV ;
- Les neutrons épithermiques dont l'énergie est comprise entre 1 MeV et 0,025 eV ;
- Les neutrons thermiques ayant une énergie inférieure à 0,025 eV.

Le but est donc de thermaliser ces neutrons à l'extérieur du détecteur afin de limiter le flux de photons induits. Le flux de neutrons rapides mesuré dans le laboratoire est de $4 \cdot 10^{-6}$ neutrons/cm²/s et se trouve ainsi réduit d'un facteur 10^4 par rapport au flux du niveau de la mer [96]. Il est toutefois nécessaire de réduire autant que possible ces flux de neutrons par l'ajout de blindages.

2.6.2 Champ magnétique et blindages

Les isotopes radioactifs issus des chaînes de décroissances de la radioactivité naturelle sont la principale source de bruit de fond dans la recherche d'événements rares telles que la double désintégration bêta sans émission de neutrinos. Afin de réduire les sources de bruit de fond, le détecteur est construit avec des matériaux basse radioactivité et entouré

de multiples blindages. À cela s'ajoute une bobine afin d'améliorer l'identification des électrons et des positrons dans la chambre à dérive.

2.6.2.1 Bobine

Une bobine en cuivre de $6097 \times 2198 \times 3483$ mm pour un poids total d'environ neuf tonnes entoure le démonstrateur afin de produire un champ magnétique uniforme de 25 Gauss. Elle constituée de barres de cuivres ultra pures d'une section de 10×10 mm². Des plaques de retour de champ en fer ultra-pur entourent la bobine.

Le champ magnétique vertical ainsi créé permet de courber les trajectoires des électrons de basse énergie (< 3 MeV). La trajectoire des particules ayant une grande impulsion (comme les alpha) est peu modifiée par ce champ magnétique et leur trajectoire demeure rectiligne. L'étude de la courbure de la trajectoire des particules chargées permettra d'améliorer leur identification.

2.6.2.2 Blindages

L'objectif du détecteur SuperNEMO est de rechercher un évènement extrêmement rare signé par deux électrons dont l'énergie totale est d'environ 3 MeV. Il est primordial de réduire autant que possible toutes les sources de bruit de fond dans la région d'intérêt pour la recherche d'une décroissance $\beta\beta 0\nu$. Au-delà de la sélection de matériaux de construction sélectionnés pour leur extrême radio-pureté, l'ensemble du détecteur est paré de blindages.

Tente anti-radon

Le radon et le thoron sont des gaz radioactifs issus des chaînes de l'²³⁸U et du ²³²Th. Ces gaz, susceptibles de diffuser à l'intérieur du démonstrateur, décroissent en ²¹⁴Bi et en ²⁰⁸Tl. Ces isotopes sont les principaux bruits de fond à la recherche de la $\beta\beta 0\nu$. L'expérience de NEMO-3 a permis d'identifier que l'activité interne du détecteur était en partie due au radon du laboratoire après diffusion dans le détecteur bien que l'air du laboratoire soit renouvelée toutes les 40 minutes. Pour cette raison, la collaboration a développé et installé une « usine anti-radon » au LSM

Une structure étanche entoure le détecteur (la tente anti-radon) dans laquelle l'air « déradonisé » est injecté en assurant une légère surpression par rapport à l'atmosphère contrôlée du laboratoire. Cette installation a permis de réduire d'un facteur cent la concentration en radon dans le détecteur NEMO-3 [97]. La mesure du niveau de radon au sein du démonstrateur fera l'objet d'une étude cruciale pour déterminer les performances du démonstrateur de SuperNEMO.

Blindage aux gamma

Le flux de rayons gamma présente trois origines : la radioactivité naturelle, les captures radiatives des neutrons et le rayonnement de freinage des muons de hautes énergies. Afin de réduire la contribution de ce bruit de fond externe, des plaques de fer ultra-pures de 20 cm d'épaisseur constituent un blindage entourant la tente anti-radon.

Blindage aux neutrons

Afin de se protéger des neutrons, un dernier blindage constitué d'eau borée et de bois entourera le détecteur. Ces matériaux ont une grande section efficace d'absorption des

neutrons. La géométrie définitive des blindages est actuellement en cours de finalisation en se basant sur le travail de thèse de S.BLONDEL [98].

Laboratoire souterrain de Modane

Le détecteur SuperNEMO est en cours d'installation dans le Laboratoire Souterrain de Modane (LSM). Le LSM est situé sous la montagne du Fréjus au milieu du tunnel routier du même nom qui effectue la liaison entre la France et l'Italie. Ce laboratoire est un des plus profonds au monde avec une épaisseur de roche de 1800 m soit 4800 m équivalent eau.

À cette profondeur, le flux de muons cosmiques est grandement réduit par rapport à la surface. Il est mesuré dans le laboratoire à $\Phi_\mu = (5,4 \pm 0,2_{-0,9}^{+0,5})$ muons/ m²/ jour. Cela permet une diminution d'un facteur 10⁶ du flux de muons cosmiques.

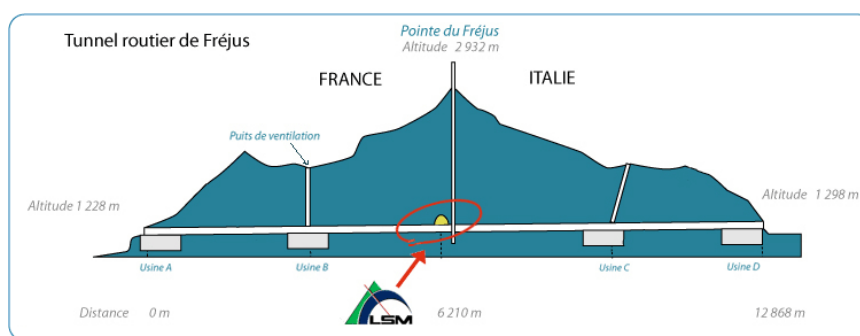


FIGURE 2.20 – Localisation du Laboratoire Souterrain de Modane dans le tunnel routier du Fréjus.

2.6.3 Topologie des évènements attendus

La double désintégration bêta sans émission de neutrinos est le phénomène physique principalement recherché avec le démonstrateur de SuperNEMO. L'expression de cette décroissance passe par l'identification de deux électrons issus d'un vertex commun au niveau de la feuille source $\beta\beta$ dont l'énergie totale mesurée est de $Q_{\beta\beta}$ dans l'hypothèse de l'échange d'un neutrino massif de Majorana. La figure 2.21 présente un évènement simulé de double désintégration bêta sans émission de neutrinos du ⁸²Se. Dans un cas idéal, chaque électron traverse le trajectographe en 1 ns avant de déposer une énergie totale de 3 MeV dans le calorimètre.

Un cas particulier de la double désintégration bêta est celui de la signature pour la recherche des états excités du sélénium. Deux électrons sortent bien de la source mais ensuite une désintégration a lieu afin de permettre au ⁸²Kr de retourner à son état fondamental. Lors de cette désintégration, un ou plusieurs photons sont produits. La signature d'un tel évènement est donc deux électrons ainsi qu'un ou plusieurs photons.

Tout autre phénomène physique susceptible de produire deux électrons dont l'énergie totale déposée dans le calorimètre est égale à $Q_{\beta\beta}$ sera un bruit de fond critique pour la recherche de la $\beta\beta 0\nu$. Cette recherche entre notamment en compétition avec les décroissances des isotopes de la radioactivité naturelle.

Plusieurs mécanismes mettant en jeu un ou plusieurs électrons et/ou gamma lors d'une désintégration peuvent s'exprimer en deux électrons dont l'énergie totale sera proche du

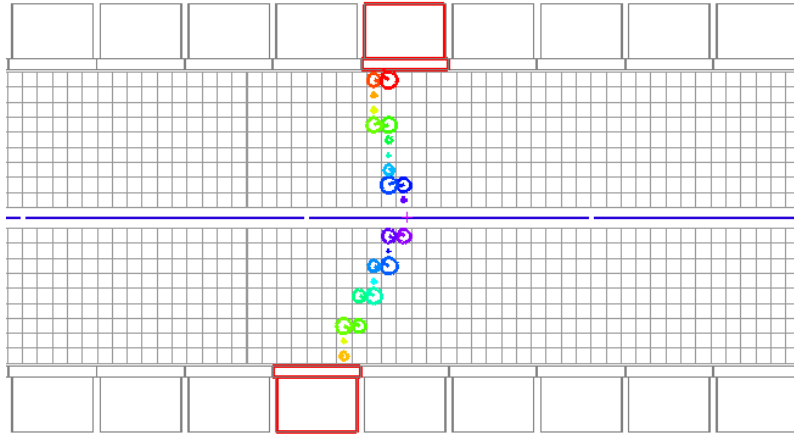


FIGURE 2.21 – Évènement simulé $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se montrant la topologie attendue pour deux électrons.

$Q_{\beta\beta}$ de l'isotope étudié. Seuls quelques isotopes de la radioactivité naturelle ont l'énergie suffisante pour imiter un tel signal. Ces voies d'expression de ces décroissances entrent en compétition avec la recherche de la $\beta\beta 0\nu$. Les principaux bruits de fond issus de la radioactivité naturelle pour l'expérience et étant assez énergétique pour venir polluer notre région d'intérêt sont le ^{208}Tl et le ^{214}Bi . Les sources de bruit de fond seront catégorisées selon deux origines : interne à la feuille source ou externe à la feuille source.

2.6.4 Bruits de fond

Bruits de fond internes à la feuille source

Le bruit de fond interne à la feuille source est dû à une contamination par des isotopes issus des chaînes de la radioactivité naturelle lors du processus de production (enrichissement, purification, conditionnement). Suite à une désintégration β simple, principalement trois processus sont susceptibles d'imiter une double désintégration bêta avec comme signature deux électrons sortant de la feuille source comme le montre la figure 2.22.

- Un électron issu d'une conversion interne est expulsé de l'atome en plus de l'électron β . Un photon X peut également être émis sans pour autant être détecté par le calorimètre ;
- L'électron initialement émis peut effectuer une diffusion, appelée diffusion Møller, et ainsi émettre un second électron d'énergie significative (δ -ray dur) ;
- Dans le cas d'un processus $\beta\gamma$, le photon peut éjecter un électron de la source par effet Compton et le photon diffusé n'étant pas détecté dans le calorimètre.

Un important effort de purification des sources et de sélection des matériaux est alors obligatoire afin que les mesures de double désintégration bêta ne soient pas polluées par des événements reproduisant la signature du signal $\beta\beta$. Les niveaux maximum de contamination interne des feuilles sources de SuperNEMO ont ainsi été déterminés par la simulation. Le tableau 2.2 montre les spécifications nominales pour SuperNEMO ainsi que les valeurs de ces mêmes contaminations pour l'expérience NEMO-3 à titre de comparaison.

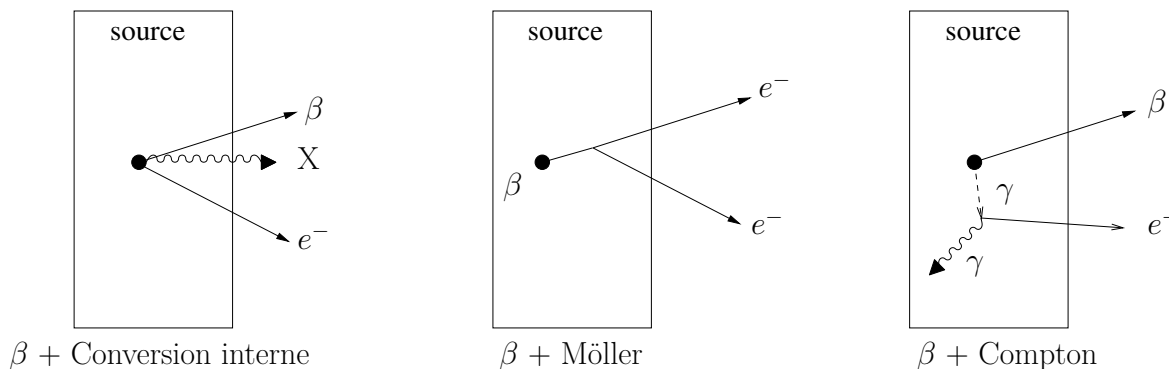


FIGURE 2.22 – Processus de production d'évènements de type $\beta\beta$ lors d'une contamination interne à la feuille source

Isotope	SuperNEMO ($\mu\text{Bq.kg}^{-1}$)	NEMO-3 ($\mu\text{Bq.kg}^{-1}$)
^{208}Tl	< 2	~ 100
^{214}Bi	< 10	~ 300

TABLEAU 2.2 – Spécifications pour la contamination des feuilles sources en ^{208}Tl et du ^{214}Bi pour SuperNEMO et valeurs correspondantes pour l'expérience NEMO-3

Bruits de fond externes à la feuille source

Le bruit de fond externe est, typiquement, l'interaction d'un photon γ dans la feuille qui va induire des réactions pouvant conduire à une topologie $\beta\beta$.

- Le photon incident peut induire deux diffusions Compton successives ;
- Après une première diffusion Compton, l'électron émis peut faire une diffusion Møller sur un autre électron du milieu ;
- Le photon incident de haute énergie ($\gg 1,022$ MeV) peut induire une création de paires e^-/e^+ .

Tous ces mécanismes de production de deux électrons sont exposés en figure 2.23. Ces processus externes à la feuille source sont possibles mais néanmoins moins probables que les évènements internes à la feuille. De plus pour la création de paires, la présence d'un champ magnétique dans l'expérience SuperNEMO permet la discrimination entre un positron et un électron grâce à la courbure de leurs trajectoires. L'expérience NEMO-3 a montré qu'on identifiait ainsi une paire e^-/e^+ avec une efficacité supérieure à 95%, ce qui permettait une réduction drastique de ce type de bruit de fond.

Les chaînes de décroissances naturelles

Les contaminations internes et externes à la feuille source sont dominées par les désintégrations de la radioactivité naturelle. La figure 2.24 présente les chaînes de décroissance de ^{238}U , ^{235}U et du ^{232}Th . Ces isotopes sont à la base des familles radioactives et leur temps de demi-vie respectifs sont de :

$$T_{1/2}^{232\text{Th}} = 13,9 \cdot 10^9 \text{ ans}$$

$$T_{1/2}^{235\text{U}} = 7,04 \cdot 10^8 \text{ ans}$$

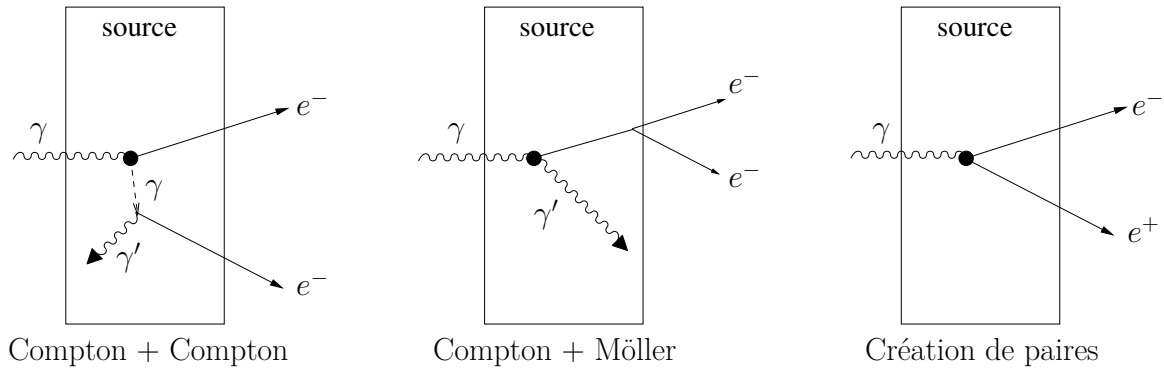


FIGURE 2.23 – Processus de production d'évènements de type $\beta\beta$ lors d'une contamination externe à la feuille source

$$T_{1/2}^{238\text{U}} = 4,47 \cdot 10^9 \text{ ans}$$

$$T_{1/2}^{40\text{K}} = 1,28 \cdot 10^9 \text{ ans}$$

Cependant vu la faible proportion isotopique de l' ^{235}U (0,7%), sa contribution peut être négligé dans un premier temps. La contamination en potassium (^{40}K) ne doit pas être négligé au vu de son long temps de demi-vie et sa présence en tant que radiocontaminant.

Les isotopes de ces chaînes de décroissance se désintègrent et émettent des particules avec une certaine énergie. Pour les noyaux lourds, les désintégrations possibles sont de type alpha, bêta et gamma.

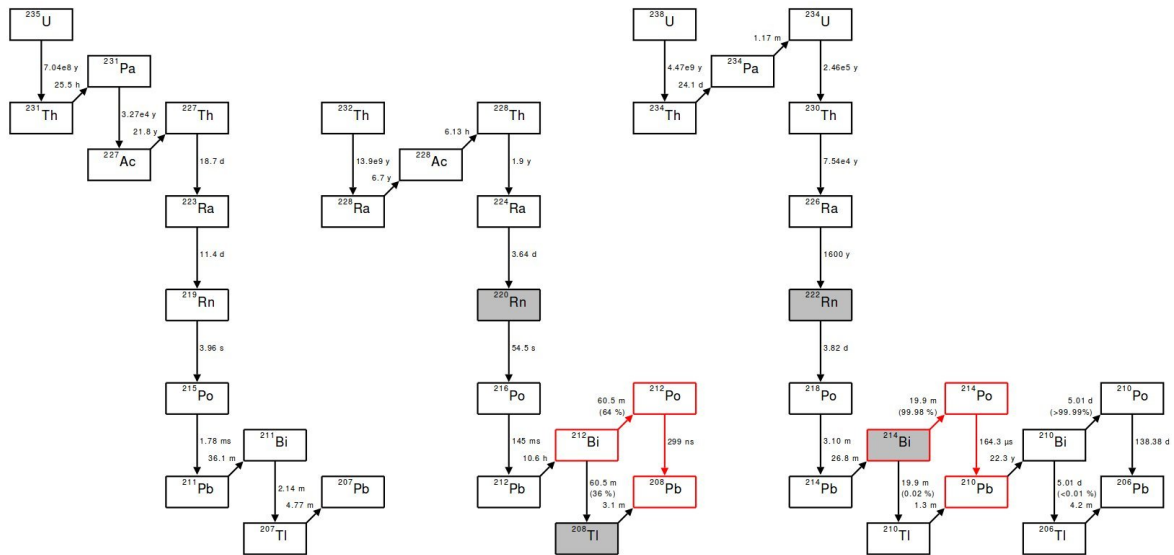


FIGURE 2.24 – Filiation des différentes chaînes radioactives naturelles, les principaux bruits de fond sont grisés et le processus *BiPo* est en rouge

Les isotopes les plus problématiques pour la recherche de la $\beta\beta 0\nu$ sont le ^{208}Tl et le ^{214}Bi . Ces isotopes ont une énergie de désexcitation disponible de 4,99 MeV et 3,27 MeV et sont émetteurs bêta-gamma. Il est possible pour ces isotopes de produire deux électrons à $Q_{\beta\beta}$.

Comme l'on peut le voir sur la figure 2.24, le ^{208}Tl et le ^{214}Bi , ont pour noyau-père respectif le ^{220}Rn et le ^{222}Rn qui sont des gaz émis en permanence par les parois de la roche du laboratoire. Ces gaz vont diffuser dans tout le laboratoire ainsi que dans le détecteur induisant notamment une contamination surfacique des composants.

Activité en thallium 208 dans la source

Le ^{208}Tl décroît en ^{208}Pb par désintégration bêta avec une énergie de transition d'environ 5 MeV (voir schéma de décroissance 2.25). Par conséquent, le canal à deux électrons à $Q_{\beta\beta}$ est accessible lors de la décroissance du thallium en plomb (émission bêta + diffusion Compton). Ce contaminant est un bruit de fond critique pour la recherche de la $\beta\beta0\nu$. Il est donc impératif de mesurer précisément l'activité en ^{208}Tl des sources de sélénium afin d'estimer sa contribution dans la région d'intérêt (*Region Of Interest, ROI*).

Le canal d'analyse préférentiel pour mesurer l'activité en ^{208}Tl sera le canal pour lequel la décroissance s'exprime avec la plus grande efficacité. La détection d'évènements de type $e\gamma\gamma$ et $e\gamma\gamma\gamma$ est spécifique à la décroissance du thallium. Une fois l'activité en ^{208}Tl mesurée, l'efficacité de cet isotope dans le canal à deux électrons sera obtenue par simulation du dispositif.

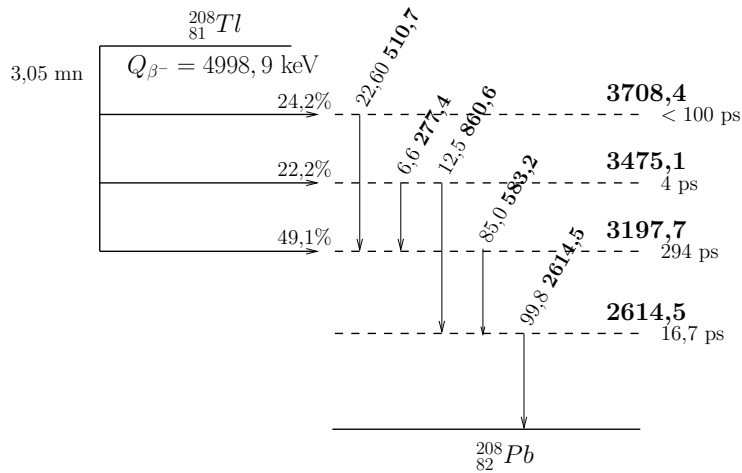


FIGURE 2.25 – Schéma de décroissance simplifié du ^{208}Tl . Seules les transitions supérieures à 5% sont représentées.

Activité en bismuth 214 dans la source

Le ^{214}Bi est émetteur β^- vers le ^{214}Po avec une énergie de transition $Q_{\beta} = 3272$ keV. Son schéma de décroissance est présenté en figure 2.26 à gauche. Comme le thallium, cette énergie disponible lui permet de participer au canal deux électrons.

La décroissance du ^{214}Bi a une topologie très particulière ce qui permet sa caractérisation et la mesure de son activité au sein du détecteur. En effet, le noyau fils du bismuth 214, le ^{214}Po est émetteur α avec un $Q_{\alpha} = 7,8$ MeV. Le temps de demi-vie d'émission de la particule α est de $164,3 \mu\text{s}$. Cette succession de décroissances est appelé cascade *BiPo* (Bismuth-Polonium) et est présenté sur la figure 2.26 de droite.

Le temps d'émission de la particule α très spécifique du processus *BiPo* mène à une topologie électron- $N\gamma$ - α retardé. Si nous parvenons à bien identifier ce processus, l'activité en bismuth pourra alors être mesurée. La contribution de ce bruit de fond dans la région

d'intérêt de la $\beta\beta 0\nu$ pourra être estimée. Ce canal de désintégration fait l'objet d'une partie non négligeable de ce travail de thèse afin d'optimiser la prise de décision sur ces événements longs.

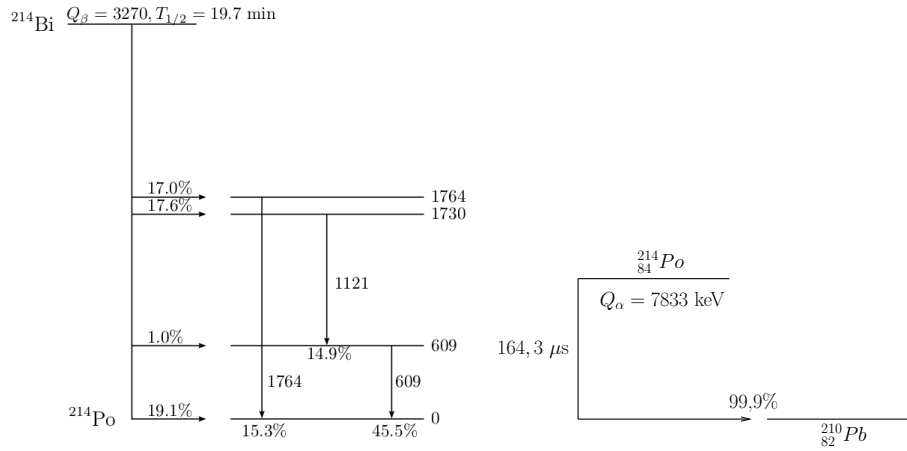


FIGURE 2.26 – Schéma des décroissances simplifiées β du ^{214}Bi et α du ^{214}Po . Mise en évidence du processus *BiPo*.

Activité en bismuth 214 dans la chambre à fils

Pour le bruit de fond externe, la contribution la plus importante est celle du radon et spécifiquement celle de l'isotope ^{222}Rn . Le temps de demi-vie du ^{220}Rn est de 54 secondes ce qui est trop court pour que le gaz puisse diffuser dans tout le détecteur. En revanche, le temps de demi-vie du ^{222}Rn est de 3,8 jours, ce qui laisse le temps à cet isotope de se déposer sur les parties du calorimètre mais aussi sur les fils des cellules Geiger. En effet, l'expérience de NEMO-3 a prouvé que ce gaz diffuse et passe de l'atmosphère du laboratoire à l'intérieur de la chambre à fils. Le radon étant un noyau père du ^{214}Bi , une contamination des composants interne du détecteur et notamment près des feuilles sources est alors inévitable. Un soin particulier doit être apporté à la pureté du gaz du trajectographe.

Réussir à détecter des événements de type électron-alpha retardé au sein de la chambre à fils est un bon moyen de mesurer l'activité en radon et donc sa contribution totale au bruit de fond.

Contribution de la double désintégration bêta avec émission de neutrinos

Le processus de double désintégration bêta avec émission de neutrinos ($\beta\beta 2\nu$), autorisé par le Modèle Standard, est le bruit de fond ultime pour une expérience $\beta\beta 0\nu$. La seule différence entre le processus $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta 2\nu$ est au niveau de l'énergie totale déposée dans le calorimètre. Pour la $\beta\beta 0\nu$, l'énergie totale des deux électrons est égale au $Q_{\beta\beta}$ de la réaction, soit 3 MeV dans le cas du ^{82}Se , tandis que pour la $\beta\beta 2\nu$ l'énergie totale emportée par les électrons est un spectre continu de 0 à $Q_{\beta\beta}$. Le signal $\beta\beta 2\nu$ est un spectre continu contrairement au pic théorique monoénergétique attendue de la $\beta\beta 0\nu$. Cependant, le spectre expérimental de la $\beta\beta 0\nu$ ne sera pas un pic monoénergétique du fait de la résolution en énergie des détecteurs. Le signal s'apparentera le plus souvent à une gaussienne centrée sur le $Q_{\beta\beta}$ de la réaction.

Comme le montre la figure 2.27, la fin du spectre en énergie pour la $\beta\beta 2\nu$ peut se superposer à celui de la $\beta\beta 0\nu$. Des évènements $\beta\beta 2\nu$ pourront être interprétés comme des évènements de $\beta\beta 0\nu$. Le seul moyen de réduire ce bruit de fond est d'améliorer la résolution en énergie du calorimètre, ce qui permet de réduire effectivement la largeur de la région d'intérêt en énergie.

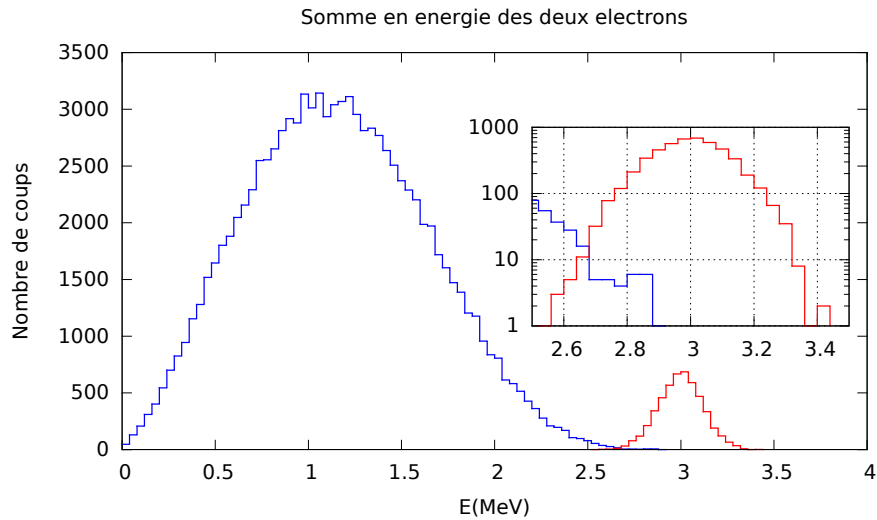


FIGURE 2.27 – Spectre simulé de la double désintégration bêta avec et sans émission de neutrinos. 500000 évènements ont été générés. Du fait de la résolution en énergie du calorimètre, la fin du spectre $\beta\beta 2\nu$ vient se superposer à celui de la $\beta\beta 0\nu$.

Chapitre 3

Le système de déclenchement et d'acquisition de l'électronique

Le système de déclenchement de l'électronique, appelé aussi *trigger system*, est le point central de la prise de décision et de l'acquisition d'un évènement de physique ayant lieu dans le détecteur. Son but premier est d'avoir la meilleure efficacité possible concernant des évènements d'intérêts, dits de signal. Il joue aussi le rôle de filtre pour des évènements spurieux ayant lieu dans les différents détecteurs et ne présentant aucun intérêt physique. Le trigger a également pour rôle de rejeter des évènements physiques qui ne sont pas assez significatifs pour une exploitation efficace de leur topologie, par exemple en raison d'un trop faible nombre de détecteurs touchés.

Différentes contraintes doivent être prises en compte lors de la conception et de l'implémentation des algorithmes de traitement des informations dans les cartes frontales, contrôleur et trigger. Ces contraintes sont :

- scientifiques : cas d'utilisation physiques ($\beta\beta 0\nu$, $\beta\beta 2\nu$, ^{208}Tl , ^{214}Bi), traitements spécifiques pour certaines particules (alpha retardé du ^{214}Bi);
- physiques : nombre de détecteurs, géométrie et granularité du détecteur, spécificités du câblage;
- électroniques : nombre de voies, nombre de cartes électroniques et intégration générale, nombre et nature des composants (ASIC, FPGA) sur les cartes électroniques, puissance de calcul et mémoire disponible. Cette contrainte matérielle se ressent lors de l'implémentation du firmware dans les cartes électroniques car le nombre d'opérations effectuelles par unité de temps est limité. La contrainte sur la bande-passante entre les puces et les cartes impose également des limites drastiques sur le transit des flux d'informations;
- budgétaires : des solutions et des compromis doivent être trouvés entre performance et coût de manière à respecter le budget imparti à l'électronique de l'expérience.

3.1 Cas d'utilisation pour la physique

La conception et l'implémentation du système de prise de décision se basent sur des cas concrets d'utilisation pour la physique que nous voulons observer. Le but de SuperNEMO est la détection de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos. L'objectif principal est donc l'identification et la mesure de deux électrons avec une énergie de l'ordre du MeV. Cependant, notre détecteur doit aussi être capable de mesurer sa propre contamination et, outre la détection d'évènements de désintégration à deux électrons, il

doit accepter des événements de type 1 électron seul, 1 électron- N -gammas ou encore 1 électron-1 alpha retardé. Il se doit aussi de rejeter les événements dits spurieux qui sont dûs à l'auto-déclenchement des différents détecteurs (modules optiques et cellules Geiger).

3.1.1 Cas 1 : événement de signal deux électrons

La principale topologie attendue avec le démonstrateur SuperNEMO correspond à des électrons à des énergies de l'ordre du MeV. La stratégie de prise de décision est dictée par ce type d'événements où l'efficacité du trigger doit être maximale. Un électron dans le détecteur interagira en moyenne avec un module optique et ionisera le mélange gazeux dans $N \simeq \mathcal{O}(10)$ cellules Geiger. En fonction de l'angle d'émission de l'électron, la trace laissée dans le trajectographe sera plus ou moins étendue. Avant de prendre une décision et d'enregistrer un événement, nous voulons garantir que la trace et le calorimètre touchés soient spatialement et temporellement corrélés. Une des problématiques du système de prise de décision réside dans la reconnaissance d'une trace dans le trajectographe pour ensuite l'associer de manière adéquate à un calorimètre ayant préalablement déclenché, constituant ainsi un critère d'identification d'un électron.

La figure 3.1a montre une vue schématique du dessus du détecteur avec un événement mettant en jeu deux électrons issus de la feuille source centrale (en rouge). Les cases représentent les colonnes du calorimètre. Les électrons interagissent avec un des modules optiques de la colonne. Les cercles verts représentent l'interaction des électrons avec les cellules Geiger. La taille du cercle dépend de la position d'ionisation par rapport au fil anodique de la cellule. Visuellement, il est aisé de reconnaître les deux traces et d'en faire l'association avec les calorimètres correspondants. Cependant du point de vue de l'électronique, la reconnaissance de traces n'est pas chose aisée due à une combinatoire importante pour une puissance de calcul limitée. Nous devons trouver un moyen de réduire cette combinatoire lors de la prise de décision tout en garantissant l'absence de biais lié à une trop grande simplification.

Le trigger doit aussi être efficace pour rejeter des événements spurieux. La figure 3.1b montre un événement d'autodéclenchement de 2 calorimètres ainsi que de plusieurs cellules Geiger. Aucune trace continue et cohérente dans le trajectographe n'est visible et associable avec un calorimètre. Ces événements constitués de signaux aléatoirement répartis dans tout le détecteur ne sont pas pertinents. L'acquisition de ces signaux ne ferait qu'augmenter le temps mort de l'expérience conduisant ainsi à diminuer l'efficacité de détection des événements d'intérêts.

Afin de filtrer les processus de basses énergies et une partie des autodéclenchements des modules optiques, deux seuils en énergie sont configurés dans les cartes frontales pour chaque calorimètre. Le taux de déclenchement d'un module optique augmente d'autant plus que les seuils de déclenchement acceptent des signaux de faible amplitude. Le taux typique de déclenchement des photomultiplicateurs de NEMO-3 était de 100 Hz à 20 keV [83]. Appliqué à SuperNEMO, une telle fréquence de déclenchement donnerait un taux d'acquisition de l'ordre de 70 kHz. Le fait d'appliquer un seuil de déclenchement de 150 keV permet de réduire ce taux à un déclenchement par seconde et par photomultiplicateur.

Pour la prise de décision, il faut qu'au moins un calorimètre ait un seuil supérieur au seuil haut (≥ 150 keV) et soit associé à une trace. Les autres calorimètres dépassant le seuil bas (≥ 50 keV) ne participent pas au trigger mais sont marqués en temps et enregistrés si une décision de déclenchement de l'acquisition est prise. Le seuil bas permet de stopper le plus rapidement possible les mémoires et marquer en temps les événements. Le seuil haut permet la participation à la prise de décision centralisée tout en garantissant une énergie incidente assez élevée. Ce système de double seuil permet de limiter le taux d'acquisition

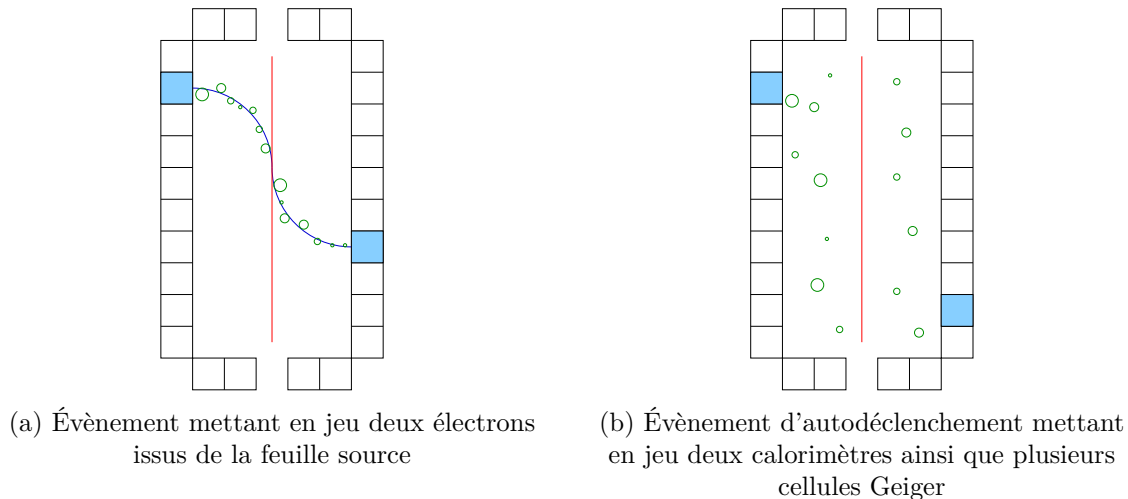


FIGURE 3.1 – Exemple d'évènements que le trigger doit accepter (a) et rejeter (b)

car celui-ci est dominé par les processus de basses énergies. Il permet aussi de récupérer des particules de faibles énergies dans nos évènements ce qui peut servir de véto lors de la phase d'analyse.

La principale problématique est l'échelle de temps différente entre les deux types de détecteurs, la physique du calorimètre étant plus rapide que celle des cellules Geiger. Outre la reconnaissance de traces et l'association spatiale calorimètre-trajectographe, une association temporelle doit avoir lieu pour que l'évènement soit validé. La figure 3.2 montre un chronogramme typique d'un évènement mettant en jeu deux électrons dans le détecteur. L'étoile jaune marque la désintégration physique ayant lieu dans la feuille source. Les cercles rouges correspondent aux signaux calorimètres produits par les modules optiques touchés. Les cercles bleus correspondent au front de montée du signal anodique lorsque les électrons issus des avalanches de Townsend, après ionisation, dérivent vers le fil anodique. Les cercles verts correspondent à la création des signaux cathodiques lors de la collection du plasma par les anneaux cathodiques des cellules. Trois fenêtres en temps peuvent être définies pour établir des coïncidences :

- Les signaux calorimètres ont une fenêtre de coïncidence de l'ordre de 100 ns pour la plupart des processus physiques d'intérêt ;
- Pour les signaux anodiques, le temps de dérive typique jusqu'au fil central en régime Geiger est inférieur à 10 μs ;
- Pour les signaux cathodiques, le temps de propagation du plasma le long du fil anodique dépend de la position verticale d'interaction de la particule et peut durer jusqu'à 70 μs .

Pour les algorithmes de prise de décision, les signaux anodiques (signaux les plus rapides issus du trajectographe) transportent l'information géométrique nécessaire à la coïncidence spatiale. les signaux cathodiques n'apportent pas d'information complémentaire puisque le choix a été de projeter dans le plan transverse aux sources la vue des données du trajectographe (ce choix avait déjà été fait dans NEMO-3). De plus, les deux signaux cathodiques sont plus tardifs. C'est ainsi que la fenêtre de coïncidence entre les deux détecteurs est de 10 μs .

Au final, la décision de déclenchement s'effectue sur la base de deux étapes. Un premier étage de trigger rapide avec le calorimètre garantit qu'une particule d'énergie suffisamment

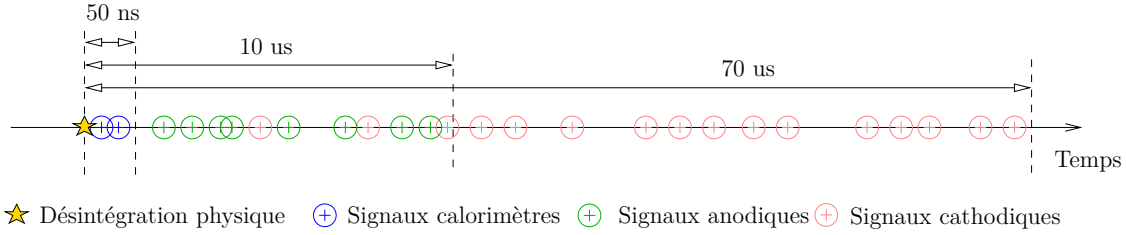


FIGURE 3.2 – Chronogramme typique d'un évènement deux électrons. Deux signaux calorimètres sont créés dans un laps de temps très court (< 100 ns) puis la trace se déploie. Les signaux anodiques sont créés en $10 \mu\text{s}$ tandis que les signaux cathodiques peuvent être créés jusque $70 \mu\text{s}$

élevée est détectée. Un second étage de coïncidence spatio-temporelle entre le calorimètre et le trajectographe garantit qu'une trace s'est bien déployée dans le détecteur en corrélation avec le calorimètre. Ce trigger doit avoir la meilleure efficacité d'acceptation pour les évènements mettant en jeu un ou plusieurs électrons et un rejet maximal pour les évènements de type spurieux. En se basant sur l'expérience de NEMO-3, pour les prises de données standard, le taux de trigger répondant à ces critères était inférieur à 10 Hz pour le détecteur entier.

3.1.2 Cas 2 : évènement de bruit de fond électron-gamma

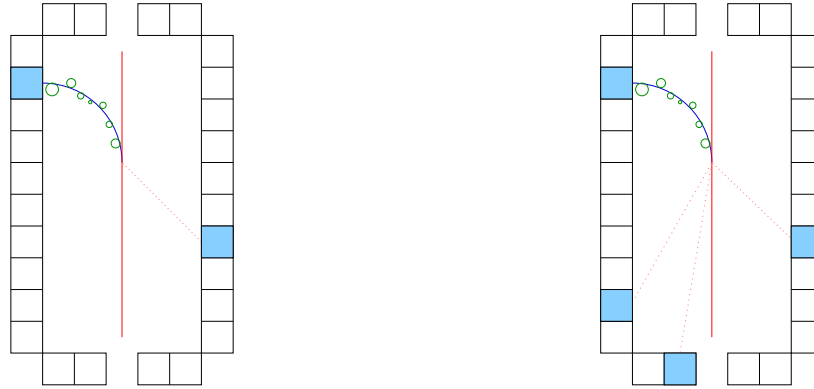
Le détecteur SuperNEMO a aussi pour but de mesurer sa propre contamination. Les évènements de bruit de fond physique font partie des évènements d'intérêt et, pour ce qui concerne l'analyse des données pour l'élaboration d'un modèle de bruit de fond pour l'expérience, ont autant d'importance que ceux issus des doubles désintégrations bêta. L'acquisition de tels évènements de bruit de fond est donc cruciale.

Un des bruits de fond de la radioactivité naturelle le plus problématique est dû au ^{208}Tl . Sa désintégration bêta-gamma libre jusqu'à 5 MeV sous la forme d'un électron énergétique accompagné de l'émission de deux à trois rayonnements γ . La topologie 1 électron N gamma est donc un bon candidat pour mesurer l'activité du ^{208}Tl dans le détecteur. Les figures 3.3a et 3.3b montrent des évènements de type électron- $N\gamma$ avec des énergies variables pour les calorimètres touchés (typiquement de 50 keV jusqu'à plusieurs MeV).

Le trigger qui déclenche l'acquisition d'un évènement de ce type est la coïncidence calorimètre-trajectographe causée par l'électron. Cependant, les signaux produits par l'interaction des particules γ de basses énergies sont aussi enregistrés car ils dépassent fréquemment le seuil bas fixé dans les cartes frontales.

3.1.3 Cas 3 : évènement de bruit de fond électron-alpha retardé

Un autre bruit de fond problématique est dû à la désintégration du ^{214}Bi . Cette désintégration bêta est suivie d'une désintégration alpha (cascade $BiPo$). Dans un tel évènement, l'électron est émis du vertex et interagit dans le détecteur. Ensuite, une particule alpha retardée est émise du même vertex lors de la désintégration du noyau fils ^{214}Po . Le temps de demi-vie de ce processus est de $T_{1/2} = 164,3 \mu\text{s}$. De manière générale, la particule alpha émise laissera une trace courte dans le trajectographe (< 30 cm) en y déposant la totalité de son énergie. Seules quelques cellules Geiger strictement alignées déclencheront lors du passage de cette particule. Deux évènements de type $BiPo$ sont présentés en figure 3.4a et 3.4b avec le vertex d'interaction respectivement positionné sur la feuille source centrale et dans la chambre à fils (surface des fils de champ des cellules). Les traces des électrons,

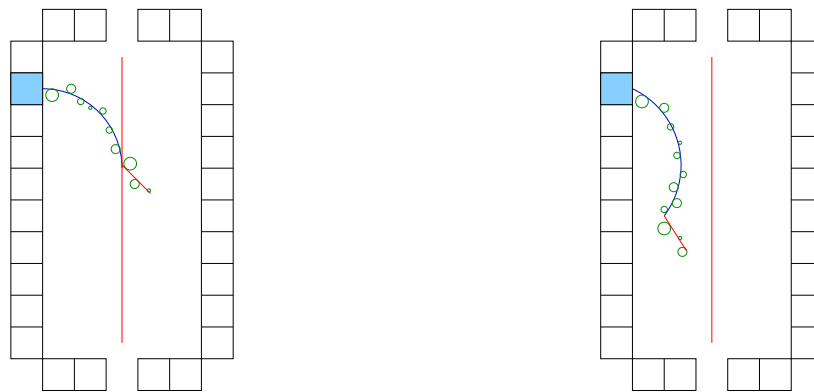


(a) Évènement mettant en jeu 1 électron et 1 gamma issus de la feuille source (b) Évènement mettant en jeu 1 électron et 3 gamma issus de la feuille source

FIGURE 3.3 – Exemples d'évènement de bruit de fond mettant en jeu 1 électron et N gamma issus de la source. Le trigger doit accepter ce type d'évènement

courbées par le champ magnétique, apparaissent en bleu et les traces des alphas retardés, droites car insensibles au champ magnétique, apparaissent en rouge.

Un premier signal de trigger est généré par l'électron car il respecte les critères énergétiques (seuil haut) et une association est possible entre le calorimètre et le trajectographe dans une fenêtre de $10 \mu\text{s}$. L'alpha se manifestant par une trace relativement courte ne déclenche cependant généralement aucun calorimètre, seulement des cellules Geiger. Il est en dehors de la fenêtre temporelle de coïncidence fixée à $10 \mu\text{s}$ en raison de la demi-vie du processus ($164 \mu\text{s}$). Une stratégie spécifique de trigger doit être établie afin de pouvoir faire l'acquisition de ces signaux tardifs détectés uniquement par le détecteur de traces.



(a) Évènement mettant en jeu 1 électron et 1 alpha retardé issus de la feuille source (b) Évènement mettant en jeu 1 électron et 1 alpha retardé issus de la chambre à la fils

FIGURE 3.4 – Exemple d'évènements mettant en jeu 1 électron prompt et un alpha retardé. Un traitement spécifique doit être mis en place pour déclenché sur des traces courtes dans le trajectographe.

Plusieurs stratégies sont envisageables, comme ouvrir une fenêtre acceptant tous les signaux pendant 1 ms . Ce temps de 1 ms ($\sim 6 \times T_{1/2}({}^{214}\text{Po})$) a été choisi afin de collecter plus de 99% des alpha émis. Cette stratégie était celle utilisée pour NEMO-3. Le défaut de cette stratégie est que tous les signaux dans cette fenêtre sont enregistrés peu importe leur provenance spatiale. Si le taux d'autodéclenchement de chaque cellule est trop élevée, beaucoup de signaux spurieux seront enregistrés. Pour SuperNEMO, il a été décidé

d'établir une stratégie plus intelligente en gardant en mémoire dans la carte trigger la localisation spatiale de l'évènement électron pendant 1 ms. Ensuite, la stratégie consiste à comparer la localisation spatiale de l'alpha par rapport à l'électron conservé en mémoire dans l'hypothèse où les deux évènements proviennent du même vertex de désintégration. D'un point de vue temporel, le chronogramme de la figure 3.5 présente cette stratégie. L'électron émis par le ^{214}Bi est détecté « normalement » avec des signaux du trajectographe allant jusque $70\ \mu\text{s}$. Ensuite, l'alpha émis par le ^{214}Po fait déclencher quelques cellules Geiger sans calorimètre associé. En se souvenant qu'un électron ait été émis dans la même région, un 2^e trigger pur trajectographe est généré afin de pouvoir sauvegarder les signaux retardés jusqu'à 1 ms après l'évènement électron précédemment validé.

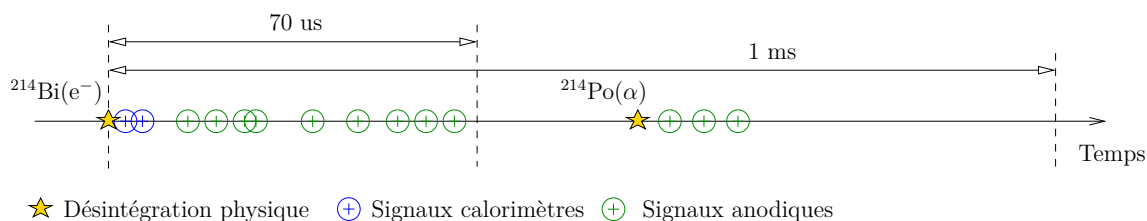


FIGURE 3.5 – Chronogramme d'un évènement électron prompt et alpha retardé. Un évènement calorimètre-trajectographe a lieu en $70\ \mu\text{s}$ puis des signaux purs trajectographe se déploie jusqu'à 1 ms après l'évènement prompt.

Au final, plusieurs algorithmes de prise de décision sont implémentés dans la carte trigger mais la stratégie pour générer et remonter les primitives trigger des cartes frontales jusqu'à la carte trigger est unique. Pour tous nos algorithmes, nous avons besoin de savoir si des modules optiques du calorimètre ont déclenché en seuil haut et si une trace s'est déployée dans le trajectographe. Ensuite, certains algorithmes essayeront d'associer cette trace et un calorimètre. Comme le montre les différents cas physiques expliqués précédemment, la projection de l'évènement selon le plan $X - Y$ dans la carte trigger est suffisante pour prendre une décision. En effet, l'information de verticalité de la trace se fait sur la base des signaux cathodiques, hors d'un point de vue trigger, cette information est trop lente de par la physique de propagation du plasma et ne peut pas être utilisée sans des contreparties extrêmement coûteuses. Pour la création des primitives trigger, il n'est pas nécessaire d'attendre que chaque signal se déploie entièrement, le déclenchement est validé sur le front de montée de chaque signal uniquement.

3.2 Des signaux analogiques à la carte trigger

Un traitement particulier a lieu sur les signaux analogiques issus du calorimètre ou du trajectographe. Afin de déterminer si un détecteur a déclenché et donc qu'un évènement potentiel d'intérêt a lieu, le passage de seuils en amplitude sur les signaux analogiques nous donne accès à cette information de déclenchement. Lors d'un passage de seuil un marquage en temps a lieu et des informations appelées *primitives trigger* sont générées dans les cartes frontales puis transportées jusqu'à la carte trigger.

3.2.1 Création des primitives trigger

Calorimètre

Pour chacune des 712 voies du calorimètre, deux seuils en amplitude sont configurés dans les cartes frontales : un seuil bas et un seuil haut. Dans un module optique, l'ampli-

tude du signal est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule. Par exemple, une amplitude de 45 mV correspond à une énergie incidente de l'ordre de 150 keV. Les seuils doivent être positionnés à un certain niveau afin de garantir qu'une particule assez énergétique ait interagi dans le scintillateur. Ils ne doivent cependant ni être positionnés trop haut sinon nous ne pourrions pas faire l'acquisition pour des particules de basse énergie demeurant d'intérêt pour notre physique, ni trop bas afin d'être en dehors du bruit induit par la ligne de base des photomultiplicateurs.

Le rôle du seuil bas est de permettre un marquage en temps le plus rapide possible pour un signal dont l'acquisition nous intéresse potentiellement. Le seuil haut quant à lui, confirme que le signal a une amplitude suffisante pour signer un événement d'intérêt. Dans le mode de trigger « normal », les signaux participant au trigger global sont les signaux avec passage du seuil haut. Cela garantit une énergie minimum pour les particules faisant partie d'un événement d'intérêt.

Pour SuperNEMO, les signaux d'intérêts attendus sont dans une gamme en énergie allant de la dizaine de keV jusqu'à plusieurs MeV. Les valeurs de base pour les seuils sont respectivement 15 mV pour le seuil bas et 45 mV pour le seuil haut. Cela correspond à des énergies de 50 keV et 150 keV.

À chaque coup d'horloge, soit toutes les 25 ns, il est possible de connaître l'état du passage des seuils sur chacune des 16 voies présentes sur une carte frontale. Ces informations sont codées sur deux bits par voie. Un bit appelé LTO pour *Low Threshold Only* nous informe lorsque le signal a uniquement dépassé le seuil bas. Un bit appelé HT pour *High Threshold* nous informe lorsque le signal a dépassé le seuil haut.

Une carte frontale calorimètre possède quatre FPGA frontaux chacun contrôlant quatre voies. Ils produisent un mot de trois bits sur la base des passages de seuils des quatre voies. Un bit concerne le LTO et est une opération 'OR' sur les quatre bits LTO de chaque voie. Les deux autres bits sont une addition (multiplicité) sur le passage du seuil haut et sont appelés bits HTM¹. Vu que cette information est encodée sur deux bits, la valeur maximale possible est 3 ([11] en binaire). Si les quatre voies dépassent le seuil haut en même temps, seule l'information de multiplicité égale à trois nous sera rapportée. C'est à ce premier niveau que nous acceptons une perte d'information pour la partie calorimètre sur les primitives trigger. Les topologies d'événements recherchés comportant typiquement un à trois modules calorimétrique touchés, c'est une approche tout à fait acceptable qui ne nuit pas à la capacité d'interprétation de la réponse du détecteur.

Les quatre FPGA frontaux envoient chacun un mot de trois bits au FPGA contrôleur unique dans chaque carte frontale calorimètre. Celui-ci reçoit donc 12 bits toutes les 25 ns. Sur cette base, il construit un nouveau mot de trois bits identique à ceux construits dans les FPGA frontaux. Un bit pour le LTO et deux bits pour la multiplicité en HT. Le bit LTO est un 'OR' sur chacun des quatre bits LTO envoyés par les FPGA frontaux. Les bits HTM sont la somme sur les 4×2 bits HTM envoyés par les quatre FPGA frontaux. Une importante réduction d'information s'effectue dans le FPGA contrôleur. Pour 16 voies, il n'y a plus qu'un bit pour le passage du seuil bas et deux bits pour compter la multiplicité en seuil haut. Un bit d'information pour un trigger externe est également prévu. Enfin, un dernier bit supplémentaire, de *spare*, inutilisé pour le moment, est présent dans le mot de primitive trigger. La figure 3.6 résume toutes les informations présentes dans ce mot de cinq bits créé toutes les 25 ns par chaque carte frontale du calorimètre.

1. High Threshold Multiplicity

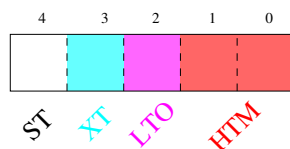


FIGURE 3.6 – Primitive trigger [5 bits], créée toutes les 25 ns par chaque carte frontale du calorimètre.

Transmission

Les trois châssis pour l'électronique du calorimètre contiennent 52 cartes frontales au total ainsi que trois cartes contrôleurs. Le châssis 0 accueille 20 cartes frontales pour les modules du mur côté Italie. Le châssis 1 accueille 20 cartes frontales pour les modules du mur côté France. Enfin, le châssis 2 accueille 12 cartes frontales pour les modules optiques X-wall et gamma véto. Une carte contrôleur est placée au centre de chaque châssis. La transmission des primitives trigger est réalisée au moyen d'un bus dédié implémenté par le fond de panier des châssis. Toutes les 25 ns, chaque carte frontale calorimètre envoie son mot de cinq bits qu'elle vient de générer via un lien SerDes 18 bits. Une carte contrôleur reçoit donc au maximum (pour les châssis 0 et 1) 100 bits de primitives trigger toutes les 25 ns.

Trajectographe

Pour le trajectographe, la création des primitives trigger se fait sur la base des signaux anodiques dérivés dans les ASICs FEAST présents dans les cartes frontales du détecteur de traces. Le schéma 3.7 présente le signal anodique dérivé d'une cellule Geiger du détecteur de traces. Plusieurs discriminateurs à seuils 10-bits sont positionnés et des temps caractéristiques peuvent être extraits lors du croisement de ces seuils par le signal :

- *Low Negative Threshold* (V_{LNT}) : seuil bas négatif en amplitude. Positionné pour un marquage en temps le plus rapide possible sur le front de montée du signal anodique ;
- *High Negative Threshold* (V_{HNT}) : seuil haut négatif en amplitude ;
- *High Positive Threshold* (V_{HPT}) : seuil haut positif en amplitude.

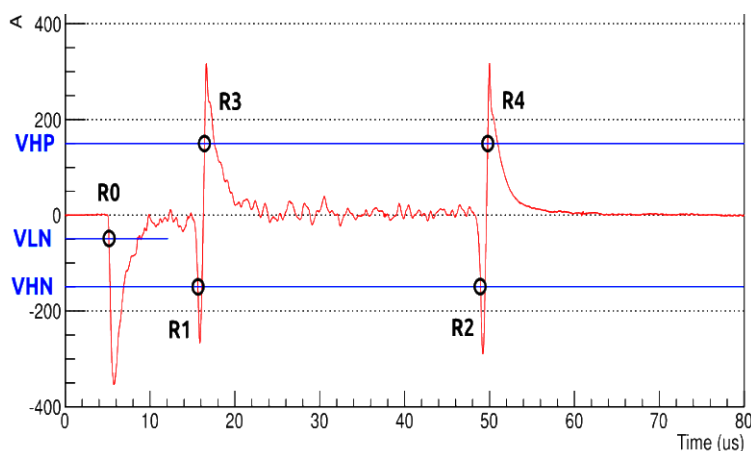


FIGURE 3.7 – Signaux du trajectographe dérivés dans le FEAST avec les 3 seuils en amplitude VLN, VHN, et VHP. Les temps de passage de ces seuils par le signal dérivé sont enregistrés dans des registres dédiés (R_X) pour chaque cellule Geiger.

Deux seuils hauts respectivement négatif et positif sont positionnés sur le signal anodique afin de recouper l'information et avoir une certaine redondance sur la mesure des temps cathodiques. Il est possible lors de la propagation et la collection des plasmas par les cathodes que l'amplitude ne soit pas assez élevée en négatif ou en positif et il a été ainsi jugé préférable que deux seuils hauts soit positionnés. Pour la création des primitives trigger, seul le passage du seuil V_{LNT} compte car ce sera le premier à être franchi. Si ce seuil est franchi, la cellule a déclenché et le FEAST renvoie au FPGA central un bit avec la valeur [1], [0] sinon.

Pour rappel, le FPGA central contrôle deux FEAST sur lesquels sont branchés 18 cellules Geiger chacun, soit un total de 36 cellules. Un mot de 36 bits est donc créé par le FPGA afin de connaître l'état des 36 cellules branchées sur la carte frontale. Ce mot de 36 bits, présenté en figure 3.8, est produit toutes les 800 ns puis envoyé vers la carte contrôle. La position de chacun des bits dans ce mot est importante car grâce à celle-ci il est possible de connaître la localisation physique de la cellule touchée dans le détecteur. En effet, la figure 3.9 montre le câblage entre position géométrique des cellules et voie d'entrée électronique dans chacun des FEAST. Sur la figure de gauche, les nombres correspondent au numéro de voie du FEAST et seuls les voies anodiques sont affichées. La figure de droite montre une vue du dessus du détecteur et la position géométrique de chaque cellule pour quatre rangées connectées à une même carte. Il est important de noter que cette configuration est identique pour chaque carte frontale et il est alors aisé par symétrie de relier une voie électronique à la position physique d'une cellule Geiger dans le détecteur.

Chaque carte frontale du détecteur de traces produit une primitive trigger de 55 bits toutes les 800 ns. En effet, la physique des cellules Geiger étant lente (le déploiement de tout le signal anodique dure jusqu'à $70 \mu s$), nous avons choisi d'utiliser une horloge secondaire cadencée à 80 MHz et de travailler par paquets de 64 coups d'horloge successifs pour construire l'information de déclenchement de premier niveau. On doit alors attendre 800 ns pour pouvoir constater la construction de nouvelles primitives trigger. Sur les 55 bits disponibles, seulement 36 sont utilisés dans la configuration actuelle de l'expérience. Lors des phases de R&D, nous avons conservé l'option de générer un mot avec plus d'information en fonction de la stratégie de câblage mise en œuvre dans les ASICs FEAST.

Lorsque le franchissement du seuil V_{LNT} a lieu pour un signal anodique, le bit correspondant à la voie est activé dans la primitive trigger. Ce bit est maintenu à 1 pendant 10 coups d'horloge de 800 ns, soit $8 \mu s$. En effet, le déploiement d'une trace dans le trajectographe ne se fait pas instantanément et peut durer jusqu'à $8 \mu s$ en raison du temps de dérive des électrons de l'avalanche Geiger. Chaque cellule renvoie son information pendant cette durée afin de permettre à la carte trigger d'effectuer les coïncidences dans des fenêtres temporelles adéquates.

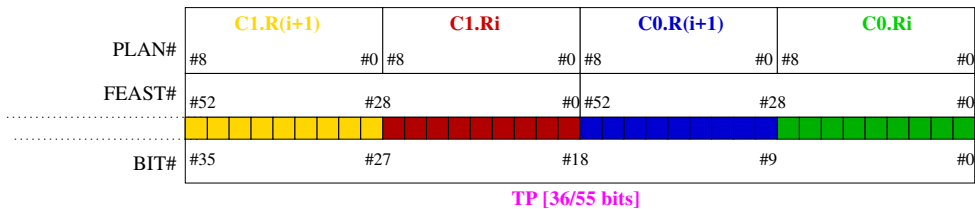


FIGURE 3.8 – Primitive trigger [36 bits] réduite, créée toutes les 800 ns par chaque carte frontale du trajectographe.

Une primitive trigger de 55 bits est ainsi encapsulée dans un mot final de 100 bits. Des informations concernant l'adresse de la carte ainsi que le numéro de trigger sont également enregistrées. Ce mot de 100 bits est présenté en figure 3.10 et est constitué de :

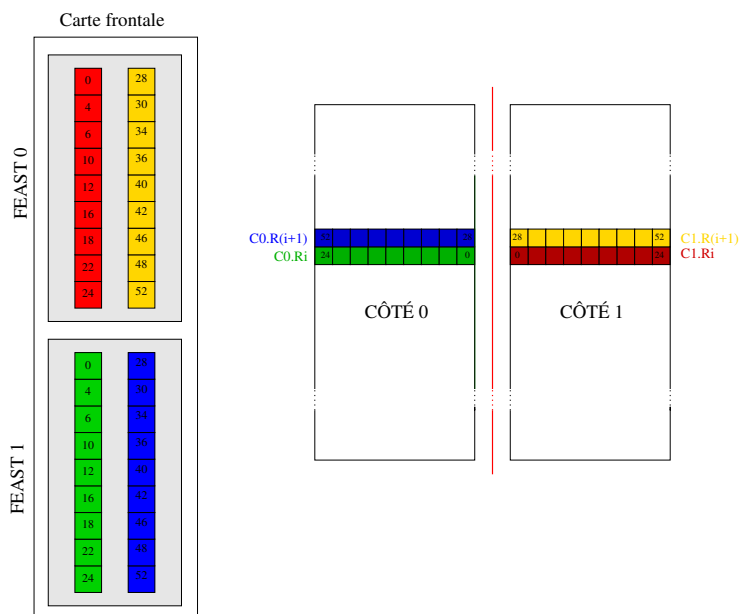


FIGURE 3.9 – Positionnement physique des cellules en fonction de la voie d'entrée dans le FEAST. (C0/1 : Côté 0/1, R : Rangée)

- [55 bits] de primitive avec seulement 36 bits utiles dans notre configuration de câblage ;
- [5 bits] de configuration de statut matériel ;
- [10 bits] pour l'adresse de la carte électronique ;
- [15 bits] pour l'identifiant du trigger trajectographe ;
- [15 bits] de contrôle.

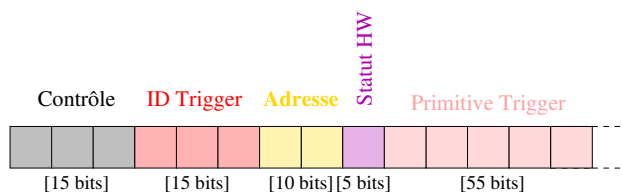


FIGURE 3.10 – Primitive trigger [100 bits] complète, créée toutes les 800 ns par chaque carte frontale du trajectographe.

Transmission

Chacun des trois châssis pour l'électronique du trajectographe contient 19 cartes frontales et une carte contrôleur. Au niveau de l'association entre câblage électronique et géométrie, le trajectographe est séparé en trois tiers et chaque châssis en accueille un tiers soit 684 cellules. Cependant, géométriquement il « manque » une rangée au milieu du détecteur et du coup le châssis n° 1 n'accueille que 666 cellules. Etant donné qu'une carte frontale produit une primitive trigger de 100 bits, chaque carte contrôleur reçoit 1900 bits de primitives toutes les 800 ns avec 684 bits ($36 \text{ bits} \times 19 \text{ cartes}$) représentant l'état des 684 cellules Geiger associées.

3.2.2 Découpage en zones du détecteur

Afin d'établir des coïncidences spatiales entre le calorimètre et le trajectographe, il a été décidé de segmenter virtuellement le détecteur en zones. Ce zonage induit de prendre des décisions locales. Cela permet de réduire la combinatoire et faciliter ainsi l'implémentation et la résolution des algorithmes de prise de décision notamment d'un point de vue firmware qui est implanté directement dans la carte trigger. Un point important lors de cette séparation en zones sera de garantir l'uniformité de la décision finale. Elle ne doit pas dépendre de la position dans le détecteur et aucun biais ne doit apparaître, notamment au niveau des frontières entre zones adjacentes.

Comme le montre la figure 3.11 avec cette vue du dessus, le détecteur est séparé en 20 zones virtuelles. La répartition des zones est symétrique par rapport à la feuille source centrale. Pour chaque côté, il y a donc 10 zones, numérotées de 0 à 9. Cette séparation en zones s'est faite sur la base des colonnes de calorimètre. En effet, chacune des zones contient deux colonnes de calorimètres sauf les zones 0 et 9 qui intègrent en plus les deux colonnes latérales de X-Wall. La largeur d'une zone est d'environ 50 cm. Avec des cellules Geiger mesurant 44 mm de diamètre, il y a une douzaine de rangées de cellules dans chaque zone.

Les zones dites « régulières » sont constituées de 12 rangées de 9 cellules ainsi que de deux colonnes de treize modules optiques leur faisant face. Ces zones régulières sont les zones 1 à 4 et 5 à 8. Les zones aux extrémités du détecteur (0 et 9) contiennent 9 rangées de 9 cellules, 2 colonnes de 13 modules optiques du mur principal ainsi que 2 colonnes de 16 modules optiques des murs latéraux (X-Wall). Enfin, la dernière zone particulière est la zone 5. Elle contient seulement 11 rangées de 9 cellules car le détecteur comporte au total 113 rangées et il « manque » une rangée centrale.

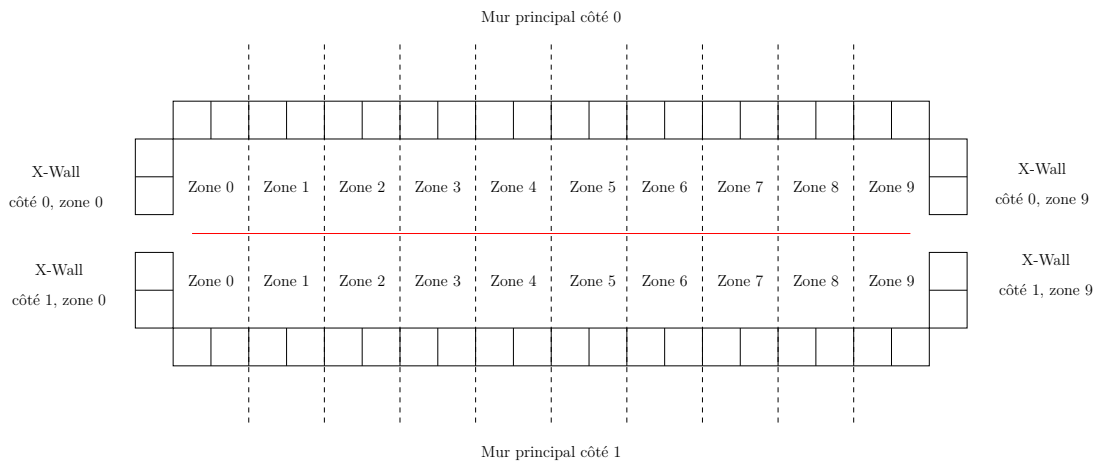


FIGURE 3.11 – Vue du dessus de la répartition en 20 zones virtuelles du démonstrateur SuperNEMO.

3.2.3 Cartes contrôleurs

Les cartes contrôleurs permettent de récupérer les primitives trigger des cartes frontales qui leur sont associées dans le même châssis via le fond de panier avant des les envoyer à la carte trigger.

Calorimètre

Pour le calorimètre, une réduction d'information sur les primitives trigger a lieu car la bande passante entre les cartes contrôleur et la carte trigger est limitée à environ 1,4 GBit/s. En effet, pour envoyer les 100 bits issus des 20 cartes frontales à une fréquence de 40 MHz, il aurait fallu une bande passante de 4 Gbit/s entre la carte contrôleur et la carte trigger. Nous sommes limités par une bande passante de 2×720 Mbit/s ce qui correspond à 18 bits envoyés toutes les 25 nanosecondes. Il faut donc trouver un moyen de réduire les 100 bits issus des cartes frontales à 18 bits.

Les cartes contrôleurs calorimètre doivent générer ce mot de 18 bits de manière intelligente afin de réduire l'information de manière cohérente. L'idée est de réduire l'information par châssis tout en gardant : la localisation du (des) photomultiplicateur(s) touché(s) ainsi qu'une information de multiplicité suffisante. Pour les châssis n°0 et n°1, soit les deux murs principaux, chaque carte contrôleur compile 20 primitives trigger de cinq bits. La multiplicité encodée sur deux bits par carte frontale est additionnée et un nouveau mot de deux bits de multiplicité est généré par châssis. Pour la localisation, chaque carte frontale gère une colonne de 13 modules optiques. Une zone du détecteur décrite précédemment possède deux colonnes du calorimètre. Un bit par zone est généré par la carte contrôleur et ce bit est activé si au moins un module optique a dépassé le seuil haut dans une des deux colonnes. Ce mot fait donc 10 bits car il y a 10 zones par côté du détecteur. Enfin, un bit LTO par châssis est généré si au moins un module a dépassé le seuil bas. Cette réduction d'information sur le seuil bas n'est pas problématique d'un point de vue de la prise de décision car le trigger ne se base que sur le passage de seuil haut. Pour le trigger, seules les informations des murs principaux et des X-Walls ont de l'importance. En effet, les électrons laissant une trace dans le trajectographe n'atteignent pas les gamma véto car la structure mécanique supportant les cellules interdit aux électrons d'atteindre ces blocs spécifiques de scintillateur. Le mot de 18 bits par le châssis n°0 ou n°1 prend donc la forme suivante :

- [2 bits] High Threshold Multiplicity Per Crate (HTM-PC) : la somme de toutes les multiplicités pour le châssis soit 20 cartes frontales ;
- [10 bits] Wall-Zoning Word (W-ZW) : activation d'un bit si au moins un module optique a déclenché en seuil haut dans une des 10 zones du côté 0 ou 1 du détecteur ;
- [1 bits] Low Threshold Only Per Crate(LTO-PC) : un module optique dépasse le seuil bas seulement pour le châssis entier ;
- [1 bits] XT : pour un trigger externe ;
- [4 bits] de contrôle.

Pour le châssis n°2, le mot de 18 bits généré est différent car les primitives trigger viennent des X-Wall et des gamma véto. Une somme en multiplicité est gardée pour les murs latéraux du côté 0, ceux du côté 1 ainsi que pour les gamma véto. Pour la localisation, 4 zones sont concernées (0 et 9 de chaque côté) car seuls les modules optiques touchés en seuil haut dans les murs latéraux peuvent participer. La construction du mot de 18 bits est donc la suivante :

- [2 bits] High Threshold Multiplicity gamma véto (HTM-GVETO) : somme de toutes les multiplicités en seuil haut pour les gamma véto ;
- [4 bits] X-Wall-Zoning Word : localisation spatiale d'un module optique ayant déclenché en seuil haut dans une zone des murs latéraux ;

- $2 \times [2 \text{ bits}]$ High Threshold Multiplicity X-Wall côté 0 / X-Wall côté 1 (HTM-X0/X1) : somme de toutes les multiplicités seuil haut pour les X-Wall du côté 0 ou du côté 1 ;
- $[1 \text{ bits}]$ Low Threshold Only X-Wall côté 0 / X-Wall côté 1 / gamma véto (LTO-X0-X1-GVETO) : un module optique dépasse le seuil bas dans un X-Wall du côté 0 / du côté 1 ou des gamma véto ;
- $[1 \text{ bits}]$ XT : pour un trigger externe ;
- $[4 \text{ bits}]$ de contrôle.

Initialement, 260 bits sont générés par les cartes frontales. A l'issue de ce traitement, le facteur de réduction des primitives trigger est d'environ cinq et les cartes contrôles ne produisent plus que 54 bits à une fréquence de 40 MHz pour le calorimètre entier. Ces trois mots de 18 bits sont générés toutes les 25 ns puis envoyés vers la carte trigger via les liens SerDes dont la capacité est alors suffisante.

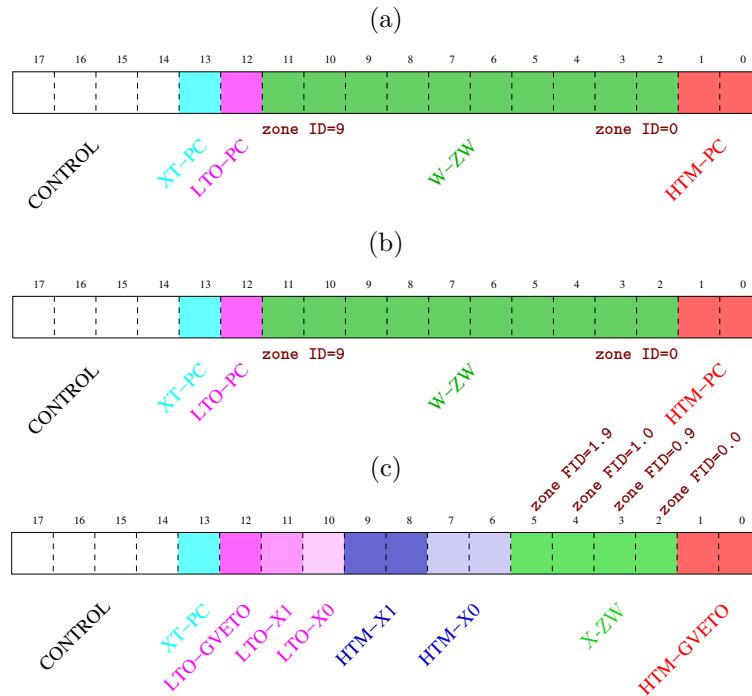


FIGURE 3.12 – Primitives Trigger de 18 bits issues des cartes contrôleurs du calorimètre. Le mot (a) est pour le mur principal côté 0, le mot (b) est pour le mur principal côté 1 et le mot (c) est pour les X-Wall et les gamma véto.

Trajectographe

Pour le trajectographe, la stratégie est plus simple car la physique du détecteur est plus lente. En effet, une fois qu'une cellule Geiger a déclenché, celle-ci est en temps mort pendant 1 ms. Nous avons suffisamment de temps pour construire et transmettre les informations des cartes frontales à la carte trigger.

Dans chaque châssis, il y a 19 cartes frontales produisant 100 bits de primitives trigger chacune. La carte contrôle compile ces 1900 bits, les mets en forme par paquet de 100 puis les envoie à la carte trigger grâce à deux liens SerDes qui ont une bande passante de 720 Mbit/s chacun. Comme pour le calorimètre, la transmission de la carte contrôleur vers

la carte trigger est un goulot d'étranglement. En effet, si nous voulions garder la même fréquence et envoyer les 1900 bits toutes les 800 ns il aurait fallu une bande passante de 2,375 Gbit/s supérieure à ce que l'architecture matérielle des cartes propose. Il a été décidé de garder seulement un mot de 1900 bits sur deux au niveau des cartes contrôles pour le trajectographe. La nouvelle horloge sur laquelle on se base pour la prise de décision est donc cadencée à 1600 ns. L'échelle de temps pendant laquelle une reconnaissance de coïncidence entre cellules Geiger d'une même trace étant de l'ordre de $8 \mu\text{s} \gg 1600 \text{ ns}$, cette réduction ne doit pas avoir d'impact sur les performances de la construction de la décision.

Au final, les trois cartes contrôleurs du détecteur de traces envoient trois mots de 1900 bits vers la carte trigger toutes les 1600 ns. Dans ces 5700 bits, il y a 2034 bits représentant l'état déclenché ou non déclenché pour chacune des cellules Geiger du trajectographe.

3.3 Les algorithmes de prise de décision

Après la transmission des primitives trigger des cartes frontales jusqu'à la carte trigger, celle-ci doit maintenant prendre une décision cohérente sur l'ensemble du détecteur afin de décider si l'évènement en cours vaut la peine d'être acquis. Vu que le calorimètre est le détecteur le plus rapide et le premier touché lors d'un évènement de physique, un premier traitement peut être réalisé sur la base de ses primitives trigger. Ensuite, la problématique sera de synchroniser les signaux de décision construits pour le calorimètre avec les informations arrivant de manière retardée du trajectographe. Enfin, nous rechercherons une coïncidence spatiale afin de valider ou non l'évènement en cours.

3.3.1 Niveau 1 : Stratégie pour le calorimètre seul

Un premier traitement est de rassembler la primitive trigger de 18 bits issue du châssis 2 (X-Walls et gamma véto) dans les deux premiers car dans l'approche adoptée, les X-Walls font partie intégrante des zones 0 et 9. Pour cela, un nouveau mot de 32 bits appelé *calo record*, présenté en figure 3.13, est créé dans la carte trigger et résume les trois mots de 18 bits :

- Wall Zoning Word (W-ZW) côté 0 / côté 1 : deux mots de dix bits. Un bit de zone s'active si au moins un calorimètre a dépassé le seuil haut dans la zone. Pour les bits 0 et 9, les X-Walls correspondant aux zones activées ont été fusionnées avec les zones 0 et 9 des murs principaux ;
- High Threshold Multiplicity (HTM) côté 0 / côté 1 / gamma véto : trois mots de deux bits représentant la somme des multiplicités pour le côté 0, le côté 1 et les gamma véto. Les multiplicités en seuil haut des X-Walls ont été additionnées avec celles des murs principaux leur correspondant. Seules les multiplicités pour le côté 0 et 1 sont utilisées pour la prise de décision ;
- Low Threshold Only côté 0 / côté 1 / gamma véto : trois bits qui s'activent si au moins un calorimètre a dépassé le seuil bas seulement pour le côté 0, le côté 1 ou les gamma véto. Les informations de passage de seuil bas seuls pour les X-Wall ont été fusionnés avec les côtés correspondant ;
- External Trigger (XT) : trois bits réservés pour un trigger externe.

Le mot *calo record*, généré toutes les 25 ns, contient l'information nécessaire pour prendre une décision concernant le calorimètre. Un nombre minimum de calorimètres touchés en seuil haut est paramétré comme seuil minimal pour la prise de décision. Par

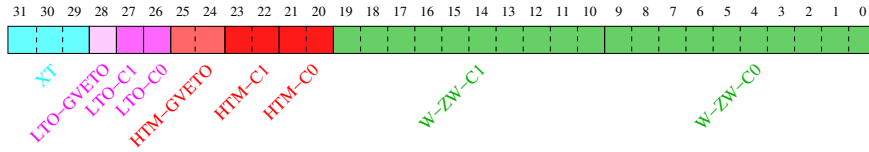


FIGURE 3.13 – *Calo record* créée dans la carte trigger donnant l'information sur quelle zone est touchée ainsi que sur le nombre de modules optiques touchés grâce aux multiplicités.

exemple, si ce seuil est fixé à deux modules touchés en seuil haut, il faut que la somme des multiplicités HTM pour le côté 0 et pour le côté 1 fasse au moins deux. La multiplicité en gamma véto ne compte pas pour la prise de décision. Il y a cependant un risque de manquer un évènement à cause de la discrétisation du temps en tranche de 25 ns. En effet, deux calorimètres d'un même évènement physique peuvent être touchés avec quelques nanosecondes d'écart. Leurs informations de primitives trigger peuvent être séparées d'un coup d'horloge, voir plus, dans des cas extrêmes. Nous nous retrouvons avec deux mots de 32 bits contenant chacun une multiplicité égale à un. À aucun moment, le seuil fixé à deux modules touchés en seuil haut n'est alors dépassé, l'acquisition de l'évènement n'est pas lancée. Un traitement particulier doit être fait afin de sommer un ou plusieurs calorimètres proches en temps mais dans des coups d'horloges différents.

Ce traitement a lieu grâce à un système de tampon circulaire. La profondeur de ce tampon, ajustable, est fixée dans la configuration par défaut à quatre coups d'horloge de 25 ns. Le tampon permet ainsi de garder en mémoire les 100 dernières nanosecondes de l'état du calorimètre. À chaque coup d'horloge, le nouveau *calo record* construit par la carte trigger est stocké dans la dernière case du tampon circulaire. Tous les autres *calo records* présents dans le tampon se « décalent » d'une case et le plus ancien est effacé. Un schéma expliquant le fonctionnement du tampon circulaire est présent en figure 3.14. Ensuite, toutes les 25 ns, un mot de 35 bits, appelé *calo summary record* est généré et est le résultat de la fusion des quatre *calo record* présents dans le tampon circulaire. La structure du *calo summary record* est la même que celle d'un *calo record* avec trois bits ajoutés. Il est présenté en figure 3.15 :

- Single Side Coincidence (SS-COINC) : ce bit est activé si seulement un des deux murs du calorimètre est touché. Il signifie que un ou plusieurs modules du calorimètre répartis dans une ou plusieurs zones d'un même côté ont déclenché en seuil haut ;
- Trigger Threshold Multiplicity (TTM) : ce bit est activé si le nombre total de photomultiplicateurs touchés est supérieur ou égal au seuil en multiplicité demandé par la configuration ;
- Calorimeter Decision (L1-DECISION) : décision finale Level 1 (L1) pour le calorimètre. Est activée si les paramètres répondant à la condition sont atteints. Pour nos premiers tests, seul le nombre de modules touchés est pertinent.

Au final, grâce à ce système de tampon circulaire, il est possible d'agréger et de générer une décision pour le calorimètre toutes les 25 ns sur la base des signaux collectés pendant les 100 ns précédentes.

3.3.2 Stratégie pour le trajectographe seul

Pour ce qui concerne le trajectographe, trois mots de 1900 bits chacun arrivent dans la carte trigger toutes les 1600 nanosecondes. Parmi ces 5700 bits, il y en a 2034 qui représentent l'état déclenché ou non déclenché de chaque cellule Geiger. La première étape

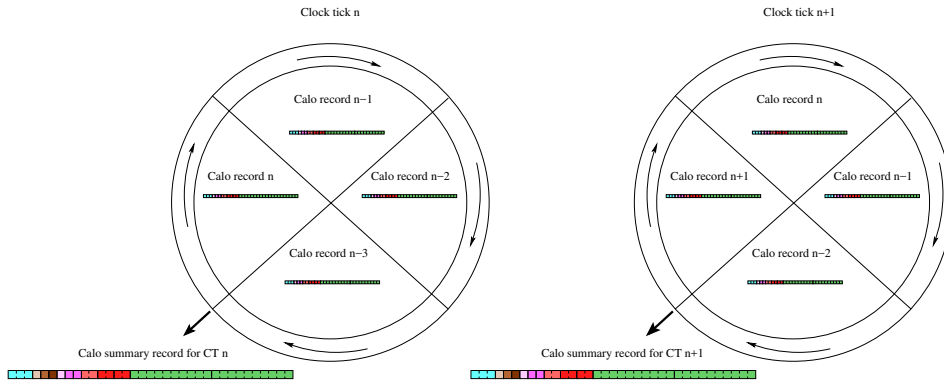


FIGURE 3.14 – Tampon circulaire utilisé pour générer un *calo summary record* toutes les 25 ns sur la base des 100 ns précédentes soit 4 *calo record*.

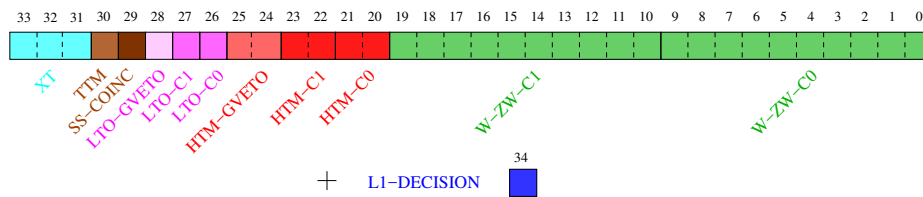


FIGURE 3.15 – *Calo summary record* créée toutes les 25 ns dans la carte trigger sur la base des 4 *calo record* précédents. Toute l'information pour le calorimètre est contenu dans ces 35 bits.

effectuée dans la carte trigger est de reconstituer la matrice sur le plan X-Y de deux côtés sur neuf plans sur 113 rangées de cellules Geiger. Ceci est faisable car nous savons exactement de quel châssis et de quelle carte frontale est issu chaque bit. La position géométrique de chaque cellule est donc connue. La figure 3.16 montre une vue du dessus de cette matrice reconstruite dans la carte trigger. Cette matrice est construite pour chaque coup d'horloge à 1600 ns car notre but est de produire une réponse à cette fréquence.

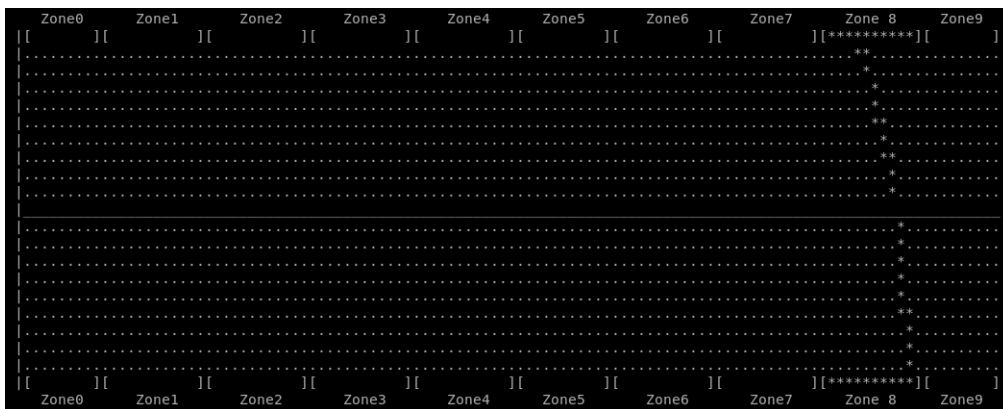


FIGURE 3.16 – Vue du dessus du détecteur de traces dans le plan X-Y de 2 côtés \times 9 plans \times 113 rangées.

Stratégie globale par zone

Pour le trajectographe nous voulons détecter une trace. Une trace est caractérisée par sa directionnalité et la densité de cellules touchées dans une région donnée. Si nous arrivons

à identifier des endroits où beaucoup de cellules sont touchées sur un grand nombre de plans ou de rangées, la probabilité que ce soit une trace physique laissée par un électron est élevée. La problématique principale est la combinatoire trop importante pour le détecteur entier. En effet chaque cellule peut avoir déclenchée ou non, il y a donc 2^{2034} cas possibles à chaque coup d'horloge. La segmentation virtuelle en 20 zones va nous permettre de réduire cette combinatoire et prendre des décisions locales pour le détecteur de traces. Une zone « régulière » est constituée de 108 cellules Geiger (12 rangées de 9 cellules). La combinatoire est réduite mais nous constatons encore que les 2^{108} cas ne peuvent tout de même pas être explorés facilement. Une réduction supplémentaire de l'information s'impose.

Grâce à la matrice générée précédemment, nous avons une vue 2D du détecteur de traces dans le plan X-Y. Pour chaque zone, un mot de sept bits appelé *tracker record*, présenté en figure 3.17, est généré et nous renseigne notamment sur la verticalité et l'horizontalité de la trace. Pour la partie verticale, deux bits sont générés. Le *Inner bit* indique si la trace est plutôt vers la partie interne donc proche de la source. Le *Outer bit* indique si la trace est plutôt vers la partie externe du trajectographe donc proche du calorimètre. Si la trace traverse totalement la chambre, les deux bits (bits *OI*) sont activés et nous avons une trace avec un grand étalement vertical. Ensuite, nous voulons connaître la position de la trace dans la zone selon un axe parallèle au plan de la source. Pour ce faire, trois bits sont générés : les bits gauche, milieu et droit (bits *LMR*). Enfin, les deux derniers bits (*Near source zone*) nous renseignent si une cellule a déclenché proche de la source plutôt sur la partie gauche ou droite de la zone. Cette information nous sera utile pour un de nos algorithmes de prise de décision et sera détaillée par la suite.

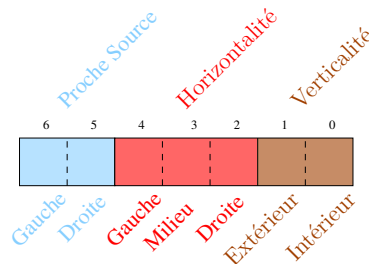


FIGURE 3.17 – *Tracker record* généré toutes les 1600 ns pour chacune des 20 zones du détecteur de traces. Deux bits sont pour la verticalité de la trace, trois pour l'horizontalité et les deux derniers pour savoir si une cellule a été touché proche de la source dans cette zone.

Génération du mot de 7 bits pour chaque zone

Afin de réduire le nombre de cas possibles afin qu'ils puissent être exploitables par le FPGA, il a été décidé d'effectuer des projections verticales et horizontales dans chaque zone. En clair, nous passons d'une vision à 1×2 dimensions à une vision à 2×1 dimension. La puissance de calcul et la place mémoire dans le FPGA étant limitées, les résultats des projections (2^{12} et 2^9) offrent encore une trop grande combinatoire pour notre électronique. Une fenêtre glissante virtuelle est utilisée et les projections horizontales et verticales s'effectuent dans celle-ci. Sa taille est de huit rangées de neuf cellules et elle se déplace de quatre rangées de cellules en quatre rangées de cellules afin de couvrir totalement une zone qui possède 12 rangées. La figure 3.18 montre cette fenêtre couvrant une zone n grâce à quatre positions successives (fenêtres A, B, C et D). Pour chaque fenêtre, des projections horizontales et verticales sont réalisées et les résultats sont stockés dans des mots de huit et neuf bits respectivement.

Des mémoires programmables sont utilisées afin de calculer automatiquement la réponse des mots de huit et neuf bits en mot de deux bits chacun. Ces mémoires sont nécessaires car elles permettent d'économiser du temps de calcul vu que toutes les réponses sont programmées dans les FPGA. Tous les cas possibles des projections (2^8 et 2^9 ici) sont ainsi précalculées.

La génération des mémoires programmables se fait en amont et fait partie intégrante de la configuration de la carte trigger. L'avantage d'utiliser ce mécanisme est qu'il est aisé de modifier leur programmation en fonction du type de prise de données que l'on veut effectuer. Si par exemple, lors d'une session de calibration à haut taux de trigger, nous voulons déclencher en se garantissant une multiplicité élevée sur la projection verticale (trace traversante de la source vers les murs du calorimètre), il suffit de changer le chargement des mémoires programmables pour adapter la réponse du trajectographe afin d'être plus sélectif et par conséquent limiter utilement le taux de déclenchement.

En fonctionnement normal de production de données, c'est-à-dire pour une acquisition dédiée à la double désintégration bêta, une réponse positive du système de déclenchement du trajectographe sera émise lorsque se réalisera une configuration minimale comportant au moins trois plans ou trois rangées de cellules touchées relativement proches. Nous avons ainsi basé la réponse à la fois sur un critère de multiplicité des cellules touchées et sur un critère de compacité des projections verticales et horizontales. Cette approche permet d'accepter la plupart des cas physiques tout en filtrant efficacement les déclenchements de cellules aléatoires. Elle est inspirée par le fonctionnement de l'expérience NEMO-3 qui utilisait un tel principe pour détecter des traces verticales. L'extension des critères du trigger de SuperNEMO à des traces orientées horizontalement est justifiée par le souhait de la collaboration de détecter plus efficacement des événements comportant des traces d'électrons orientées parallèlement au plan de la source.

La réponse finale par zone est obtenue en combinant les réponses des quatre fenêtres A, B, C et D. Au final, nous calculons la réponse décisionnelle locale d'une zone de 108 cellules sur seulement cinq bits tout en ayant conservé une information sommaire sur la localisation et la directionnalité d'une trace de particule chargée.

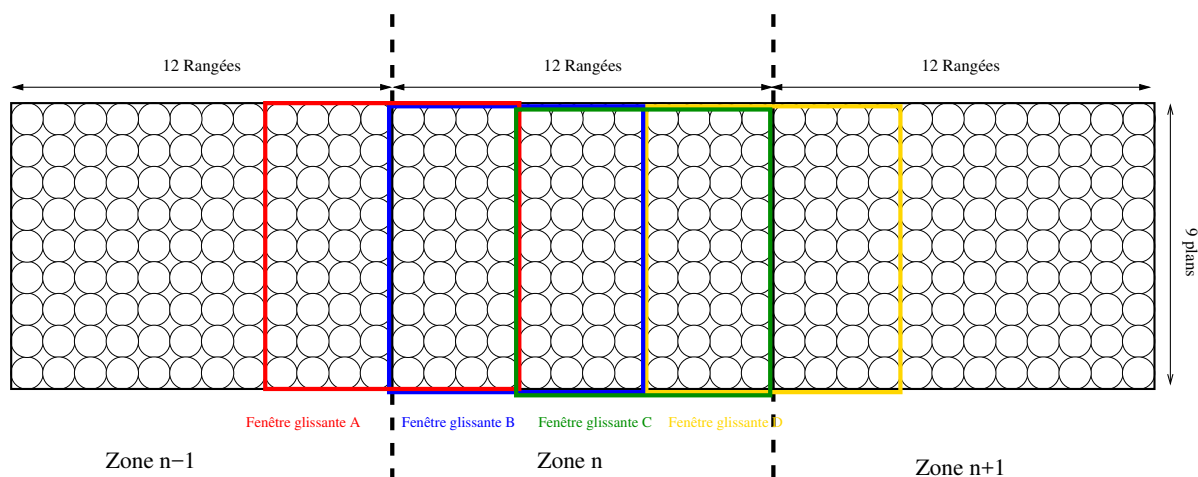


FIGURE 3.18 – Visualisation de la fenêtre glissante couvrant une zone n du détecteur de traces. Pour couvrir une zone, il faut quatre fenêtres glissantes A,B,C et D. Les projections horizontales et verticales sont réalisées dans chacune des quatre fenêtres.

Enfin, dans certains cas, les particules alpha, généralement courtes, ne déclencheront pas assez de cellules et n'activeront pas une réponse positive pour le trajectographe car

les seuils de multiplicité et de compacité programmés dans les mémoires au niveau des projections ne seront pas dépassés. Afin de détecter de tels évènements à une ou deux cellules proches de la source, qui sont critiques pour le rejet du bruit de fond, deux bits par zone sont générés. Ils sont activés si au moins une cellule dans un des quatre premiers plans proches de la source a déclenché : un bit pour la partie droite et un bit pour la partie gauche de la zone comme le montre la figure 3.19. L'utilité de ces marqueurs sera expliquées dans une section suivante.

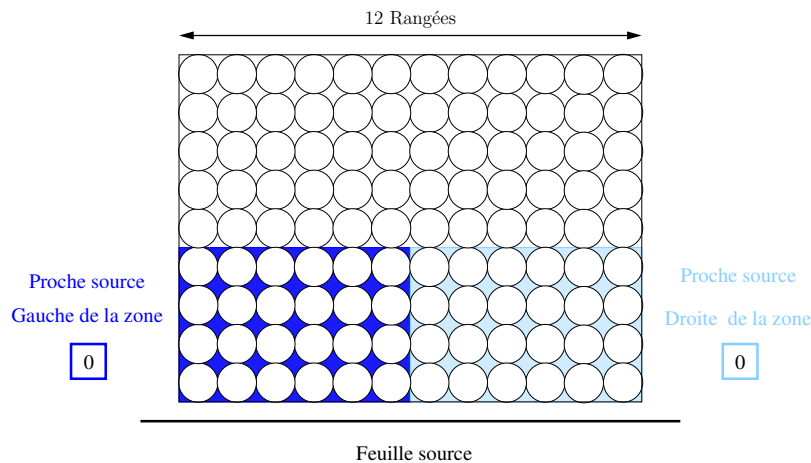


FIGURE 3.19 – Zones de recherche pour activer les bits de voisinage de source. Si une cellule déclenche dans la zone bleu foncée, le bit de voisinage de source gauche s'active et si une cellule déclenche dans la zone bleu clair, le bit de voisinage de source droit s'active.

3.3.3 Niveau 2 : coïncidence calorimètre-trajectographe (mode CARACO)

Le but de l'algorithme CARACO² est d'effectuer des coïncidences spatio-temporelles entre le calorimètre et le trajectographe car notre but premier est la l'identification et la mesure en énergie d'électrons traversant la chambre à fils et déposant leur énergie dans un module optique.

La première chose à effectuer est de synchroniser les primitives trigger du calorimètre par rapport à celles du trajectographe. En effet, chaque mot de 35 bits *calo summary record*, décrit précédemment est produit toutes les 25 ns dans la carte frontale tandis que les 20 mots de sept bits, les *tracker record*, sont produits toutes les 1600 ns.

Dès qu'une décision calorimètre est validée dans un mot de 35 bits à 25 ns, ce dernier va être gardé en mémoire et synchronisé avec l'horloge à 1600 ns. Une fenêtre de coïncidence est créée et est maintenue pendant cinq coups d'horloge à 1600 ns soit 8 μ s. Ce temps n'est pas choisi au hasard. Il correspond en effet au temps de dérive maximal des cellules Geiger et également aux compteurs générant les primitives trigger dans les cartes frontales du trajectographe. On rappelle que si une cellule déclenche, l'information de trigger est maintenue pendant 10×800 ns dans les FPGA des cartes frontales.

Si une deuxième décision calorimètre a lieu pendant la fenêtre de coïncidence déjà ouverte par une décision précédente, les informations de trigger générées par la deuxième décision viennent actualiser celles déjà présentes en mémoire. De plus, une nouvelle fenêtre de coïncidence de cinq coups de 1600 ns est créée à partir de la deuxième décision. Cette stratégie est mise en place afin de ne pas manquer d'associations. En effet, plusieurs cas

2. CAlo tRacker COincidence

physiques peuvent amener au déclenchement d'un signal de déclenchement L1 du calorimètre sans trace associée (gamma seul par exemple) puis d'un second signal quelques microsecondes plus tard avec un module du calorimètre et une trace associée. Si les informations côté calorimètre ne sont pas mises à jour, une telle coïncidence ne sera pas détectée par la logique de déclenchement.

Nous recalons ainsi les signaux de déclenchement du calorimètre à 1600 ns avec les 20 *tracker records* produits avec cette même périodicité. Dans ces conditions, la recherche de coïncidence spatiales peut être effectuée. Le principe consiste à comparer les trois bits de position horizontale de chaque zone du trajectographe (bits LMR) avec les bits de zone du calorimètre. Pour chaque *tracker record* produit dans une zone donnée, nous recherchons une association avec une colonne du calorimètre. Si le bit indiquant que la trace est plutôt à gauche de la zone, l'association sera avec les deux colonnes du calorimètre de la même zone n ou les deux colonnes de la zone $n - 1$ du calorimètre. En effet, la particule chargée interagissant dans le détecteur peut laisser une trace dans la zone n du trajectographe tout en terminant sa course dans un des calorimètres de la zone $n - 1$ adjacente. Si le bit du milieu est activé, l'association est recherchée avec les deux colonnes du calorimètre de la même zone. Enfin, si le bit droit est activé, l'association se fait avec les deux colonnes du calorimètre de la même zone n ainsi que les deux colonnes de la zone $n + 1$. Les trois cas sont présentées en figure 3.20, avec la figure 3.20a pour une trace plutôt à gauche dans la zone n , la figure 3.20b pour une trace centrale et la figure 3.20c pour une trace à droite. La recherche de coïncidence calorimètre/trajectographe s'effectue au maximum sur quatre colonnes de modules optiques et environ 24 rangées de cellules Geiger ce qui équivaut à environ un mètre de largeur de la chambre à fil.

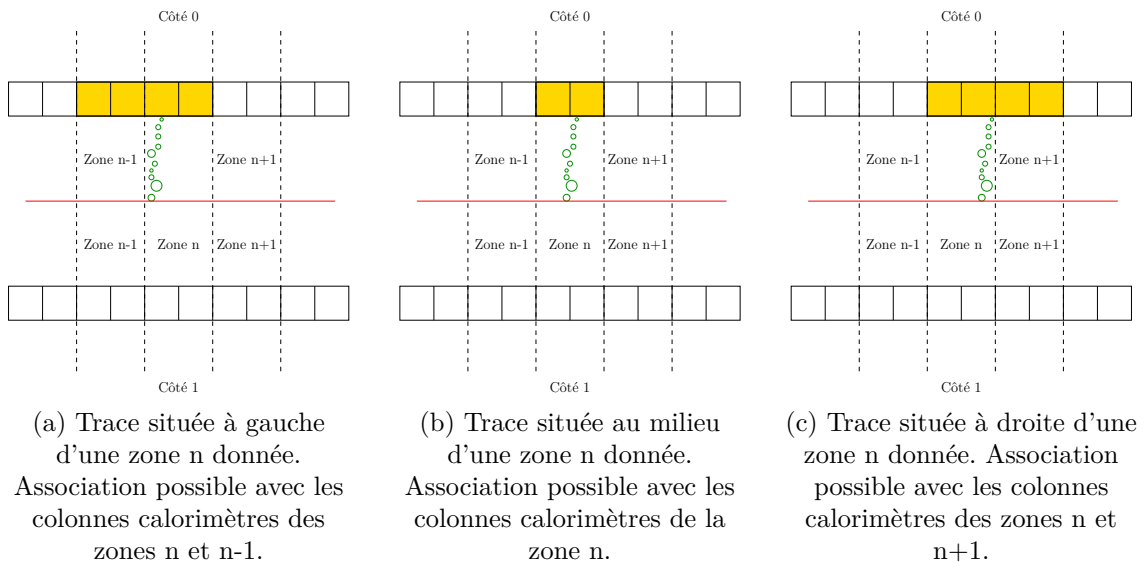


FIGURE 3.20 – Logique d'association calorimètre-trajectographe (CARACO) pour des traces situées à gauche, au milieu ou à droite pour une zone n donnée.

3.3.4 Recherche spécifique pour les alpha retardés (mode APE et DAVE)

Des modes spécifiques de trigger ont été développés pour la recherche des alphas retardés issus de la cascade *BiPo*. Leur énergie est de 7,8 MeV et la longueur maximale de la trace laissée par un alpha émis à la surface d'un matériau est de l'ordre de 35 cm. Seules quelques cellules pourront être touchées et lorsque l'alpha est émis de la surface ou

de l'intérieur de la source, aucun calorimètre ne peut être touché. Ces modes de trigger permettent de déclencher sur des événements trajectographe seuls. Dans la cascade Bi-Po, un électron de 3,2 MeV issu du ^{214}Bi et émis puis un alpha de 7,8 MeV issu du ^{214}Po avec un temps de demi-vie de 164 μs dans 99,9% des cas. Notre trigger doit en premier lieu détecter l'électron et effectuer une coïncidence calorimètre-trajectographe (CARACO) pour ensuite rechercher un événement retardé déclenchant le seul trajectographe dans la même région spatiale.

Dès qu'un événement CARACO est validé dans la carte trigger, il est gardé en mémoire dans un tampon circulaire pendant 1 ms. Si, durant cette milliseconde, un événement trajectographe a lieu dans la même région que l'électron précédent, il est possible de déclencher et de lancer l'acquisition de cet événement du trajectographe. Cette technique vise à détecter avec la meilleure efficacité possible la désintégration du ^{214}Po suivant un événement ^{214}Bi .

Deux cas sont possibles lorsqu'une particule alpha interagit dans le détecteur de traces :

1. Elle déclenche suffisamment de cellules (typiquement trois) et une réponse LMR ou IO apparaît dans une des zones du trajectographe. Cette réponse locale à une zone est alors comparée pour validation éventuelle avec la localisation d'un événement « prompt » précédent gardé en mémoire. L'algorithme gérant cette logique d'association est appelé *Alpha Previous Event (APE)*.
2. Lorsque le nombre de cellules touchées par l'alpha est insuffisant pour justifier une réponse LMR ou IO, un critère supplémentaire peut être appliqué. Si les cellules sont proches de la source, l'un des bits de *Near Source Zone* sera activé et nous pourrons alors localiser et acquérir l'événement grâce à l'algorithme nommé *Delayed Alpha Veto Event (DAVE)*.

Ce marqueur proche de la zone permet ainsi de récupérer et faire l'acquisition d'événements avec un alpha retardé déclenchant seulement une ou deux cellules. C'est insuffisant pour espérer reconstruire efficacement la géométrie d'une trace de particule alpha mais l'information pourra toutefois être exploitée lors de l'analyse afin de construire un véto dans le cas où un événement à deux électrons a eu lieu dans la même région jusqu'à 1 ms avant la détection d'une telle trace courte retardée. Cela permettra d'identifier et de rejeter une topologie ($2e\alpha$) caractéristique d'une cascade Bi-Po du ^{214}Bi . Sans cette information, il serait impossible de distinguer une telle cascade de la signature attendue d'un événement $\beta\beta 0\nu$. L'acquisition de ces événements est par conséquent critique pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos et la réduction du bruit de fond dû au ^{214}Bi dans le canal ($2e$).

Évidemment, les bits marqueurs utilisés par l'algorithme DAVE seront également activés par des cellules isolées déclenchant accidentellement et sans raison physique d'intérêt (*single rate events*). C'est le prix à payer pour disposer d'une meilleure identification des événements de type Bi-Po. La limitation de ce dispositif aux quatre premiers plans de cellules proches du plan source permet de réduire les déclenchements spurieux intempêtes de cellules isolées de la zone considérée. L'estimation du nombre d'événements DAVE fortuits est faite dans le chapitre 5.

La logique implémentée dans l'algorithme APE pour l'association trace retardée-race prompt est présentée en figure 3.21. Pour une trace retardée se déployant dans la partie gauche d'une zone n , en carré mauve sur la figure 3.21a, nous cherchons à l'associer à un électron précédent ayant eu lieu dans la partie droite des zones $n - 1$ ou dans les parties gauche et milieu des zones n . Pour ce type de coïncidence nous cherchons des deux cotés de la feuille source car l'électron peut être émis d'un côté et l'alpha d'un autre. Ceci dépend de l'angle d'émission au moment des désintégrations. Pour une trace se trouvant au milieu

d'une zone n , nous cherchons exclusivement dans cette zone des deux côtés de la feuille source (figure 3.21b). Pour une trace se trouvant à droite d'une zone n , nous cherchons dans les parties milieu et droite de la zone n ainsi que dans la partie gauche de la zone $n + 1$. Au final, la recherche de coïncidence s'effectue sur environ douze rangées de cellules des deux côtés de la feuille source.

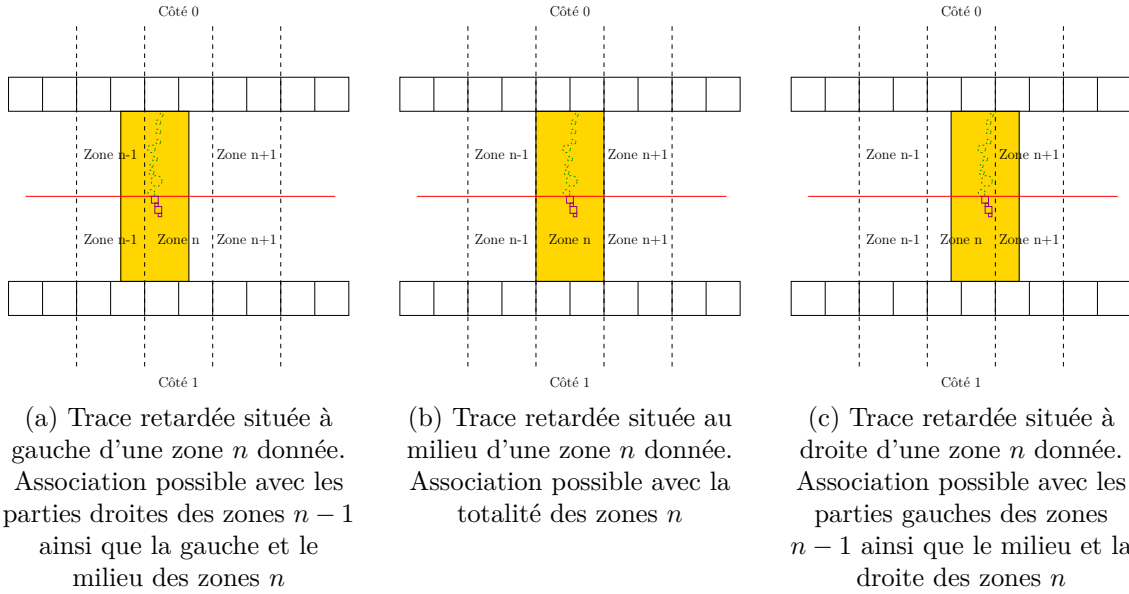
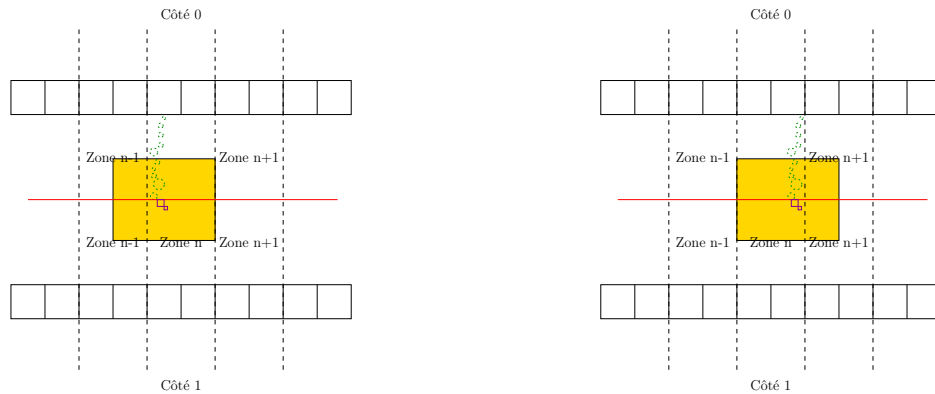


FIGURE 3.21 – Logique d'association trace retardée - trace prompte avec l'algorithme APE. Les traces retardées sont en violet et les traces promptes en vert.

Pour la recherche d'évènement véto à une ou deux cellules proches de la source avec l'algorithme DAVE, la logique d'association est présentée en figure 3.22. Les cellules retardées, en violet, vont activer les bits de *Near Source Zone* si elles se trouvent dans un des quatre premiers plans de la source. C'est seulement grâce à cette information que nous allons faire une recherche d'association. Seuls deux cas sont possibles car il n'y a que deux bits *Near Source Zone*, un pour la partie droite de la zone et l'autre pour la partie gauche.

Pour une zone n donnée, nous allons comparer les bits *Near Source Zone* activés par les cellules retardés à ceux activés par le passage de l'électron prompt gardé en mémoire dans la carte trigger. Si le bit *Near Source* gauche est activé, l'algorithme cherchera si un bit de *Near Source* a été activé par l'électron dans la partie droite des zones $n - 1$ ou dans toutes les zones n des deux côtés de la source. Si le bit *Near Source* droite est activé, l'algorithme cherchera si un bit de *Near Source* a été activé par l'électron dans la partie gauche des zones $n + 1$ ou dans toutes les zones n des deux côtés de la source.



(a) Cellules retardées en violet activant le bit *Near Source* gauche. Association possible avec les bits *Near Source* droits des zones $n - 1$ et gauches et droits des zones n activés par l'électron prompt en vert.

(b) Cellules retardées en violet activant le bit *Near Source* droit. Association possible avec les bits *Near Source* gauches des zones $n + 1$ et gauches et droits des zones n activés par l'électron prompt en vert.

FIGURE 3.22 – Logique d'association cellules retardées - trace prompte avec l'algorithme DAVE. Les cellules retardées sont en violet et les traces promptes en vert.

3.4 Implémentation dans la carte trigger

Afin d'aider à l'implémentation du firmware dans la carte trigger, une modélisation numérique a été effectuée pour concevoir, tester et valider les algorithmes de construction des primitives trigger et de la prise de décision centrale (voir chapitre 4). Cette simulation se veut la plus réaliste possible et les algorithmes appliquant la logique de déclenchement (CARACO, APE et DAVE) sont les mêmes qu'ils soient implémentés dans le firmware des cartes frontales, contrôleur ou trigger ou dans la plateforme logicielle de simulation de l'expérience SuperNEMO. Il demeurent quelques différences d'implémentation dues aux langages utilisées. La simulation logicielle s'appuie par ailleurs sur une émulation des processus en temps réel pour des raisons d'efficacité numérique. Cette simulation, développée dans le cadre de cette thèse, sera présentée en détail au chapitre 4 ainsi que l'environnement logiciel dans lequel elle a été conçue.

L'implémentation du firmware dans la carte trigger a été effectuée au LAL avec le support des électroniciens de la collaboration. Le langage de programmation utilisé pour programmer le FPGA de la carte trigger est le langage Verilog. Un banc de test spécifique a été développé afin de tester et valider le firmware. Il est composé :

- d'une carte trigger ;
- du logiciel Quartus pour la programmation du FPGA ;
- d'un oscilloscope pour visualiser les réponses produites par la carte trigger ;
- d'un environnement de développement CVI³ permettant le dialogue entre la carte trigger et un ordinateur. Cela permet de configurer la carte, lui fournir des données en entrée et de lire les données en sortie.

La carte trigger doit prendre une décision toutes les 1600 ns. Il faut donc que toutes les étapes menant à la prise de décision se fassent en moins de 1600 ns. Pour chaque coup d'horloge, la carte trigger doit effectuer toutes ces étapes :

3. C for Visual Instrumentation

1. Synchronisation du cadencement des informations du calorimètre sur la cadence du trajectographe en créant un *calo summary record* de 35 bits si une décision de déclenchement du calorimètre a lieu pendant une séquence de 64 coups d'horloge à 25 ns ;
2. Récupérer les 2034 bits des primitives du trajectographe pour reconstituer une matrice de réponse correspondant à 2 côtés \times 9 plans \times 113 rangées de cellules ;
3. Construire les projections verticales et horizontales pour chaque fenêtre glissante de chaque zone du trajectographe ;
4. Envoyer ces réponses aux mémoires programmables précalculées pour construire les 20 *tracker record* de 7 bits ;
5. Établir des coïncidences grâce aux algorithmes CARACO, APE et DAVE ;
6. Envoyer la décision aux 6 cartes contrôleur pour initier l'acquisition de données.

Une fois le code de ces étapes implémenté dans le FPGA de la carte trigger, nous avons cherché à tester et vérifier le bon fonctionnement de celles-ci. Dans un premier temps, nous avons testé la partie calorimètre. Étant donné que nous ne disposons pas à ce stade du développement ni des cartes contrôleur, ni des détecteurs (modules optiques ou cellules Geiger), nous avons émulé le comportement des cartes contrôleur ainsi que les signaux produits dans des modules optiques. Nous avons utilisé trois mémoires FIFO⁴ afin de générer des primitives trigger comme si elles étaient issues des trois châssis du calorimètre. Chaque mémoire a une profondeur de 4096 et chaque case de la mémoire représente un mot de 18 bits créé par les cartes contrôles toutes les 25 ns. Cette grande profondeur permet une émulation du temps réel pendant un grand nombre de coups d'horloge. La carte trigger a ainsi construit les *calo records* et les *calo summary records* puis les a écrits dans sa mémoire. Un logiciel dédié permet de lire les données ainsi produites dans la carte et de contrôler le résultat des calculs réalisés par les algorithmes.

La même procédure a été appliquée pour la partie trajectographe. Nous avons utilisé trois FIFO d'entrée émulant les trois châssis du détecteur de traces. Les 1900 bits de primitives trigger issus de chaque châssis sont stockés dans leurs FIFO respectives. La profondeur maximale des FIFO est de 10 coups d'horloge de 1600 ns seulement car la mémoire de la carte trigger est limitée. La matrice, les projections, les résultats intermédiaires ainsi que les *tracker records* produits par la carte trigger sont mis à notre disposition dans une mémoire spécifique afin de procéder à la vérification du résultat des calculs.

Muni de ces deux étages d'émulation, la procédure de validation de l'implémentation de la logique de déclenchement de la carte trigger peut être appliquée. À partir des *calo summary records* resynchronisés à 1600 ns et d'une décision L1 calorimètre, la coïncidence de type CARACO est recherchée en premier lieu dans une fenêtre en temps de 8 μ s. Ensuite, les algorithmes APE et DAVE sont mis en œuvre au sein de la carte si besoin. Si l'une des coïncidences est identifiée, une décision L2 est générée avec un numéro de trigger défini. Cette décision et ce numéro de trigger sont envoyés dès que possible vers les cartes contrôleur.

Une fenêtre L2 est ouverte lors de la première décision L2 et est fermée de manière synchrone à la fin de la fenêtre de coïncidence calorimètre-trajectographe. Cela garantit que les signaux arrivant après l'émission du signal L2, conséquence de la physique de dérive des cellules Geiger, font partie du même événement et ont le même identifiant trigger que les signaux ayant participé à la construction de la décision L2. L'identifiant trigger est incrémenté lors de la première décision et la fenêtre L2 est maintenue. En figure 3.23

4. First In First Out

nous visualisons le déroulement temporel d'un évènement CARACO grâce à l'oscilloscope numérique *Signal Tap* qui est intégré au logiciel Quartus. Une décision L1 calorimètre a lieu et une fenêtre pour la recherche de coïncidence CARACO est ouverte pendant $8 \mu\text{s}$. Dès qu'une coïncidence s'est formée, la décision L2 est générée ainsi qu'une fenêtre associée lançant ainsi l'ordre d'acquisition.



FIGURE 3.23 – Déroulement temporel d'un évènement de type CARACO dans la carte trigger (vue oscilloscope numérique *Signal Tap*).

Un traitement spécifique a lieu afin de garder en mémoire les évènements CARACO enregistré dans la milliseconde précédente. Il est possible de conserver un maximum de dix évènements CARACO dans la carte trigger. Ils sont stockés dans un tampon circulaire d'une profondeur de dix évènements avec chacun un compteur interne de 1 ms. Une fois la milliseconde passée et son compteur remis à zéro, un évènement CARACO est retiré du tampon circulaire et il n'est plus possible de rechercher des évènements retardés en coïncidence avec ce déclenchement CARACO.

Tous les résultats obtenus par la carte trigger ont été comparés avec les résultats obtenus par simulation numérique. Les réponses de la carte trigger et de la simulation se doivent d'être absolument identiques afin de valider le fait que l'implémentation de la logique de déclenchement soit correcte.

3.5 Stratégie d'acquisition des données

Une fois la décision L2 validée dans la carte trigger lors d'un coup d'horloge à 1600 ns, une fenêtre L2 est ouverte. La carte trigger envoie alors le signal L2 ainsi que le numéro de trigger courant aux six cartes contrôleur afin qu'elles donnent l'ordre aux cartes frontales du calorimètre et du trajectographe de transmettre leurs données au système d'acquisition. Les données ayant participé à la décision sont bloquées dans les cartes frontales en attendant ce signal L2.

Pour le calorimètre, toute voie ayant déclenchée en seuil bas ou en seuil haut entre la décision L1 calorimètre et la fin de la fenêtre L2 est conservée dans les données finales. Lorsque la voie se bloque après un passage de seuil bas, elle doit être lue afin d'être libérée. Peu importe si les données sont enregistrées ou non, la mémoire analogique doit être lue pour être vidée. Si une décision L2 arrive les données sont conservées. Sinon l'ordre de libérer la voie et de jeter les données bloquées est donné par un système de surveillance (*watchdog*). Le temps de latence pour vider entièrement une puce SAMLONG est de $125 \mu\text{s}$ [99]. Étant donnée qu'une puce SAMLONG gère deux voies, la voie jumelle de celle qui a déclenché est également incluse dans le processus de numérisation et d'enregistrement, et ce même si celle-ci n'a pas de signal sensible déclenché. Ces données complémentaires des données d'intérêt physique seront utiles pour vérifier l'évolution des modules optiques dans le temps.

Pour le trajectographe, un traitement spécifique doit être mis en place car lors de la première décision, il est possible que les signaux physiques Geiger ne soient pas tous collectés. La fenêtre L2 ouverte dans la carte trigger permet de garantir que tous les signaux anodiques d'un évènement soit marqués avec le même identifiant trigger malgré le

fait que certains signaux peuvent arriver après la première prise de décision. La décision n'est produite que sur le front de montée des signaux anodiques. Les signaux cathodiques arrivent jusqu'à $70 \mu\text{s}$ après cette prise de décision. Pour une voie anodique donnée, deux voies cathodiques lui sont associées. Lors du déclenchement d'une voie anodique il est possible de marquer à l'avance dans la carte frontale les deux voies cathodiques associées qui arriveront plus tard avec le même identifiant trigger. Le temps pour vider les données présentes dans les ASICs FEAST d'une carte frontale du trajectographe dépend du nombre de voies touchées. Le temps minimum est de $14 \mu\text{s}$ et le temps maximum de $155 \mu\text{s}$.

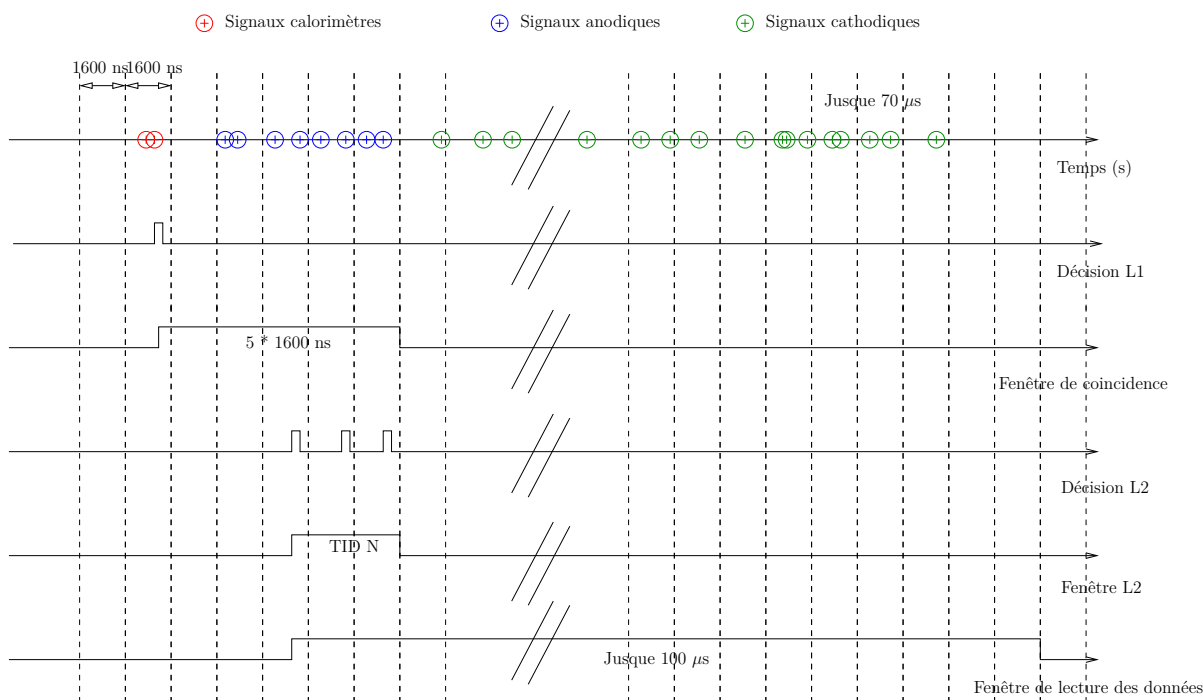


FIGURE 3.24 – Chronogramme pour la prise de décision sur les signaux calorimètres et les signaux anodiques du trajectographe. Une fois la décision L2 actée, une fenêtre d'acquisition se lance pendant $200 \mu\text{s}$ afin de lire toutes les voies ayant déclenchées.

3.6 Tests et validation de l'électronique

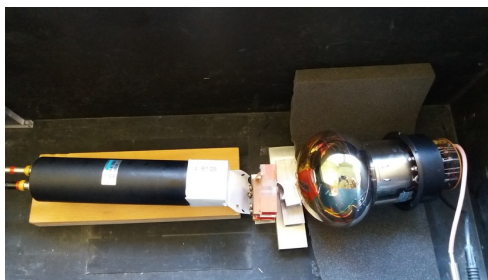
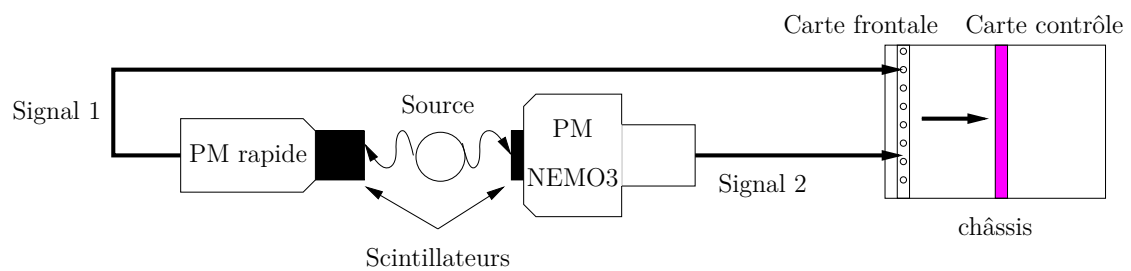
Plusieurs phases de test ont eu lieu au fur et à mesure du développement de l'électronique. Ces tests sont nécessaires pour corriger les erreurs d'implémentation dans le firmware mais aussi éprouver la robustesse du matériel en conditions réelles avec des signaux issus de vrais détecteurs car les tests préliminaires pour l'électronique frontale ont été réalisés avec des générateurs d'impulsion fournissant des signaux idéalisés. Ces différents tests ont eu lieu en 2016 au LPC Caen, en 2017 à Modane sur la moitié du détecteur et en 2018 à Manchester sur un trajectographe prototype de 18 cellules Geiger couplé à deux lames de scintillateur plastique.

3.6.1 Tests des cartes frontales calorimètre au LPC Caen

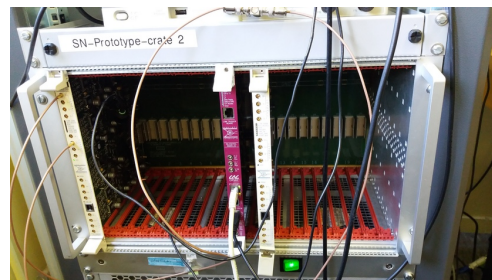
Un banc de test pour les cartes frontales du calorimètre a été mis en place au LPC en décembre 2016 dans le but de :

- générer les primitives trigger et ainsi vérifier le passage des seuils bas et haut sur la base de signaux issus de photomultiplicateurs du même type que ceux utilisés dans l'expérience SuperNEMO ;
- tester la construction de la décision L1 calorimètre ;
- tester la bonne communication entre une carte frontale et une carte contrôleur via le fond de panier d'un châssis ;
- établir une version préliminaire du format de données de sortie ;
- préparer la phase de test suivante prévue à Modane quelques semaines plus tard.

Le dispositif consistait en une source de ^{60}Co placée entre deux scintillateurs couplés à des photomultiplicateurs (photo 3.25a). Une carte frontale placée dans un châssis SuperNEMO récupérait les signaux des deux photomultiplicateurs et était connectée à une carte contrôleur (photo 3.25b). Une première version du firmware pour la production des primitives trigger et la génération de la décision L1 calorimètre ainsi que pour la lecture des données était implantée dans la carte. Avec seulement deux photomultiplicateurs, une décision L1 induisait directement une décision L2 (pas d'étage de décision associé au trajectographe). Lors de ce test nous avons obtenu le premier signal dans une carte frontale du calorimètre issu d'un photomultiplicateur (figure 3.26). Cela nous a permis de valider la partie du firmware générant les primitives trigger et construisant la décision L1 initiant l'acquisition des données.



(a) À gauche un photomultiplicateur couplé avec un cube de scintillateur. Au centre, sur le support en cuivre, la source et à droite un scintillateur très fin couplé avec un photomultiplicateur de NEMO-3.



(b) Un châssis de l'expérience avec deux cartes frontales calorimètre (en blanc) et une carte contrôleur (en magenta)

FIGURE 3.25 – Photographies du matériel utilisé pour le test au LPC.

3.6.2 Test à Modane avec la moitié du détecteur

Le premier test in-situ au laboratoire souterrain a eu lieu en mars 2017. Cette phase de mise en service s'est déroulée sur une moitié du détecteur (côté France) seulement car

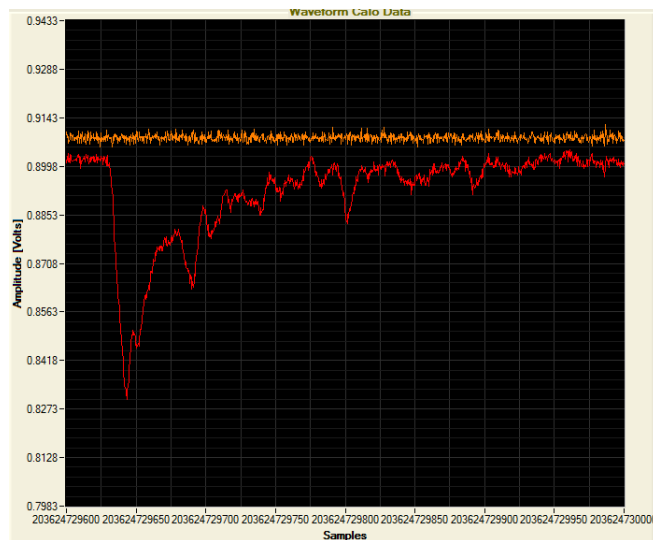


FIGURE 3.26 – Premier signal issu d'un photomultiplicateur obtenu dans une carte frontale calorimètre de SuperNEMO.

l'autre moitié (côté Italie) était en cours de montage. Ce test en conditions réelles avait plusieurs objectifs :

- exploiter pour la première fois les modules optiques du module démonstrateur de SuperNEMO (sans blindage) et ses cellules Geiger en environnement souterrain ;
- tester tous les modules optiques du mur français avec et sans source ponctuelle (de ^{60}Co et de ^{22}Na) ;
- utiliser les 16 voies d'une même carte frontale du calorimètre ;
- tester la partie acquisition de données pour une carte frontale ;
- utiliser une version simplifiée de la logique du trigger dans une carte contrôleur émulant le comportement attendu de la carte trigger ;
- utiliser et configurer un châssis de haute-tension calorimètre ;
- utiliser le système d'injection du gaz du trajectographe ;
- installer un prototype de l'environnement réseau dans le laboratoire souterrain et établir une connexion depuis l'extérieur.

Le nombre de cartes frontales, de haute tension et de câbles étant alors très limité car en cours de production, il n'était possible de brancher au maximum que 12 modules optiques (sur une carte frontale) pour le calorimètre. Afin de gagner en efficacité géométrique, il a été décidé de brancher six modules optiques centraux de deux colonnes plutôt que une colonne entière. Pour le trajectographe, la carte de répartition de la haute tension servant à alimenter 36 cellules Geiger est tombée en panne quelques jours avant le début de la phase de test. Une solution de remplacement a été trouvée dans l'urgence mais seulement une rangée de neuf cellules put être exploitée.

Les premiers tests ont été effectués avec le calorimètre seulement car le trajectographe n'était alors pas exploitable au début de cette phase de test. Des mesures avec et sans source radioactive ont eu lieu afin de tester la réponse des modules optiques. Les sources utilisées étaient de ^{60}Co et de ^{22}Na placées derrière une plaque fermant le détecteur de traces, de manière à disposer d'un flux d'électrons Compton dirigé de la plaque vers le

mur du calorimètre. Une étanchéité à la lumière a du être réalisée afin d'obstruer l'arrière des modules optiques (voir photos 3.27).

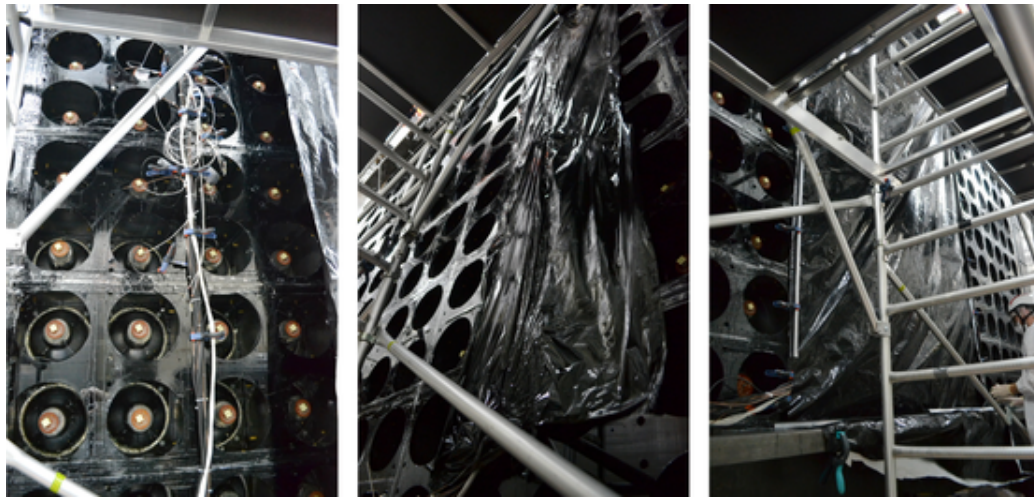


FIGURE 3.27 – Câblage du calorimètre (photo de gauche) et étanchéité à la lumière avec un film noir (photo du milieu) et une grande bâche noire (photo de droite).

Pour le trajectographe, plusieurs problèmes ont empêché de réaliser une prise de données de qualité. Le gaz utilisé pour remplir la chambre à fils n'était pas de l'hélium mais de l'argon car l'étanchéité du détecteur n'était pas garantie. L'hélium est un gaz hautement diffusif aurait alors pu investir l'atmosphère avoisinante du calorimètre et contaminer les photomultiplicateurs par franchissement du verre des ampoules. La collaboration n'a pris aucun risque à ce sujet. Par ailleurs, les seuils en amplitude sur les signaux du trajectographe étaient mal réglés car l'amplitude des signaux produits dans l'argon n'était pas connue. Tous les tests précédemment effectués sur des cellules de la chambre ont été faits avec de l'hélium. Le réglages de seuils arbitraires pendant cette phase n'a pas permis de garantir la bonne collection de l'ensemble de temps (sept *timestamps* au total) constituant les données pour chaque cellule Geiger touchée. De plus, l'argon diffusait mal dans le volume de la chambre à fils et n'atteignait manifestement pas sa partie haute. Le plasma créé s'effondrait avant d'être collecté par la cathode supérieure. Les conditions ont donc été particulièrement mauvaises pour pouvoir exploiter correctement le trajectographe.

Pour le trigger et l'acquisition de données avec l'électronique, nous utilisons donc une carte frontale calorimètre. Celle-ci construisait les primitives trigger si un signal était au dessus du seuil haut. Après transmission des primitives vers la carte contrôleur, celle-ci construisait ou non une décision L1 qui induisait directement une décision L2. Le déclenchement de l'acquisition débutait dès qu'une décision L2 était validée. Une porte de 1 ms était ouverte afin de récupérer tous les signaux issus du calorimètre et du trajectographe. A posteriori, cette porte d'acquisition est apparue trop longue et il pouvait y avoir une superposition de différents événements physique. Nous avons également observé dans les données que la fenêtre dite *post-trig* des ASICs SAMLONG était mal réglée car trop longue pour l'acquisition des signaux du calorimètre. Une partie du signal et donc de la charge était manquante. L'analyse de la forme du signal ainsi que des données issues des cartes frontales ont mis en évidence un certain nombre d'erreurs de calcul (problème d'arrondi numérique) qui ont pu être corrigées.

Cette phase de test au laboratoire souterrain de Modane a été enrichissante et a montré le bon fonctionnement de l'électronique notamment sur la construction des primitives

trigger du calorimètre ainsi que sur la prise de décision et l'acquisition des données. Plusieurs problèmes de paramétrage ont été identifiés. Cela a conduit à des corrections et amélioration du firmware des cartes frontales ainsi qu'à une meilleure compréhension de l'électronique. Malgré les difficultés pour faire fonctionner le trajectographe de manière optimale, il a été possible de collecter quelques événements complets déclenchant non seulement le calorimètre mais également suffisamment de cellules Geiger pour identifier une trace d'électron significative en coïncidence (figure 3.28).

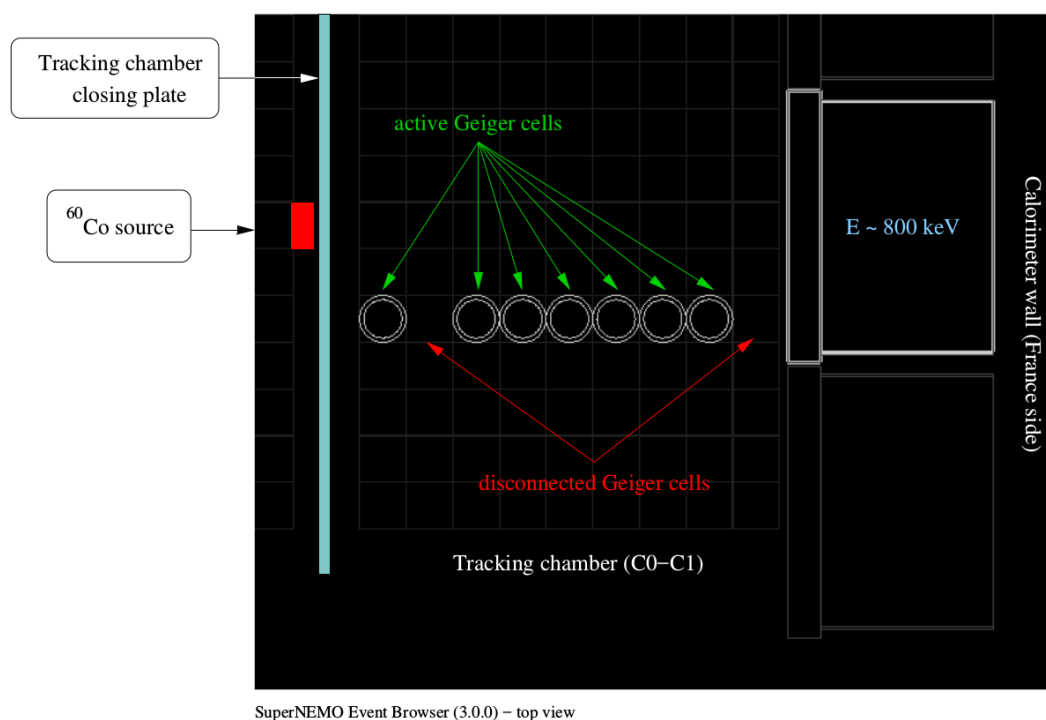


FIGURE 3.28 – Premier événement complet acquis dans le détecteur SuperNEMO. La source de cobalt placée derrière la plaque métallique de fermeture du trajectographe permet d'obtenir, par diffusion Compton, des électrons traversant la chambre à fils. Une trace d'électron est ainsi identifiée et associée à un module optique déclenchant dans le mur du calorimètre (côté France) avec une énergie déposée dans le scintillateur d'environ 800 keV. L'utilisation du gaz argon ne permet pas ici de calibrer le rayon de dérive des avalanches Geiger dans chaque cellule touchée et d'obtenir un ajustement rectiligne cohérent de la trajectoire de la particule.

3.6.3 Test de la carte trigger à Manchester

Cette phase de test a eu lieu en Juin 2018 à l'Université de Manchester. Les buts de ces tests de la chaîne électronique sont multiples :

- tester pour la première fois les parties transmission, réception et prise de décision de la carte trigger avec une chaîne complète de l'électronique ;
- utiliser un châssis trajectographe et un châssis calorimètre avec une carte frontale et une carte contrôleur dans chacun ;
- utiliser les muons cosmiques pour faire de l'acquisition de données après une prise de décision calorimètre + trajectographe avec des détecteurs.

Pour la partie calorimètre, deux barres de scintillateur couplées à des photomultiplicateurs ont été utilisés. Pour la partie trajectographe, un prototype de 18 cellules Geiger

présent à Manchester était disponible. Les cellules utilisées sont les mêmes que pour SuperNEMO. Pour l'électronique, nous disposons de deux châssis. Le premier châssis, dédié pour le calorimètre, contenait la carte contrôle calorimètre ainsi que deux cartes frontales. Le second châssis, dédié au trajectographe, contenait la carte contrôleur trajectographe et une carte frontale. Les deux cartes contrôleurs étaient branchés sur la carte trigger au moyen d'un réseau Ethernet.

Les premiers tests ont consisté à générer une décision calorimètre sur la base d'une multiplicité égale à un ou deux photomultiplicateurs touchés. La dynamique des photomultiplicateurs utilisés étaient proche de celle de SuperNEMO. Nous avons pu facilement obtenir un signal calorimètre dans la carte frontale. Les primitives trigger calorimètre créées remontaient ensuite de la carte frontale vers la carte contrôleur puis vers la carte trigger. Des acquisitions de données en calorimètre seuls ont été effectués validant ainsi le bon fonctionnement de la chaîne calorimètre. Au vu de la surface des lames de scintillateur, le taux attendu de muons était de l'ordre de 5 Hz. En décision calorimètre avec un seul scintillateur touché et un seuil à 50 mV, le taux obtenu expérimentalement était d'environ 3 Hz. En plaçant les deux lames de scintillateur l'un au-dessus de l'autre et en fixant la multiplicité égale à 2, le taux obtenu était inférieur à 1 Hz.

Une fois le volume de la chambre remplie de gaz (hélium), les cellules branchées et mises sous tension, les deux barres de scintillateur ont été placées respectivement au-dessus et en-dessous du prototype de 18 cellules pour la recherche de coïncidences calorimètre-trajectographe. Un schéma et une photo du dispositif expérimental sont visibles en figure 3.29.

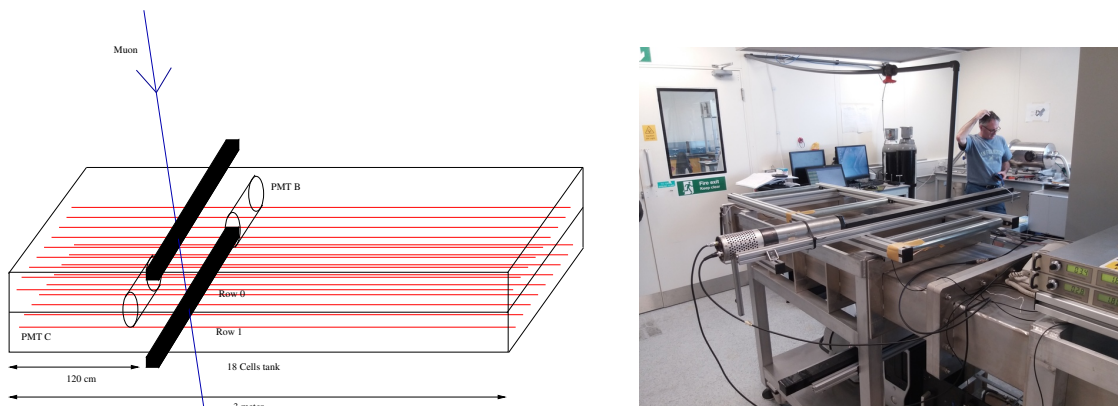


FIGURE 3.29 – Schéma (à gauche) et photographie (à droite) du dispositif utilisé à Manchester.

Des décisions L2 CARACO ont pu être générées avec un seuil de multiplicité en calorimètre égal à un ou deux. Le fait de demander explicitement deux calorimètres garantit qu'un muon a bien traversé la chambre mais le nombre d'événements était très faible (taux $< 0,1$ Hz) à cause de la surface réduite des barres de scintillateur. Une fois la décision L1 calorimètre validée, la fenêtre de coïncidence s'ouvrait pendant $8 \mu\text{s}$. Les algorithmes pour la recherche de traces préparés en amont et implémentés dans la carte trigger ont fonctionné directement avec les détecteurs. Cela valide le fait que les primitives trigger pour la partie trajectographe ont bien été générées et qu'elles sont cohérentes car la carte trigger a pu valider le fait qu'un agrégat de cellules spatialement proches ont déclenchées au même moment. Une fois la décision prise, la carte trigger envoyait ce signal L2 aux cartes contrôleurs puis aux cartes frontales pour l'acquisition de données. La stratégie d'acquisition consistait à venir vider les puces des cartes frontales ayant déclenchées puis prendre tous

les registres trajectographes jusqu'à $100 \mu s$ après la décision L2. Pour chaque cellule du trajectographe, seule la voie anodique et une des deux voies cathodiques étaient branchées sur la carte frontale. L'acquisition du registre pour le temps t_6 associé à une des cathodes n'a donc jamais été effectuée mais l'acquisition des cinq autres temps a été possible. Une erreur dans le firmware a été découverte concernant l'acquisition de données dans les cartes frontales calorimètre. En mode L2, la carte frontale envoyait ses données à l'acquisition dès qu'elle avait une décision L1. En conséquence, nous avons des événements calorimètres seuls alors qu'une coïncidence calorimètre trajectographe était explicitement demandée. Un exemple d'évènement obtenu avec deux photomultiplicateurs touchés et suffisamment de cellules Geiger pour valider une décision L2 est présenté en figure 3.30.

Le bilan de cette phase de test à Manchester est très positif car nous avons pu tester et valider la quasi-totalité de la chaîne électronique. Le prototype de 18 cellules a permis de montrer que les primitives trigger du trajectographe étaient bien générés dans les cartes frontales. Deux châssis ont été utilisés avec chacun une carte contrôleur spécifique pour le calorimètre et le trajectographe. C'était aussi la première mise en service de la carte trigger avec de vrais détecteurs en condition de fonctionnement en temps réel. Des erreurs dans le firmware des cartes frontales ont été trouvées et corrigées.

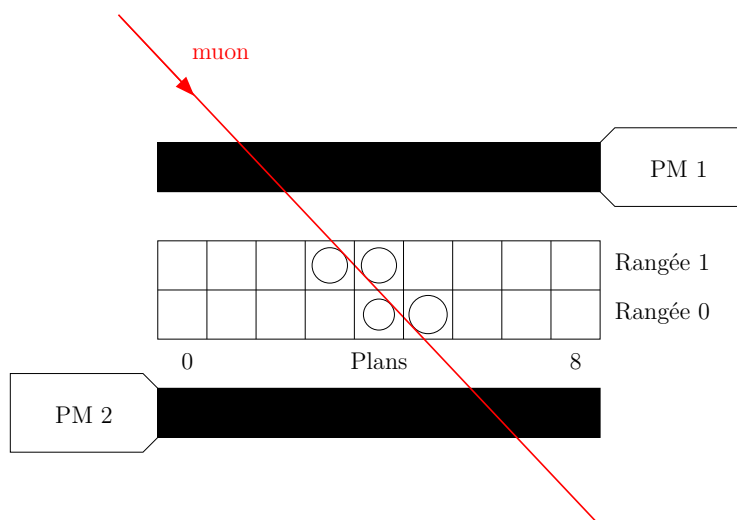


FIGURE 3.30 – Vue de face d'un évènement obtenu avec le dispositif de Manchester après une décision CARACO (calorimètre + trajectographe). Au moins un des deux calorimètres a déclenché et au moins 3 plans de cellules (en projection) ont été touchés.

Conclusion

Ces différentes phases de test nous ont permis de valider les stratégies de prise de décision et d'acquisition des données. Le firmware implémenté dans les cartes est lui aussi validé de par le bon fonctionnement avéré de la chaîne électronique. La génération et la remontée des primitives trigger des cartes frontales aux cartes contrôleurs puis à la carte trigger permettent la réalisation de coïncidences calorimètre-trajectographe grâce aux algorithmes présents dans le firmware de la carte trigger. Ces coïncidences sont cohérentes en temps et en espace. Avant l'intégration finale in-situ, d'autres tests avec des injecteurs de signaux dans les cartes électroniques frontales devront avoir lieu afin de vérifier que chaque voie génère à la bonne position sa primitive trigger associée. Cela permettra également de tester en profondeur les algorithmes de prise de décision en parcourant chacune des

20 zones fictives du trigger. Toutes ces phases de tests sont nécessaires afin de garantir une bonne intégration lors de l'installation finale au Laboratoire Souterrain de Modane. Le début de l'intégration électronique se fera en septembre 2018.

Chapitre 4

Développement logiciel et modélisation : Falaise

L’environnement logiciel de la collaboration SuperNEMO pour la simulation et le traitement des données est nommé Falaise. Falaise est opérationnel depuis plusieurs années et s’inscrit dans la continuité des outils logiciels développés dans le langage C++ pour l’expérience NEMO-3 puis pour la R&D SuperNEMO entre 2005 et 2012. Il a été essentiellement conçu et développé par le groupe du LPC Caen avec des contributions significatives notamment du LAL à Orsay.

Cette suite logicielle permet la génération des données de simulation, le traitement des données Monte-Carlo ainsi que celles issues du détecteur. Des algorithmes spécifiques de simulation, de calibration et de reconstruction permettent de réaliser une analyse complète de différents jeu de données.

Ce chapitre présente cet environnement logiciel basé sur les outils développés au sein de la collaboration. Les principales phases de traitement des données de Falaise seront présentées et plus particulièrement les fonctionnalités développées durant cette thèse :

- Le système de déclenchement de l’électronique a été entièrement implémenté de manière logicielle afin d’en explorer les principes et de pouvoir les valider par une approche Monte-Carlo ;
- La mise au point du format des données issues de l’électronique a permis de proposer à la collaboration un modèle pour les données réelles telles que produites par le système d’acquisition de l’expérience. Une stratégie préliminaire de construction des événements a été mise en place pour les différentes phases de tests et servira pour la stratégie finale.

4.1 Environnement logiciel

L’ensemble de l’environnement logiciel de la collaboration s’appuie sur des bibliothèques existantes développées et validées par la communauté scientifique. Des bibliothèques logicielles éprouvées telles que Boost, Geant4 [100], ROOT [101] ou encore la *GNU Scientific Library* (GSL) sont utilisées par la collaboration SuperNEMO. La chaîne logicielle respecte les contraintes suivantes :

- Portabilité sur postes de travail typiques (Linux, macOS) et fermes de calcul (CCIN2P3) ;
- Modularité et confinement des fonctionnalités ;
- Utilisation de techniques et langages de programmation modernes (Programmation Orientée Objet (POO), C++ standard...);

- Utilisation d'outils de gestion : versionnage (Git), hébergement et développement collaboratif (GitHub, GitLab)... ;
- Utilisation et publication de bibliothèques sous licence libre (*Open source*) ;
- Unification des modèles de données, outils d'entrée-sortie, gestion et formats des configurations.

4.1.1 Cadfael

Afin de garantir la compatibilité de l'ensemble des logiciels et fournir un environnement de développement commun à la collaboration, un agrégateur de logiciel a été créé : Cadfael [102].

Cadfael se base sur le gestionnaire de paquets Linuxbrew et permet l'installation quasi-automatisée avec contrôle des dépendances des logiciels tels que : Boost, CLHEP [103], Doxygen, Geant4, GSL, ROOT, Qt, Ninja...

4.1.2 Collections de bibliothèques génériques : Bayeux

Bayeux [104] a été initialement développé dans le cadre de l'expérience NEMO-3 et pour la R&D de SuperNEMO. Bayeux fournit des outils génériques pour : la gestion et le traitement de données, la modélisation de géométries, le calcul et la simulation pour des expériences de physique nucléaire et des particules. C'est la pierre angulaire de l'environnement de développement de la collaboration SuperNEMO. En plus de fournir des interfaces simplifiées pour l'utilisation de bibliothèques telles que Geant4, la GSL ou CLHEP, des outils spécifiques de description de géométrie ou de traitement des données ont été développés. Bayeux se veut le plus générique possible tout en utilisant des outils éprouvés par la communauté scientifique. Cette bibliothèque est écrite en C++. Elle est composée de plusieurs sous-bibliothèques thématiques :

- *datatools*, *brio* et *cuts* : Modèle de données et sérialisation. Gestion des flux d'entrée et de sortie. Systèmes de services, gestion des configurations et de leurs variantes. Système de sélection arbitraire sur les données ;
- *mygsl* : Bibliothèque C++ encapsulant la GSL ;
- *geomtools* : Outil générique, indépendant, de modélisation et visualisation de la géométrie. La bibliothèque *geomtools* propose une collection de formes simples, de formes complexes ainsi qu'une interface de lecture de fichiers au format STL (STereo Lithography) produits par l'environnement logiciel CATIA. Cet utilitaire génère des fichiers GDML utilisable directement par Geant4 et ROOT. Les objets géométriques sont décrits via des fichiers de description textuels. Un langage descriptif particulier est interprété par Bayeux pour la création et le placement de formes géométriques sans que l'utilisateur n'écrive une seule ligne de code C++. La figure 4.1 montre un exemple de géométrie réalisable avec l'outil *geomtools* de Bayeux. La visualisation de gauche est celle inclut dans Bayeux se basant sur GNUplot. Celle de droite est issue de ROOT après importation de la géométrie au format GDML ;
- *emfield* : Modélisation de champs électromagnétiques ;
- *materials* : Description des isotopes, des éléments et des matériaux des objets définis dans *geomtools*. La composition chimique, la densité ou l'état physique des objets sont décrits dans des fichiers ASCII afin d'être pris en compte lors de la propagation de particules dans le dispositif virtuel. À chaque élément de géométrie du détecteur, un matériau peut être associé. De nouveaux matériaux composites peuvent facilement être créés en fonction des besoins ;

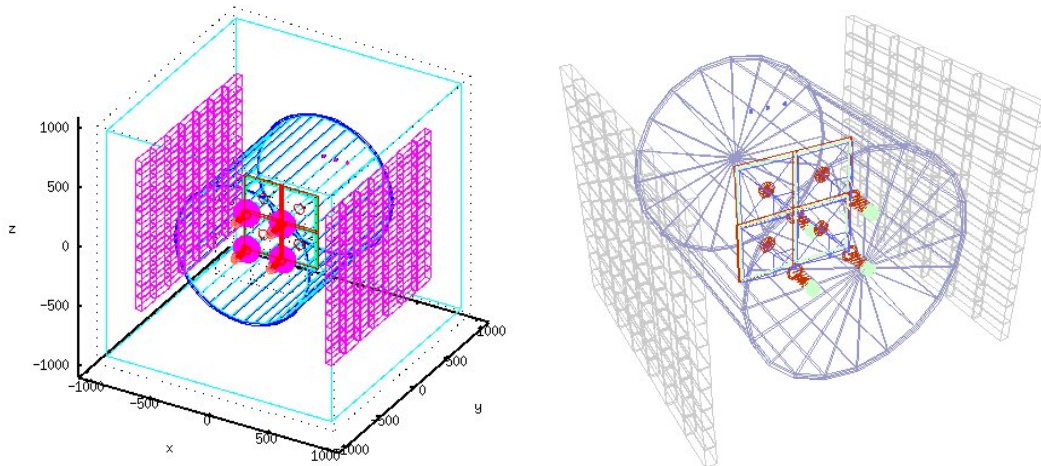


FIGURE 4.1 – Exemple d’une géométrie réalisable dans Bayeux avec une visualisation GNUplot à gauche et ROOT à droite.

- *genvtx* : Gère la génération aléatoire des vertex de désintégration pour la simulation. Pour chaque volume géométrique considéré comme source de désintégration radioactive, la bibliothèque calcule et génère des distributions de vertex aléatoires en volume ou en surface de l’élément considéré en tenant compte de la fonction de répartition désirée. Le positionnement et la génération de ces vertex est nécessaire avant le lancement d’une simulation pour savoir d’où proviennent les événements primaires.
- *genbb* : Bibliothèque pour la génération de la cinématique initiale des processus de décroissances nucléaires dont les doubles désintégrations bêta. Cet utilitaire est la version C++ de l’outil Fortran Decay0/GenBB développé par V.TRETYAK [105] et utilisé depuis plus de 20 ans par la communauté scientifique spécialiste de la recherche en matière noire et double désintégration bêta ;
- *mctools* : Utilitaire facilitant la production de simulation Monte-Carlo disposant d’une interface Geant4. *mctools* dépend des utilitaires : *geomtools*, *mygsl*, *genvtx*, *genbb* et *datatools*. *mctools* prépare une simulation avec des fichiers de configuration dans le style de Bayeux. La liste des processus physiques utilisés sont décrits puis la gestion de la propagation et des interactions des particules sont confiées à Geant4. Les données en sortie de simulation peuvent être traitées indépendamment du moteur Geant4 ;
- *dpp* : Bibliothèque fournissant des outils de base pour la chaîne de traitement des données. Le traitement d’une donnée par un algorithme peut être formalisé comme suit : une donnée d’entrée est modifiée par un processus configurable contenu dans un *module* afin de produire une donnée de sortie. Le schéma 4.2 représente cette chaîne de traitement élémentaire. Cette bibliothèque permet d’organiser la succession de modules dans une chaîne globale de traitement des données d’une expérience. Chaque utilisateur peut proposer/modifier un module à condition de respecter les interfaces en terme de configuration et de données d’entrée et de sortie.

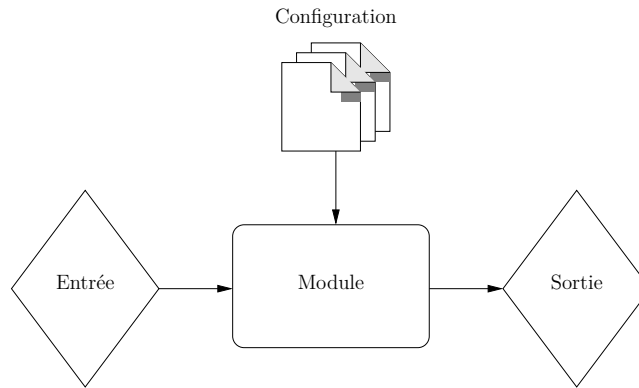


FIGURE 4.2 – Chaîne de traitement la plus simple avec une entrée, un module, sa configuration et une sortie.

4.2 Falaise : chaîne de traitement spécifique à SuperNEMO

Falaise [106] fournit un environnement pour :

- la simulation (*flsimulate*) : de la génération des décroissances radioactives à la numérisation des signaux virtuels issus de l'électronique en passant par la propagation des particules dans la géométrie modélisée du démonstrateur ;
- le traitement des données réelles : de l'organisation des données exprimées en terme d'évènement à la calibration, la reconstruction à l'identification pour l'analyse physique ;

Cette bibliothèque est écrite en C++ et utilise les concepts génériques de Bayeux en les spécialisant éventuellement pour tenir compte des spécificités de l'expérience.

4.2.1 Description de la chaîne

La chaîne de traitement des données est décomposée en cinq phases principales présentées en figure 4.3. Ces phases sont : la production des données réelles (zone verte) ou de simulation (zone bleue), le post-traitement et l'unification du format des données (zone orange), la calibration et la reconstruction (zone rose) et enfin l'analyse des données (zone jaune).

Une donnée issue de la simulation du démonstrateur ou du détecteur sera traitée par une succession de modules spécifiques à SuperNEMO basée sur le principe présenté en section précédente. Une succession de modules (algorithmes) constituera notre chaîne logicielle. Les mêmes algorithmes de calibration, reconstruction et analyse seront utilisés indépendamment du fait que la donnée provienne de la simulation ou du détecteur. Cela permet d'éviter certains biais et garantit que le traitement des données de simulation ou des données réelles est équivalent. Des banques de données particulières et spécialisées seront remplies après chaque module de traitement. Les fonctionnalités des modules et des algorithmes qu'ils renferment s'appuient potentiellement sur une liste de *services* spécifiques à SuperNEMO comme la description de la géométrie, de l'électronique, l'accès à une base de données. . .

4.2.1.1 Production des données réelles

Les données issues du détecteur sont envoyées en flux continu par l'acquisition sur des disques de stockage et sont indépendantes car provenant de plusieurs cartes électro-

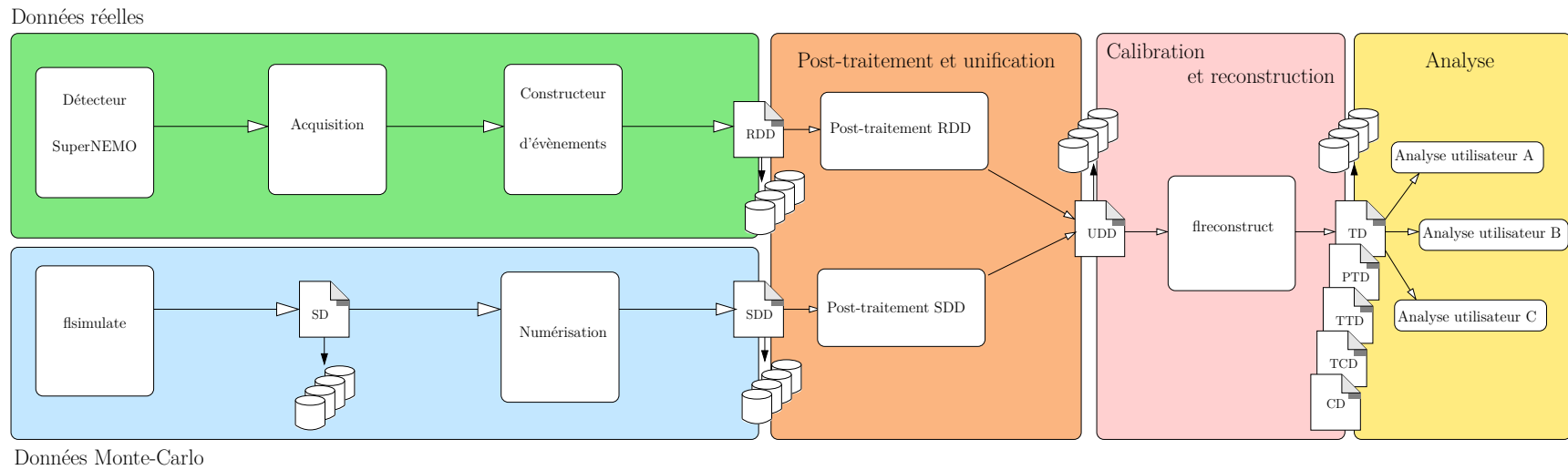


FIGURE 4.3 – Falaise : chaîne de traitement pour les données de simulation et issues du détecteur. Le flux de production des données de cette chaîne de traitement se lit de la gauche vers la droite, c'est à dire de la production de la donnée vers l'analyse finale en passant par la calibration et la reconstruction.

niques différentes. La première étape de traitement est la reconstruction des événements physiques qui sont à l'origine de la production des données réelles. Les événements sont reconstruits sur la base du numéro de *trigger* contenu dans chacune des données ainsi que sur le marquage en temps de chaque signal. Après cette étape de reconstruction, le format des données est adapté afin d'assurer la compatibilité avec l'environnement logiciel de la collaboration : Falaise. Les données issues de l'acquisition après reconstruction des événements forment la banque *Raw Digitized Data* (RDD) Le format des données réelles en sortie d'acquisition et la stratégie de construction des événements sont détaillés en section 4.2.2.

4.2.1.2 Production des données Monte-Carlo

L'objectif principal de la simulation pour SuperNEMO est de déterminer l'efficacité d'un processus physique dans un canal d'expression permettant l'identification de certaines particules et la mesure de certaines de leurs caractéristiques (temps de vol, énergie...). Pour cela, les outils de simulation modélisent les décroissances radioactives et la propagation des particules primaires émises dans une géométrie virtuelle aussi proche que possible du dispositif réel.

Par exemple, la décroissance $\beta\beta 2\nu$ s'exprime dans le canal à deux électrons ($2e$) issus de la feuille source dont la somme en énergie est comprise dans une plage typique de 0 à $Q_{\beta\beta}$ avec une certaine efficacité de détection. La quantité d'événements N de ce type mesurée avec le démonstrateur, corrigée de l'efficacité du canal à deux électrons, permettra d'obtenir le nombre de décroissances de l'isotope en question durant le temps d'observation des N événements. Naturellement, la justesse des résultats de simulation dépend des paramètres de la simulation : processus physiques pris en compte, détail de la géométrie du détecteur, production des signaux analogiques, conditions réelles de prise de données. . .

La simulation doit être la plus réaliste possible mais elle ne reste qu'une approximation de la réalité. Tous les processus physiques ne peuvent pas être modélisés pour chaque événement. Par exemple, la création et le transport des plasmas dans les cellules Geiger ou alors la production de tous les photons de scintillation dans les blocs de scintillateur ne peuvent être gérés dans la simulation de manière efficace. Le temps et la puissance de calcul nécessaires seraient trop importants. Des modèles effectifs sont donc utilisés.

Sur la base de la cinématique de la décroissance radioactive recherchée, les particules sont propagées au travers de la géométrie modélisée du dispositif. Les éléments de détection permettant de récupérer un signal sont définis comme étant des volumes sensibles¹. Dans le cas de SuperNEMO, les volumes sensibles sont les blocs de scintillateurs pour le calorimètre et les cellules Geiger pour le trajectographe. L'interaction d'une particule incidente se traduit par la création d'un dépôt d'énergie discret (un *hit*) dans les volumes sensibles. Au sens Geant4 du terme, un hit est une structure de données contenant par exemple et typiquement le temps de l'interaction, la valeur d'énergie déposée dans le matériau ainsi que les coordonnées tridimensionnelles d'un volume hébergeant cette interaction.

Dans le cas du calorimètre, le dépôt d'énergie est réparti dans un ou plusieurs hits contenus dans un ou plusieurs scintillateurs plastiques. Dans un même module optique, les hits proches spatio-temporellement sont regroupés dans un hit unique. La figure 4.4 présente le cas d'un photon faisant trois diffusions Compton successives dans un bloc de scintillateur puis un effet photoélectrique dans un second. Les deux premières interactions étant assez proches en temps et en espace, seul un hit est créé (hit 1). Les hits 2 et 3 sont

1. Nous utilisons le terme de *sensitive detector* tel que proposé dans la bibliothèque Geant4

générés et enregistrés indépendamment avec leur dépôt en énergie, leur position et leur temps d'interaction.

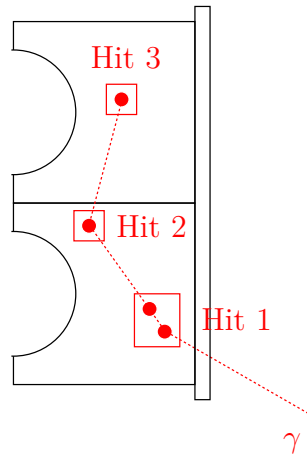


FIGURE 4.4 – Hits calorimètres issus de la simulation. Deux hits sont groupés lorsqu'ils sont proches en temps (< 1 ns) et en espace (< 1 cm).

Dans le cas du trajectographe, tous les électrons de dérive liés à l'interaction primaire ne sont pas générés afin d'économiser de la puissance de calcul. Une méthode effective a été développée afin de modéliser l'interaction dans une cellule Geiger. Lors du passage d'une particule chargée dans le volume sensible de la cellule, des pas aléatoires sont générés le long de la trajectoire de la particule. Chaque pas ayant une distance r par rapport à l'anode centrale, seul celui ayant le rayon le plus proche est conservé et constituera le hit de référence pour cette cellule Geiger traversée par la particule chargée (voir figure 4.5).

À la suite de l'interaction des particules initiales, les collections de hits du calorimètre et du trajectographe sont sauvegardées dans une banque de donnée appelée *Simulated Data (SD)*. À ce stade de la simulation, un évènement à deux électrons issu d'une double désintégration bêta sans émission de neutrinos se traduit par exemple par deux hits calorimètres et N hits trajectographes. Par la suite, une succession d'algorithmes est appliquée aux collections de hits afin de reproduire la réponse analogique des détecteurs, les effets de la résolution en énergie, la numérisation des signaux au sein de l'électronique et autres conditions réelles de prise de mesure. Cette modélisation étant une partie importante de ce travail de thèse, elle sera décrite en détail dans la section 4.2.3. À la fin de cette phase, une banque de donnée appelée *Simulated Digitized Data (SDD)* est remplie par des données numérisées calorimètre et trajectographe issues de la simulation Monte-Carlo.

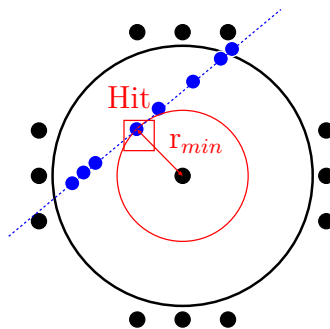


FIGURE 4.5 – Plusieurs pas sont simulés le long de la trajectoire de la particule incidence (points bleus). Le pas ayant la distance minimum à l'anode constitue le hit trajectographe.

4.2.1.3 Post-traitement et unification du format des données numérisées

Que les données proviennent de la simulation ou du détecteur, les formats des données sont définis dans la librairie Falaise. Toutefois, les banques de données SDD (*Simulated Digitized Data*) et RDD (*Raw Digitized Data*) sont différentes. Tandis que les données SDD sont idéalisées, au sens que les données ne sont pas dégradées par les conditions réelles (photomultiplicateur ou cellule Geiger hors service, bruitée...), les RDD enregistrent des informations spécifiques de l'électronique.

Afin d'appliquer un traitement similaire aux données 'réelles' et aux données de simulation, il est nécessaire de définir un format commun : UDD pour *Unified Digitized Data*. Les données réelles et les données issues de la simulation seront alors identiques du point de vue du format des données après application de filtres et de transformations adéquats.

4.2.1.4 Calibration, reconstruction et identification

Les étapes de calibration et de reconstruction de la trajectoire des particules dans le détecteur sont essentielles afin d'identifier les processus physiques à l'origine des signaux enregistrés. Indépendamment de leur origine, les données unifiées UDD seront traitées par les mêmes algorithmes contenus dans les modules suivant : calibration, reconstruction, identification. Cette approche permet une classification en topologie ou canaux d'analyse ainsi que l'application de procédures statistiques spécifiques.

Les étapes de calibration et de reconstruction de la trajectoire des particules dans le détecteur sont essentielles afin d'identifier les processus physiques à l'origine des signaux enregistrés. Indépendamment de leur origine, les données unifiées UDD seront traitées par les mêmes algorithmes contenus dans les modules suivant : calibration, reconstruction, identification.

Module de calibration

Périodiquement, des sources de ^{207}Bi seront introduites dans le détecteur afin d'effectuer la calibration en énergie des modules optiques. De plus, le système d'injection de lumière utilisant des LED permet de suivre le gain de chaque photomultiplicateur du dispositif quotidiennement. Ponctuellement, des sources de ^{60}Ca seront utilisées afin d'effectuer une calibration en temps des modules optiques.

De même, les relations reliant les temps anodiques et cathodiques aux rayons de tangence et les positions longitudinales des particules chargées traversant la chambre à fils sont définies à l'aide de ces calibrations. L'ensemble des paramètres seront appliqués aux données réelles et simulées au moyen d'un algorithme dédié.

Modules de reconstruction des trajectoires des particules

Ce module applique successivement plusieurs algorithmes afin de reconstruire et formaliser les trajectoires des particules chargées (électron ou alpha) ainsi que des photons gamma. Pour les particules chargées :

- Un premier algorithme permet d'associer et de grouper des ensembles de cellules Geiger cohérentes dans l'espace et dans le temps ;
- Dans un second temps, une équation de droite ou d'hélice (en fonction de la nature de la particule et du champ magnétique appliqué) est ajustée à partir des rayons de tangence et des position de chaque hit Geiger.

Pour les photons gamma, seules les données issues du calorimètre sont disponibles. Sur la base des différents temps de vol et des positions des modules optiques déclenchés, l'algorithme propose un scénario de reconstruction des trajectoires des photons.

Module d'identification des particules

Ce dernier module, développé par S.CALVEZ [79], permet l'identification de la nature des particules reconstruites grâce aux modules précédents sur la base de modèles définis par l'utilisateur.

4.2.1.5 Analyse des données

Le principe de l'analyse des données de SuperNEMO consiste à identifier et quantifier les processus à l'origine des particules reconnues dans le démonstrateur. Par exemple, un événement présentant un électron et trois photons gamma ($1e^-3\gamma$) pour une énergie totale supérieure à 3 MeV signe préférentiellement la décroissance du ^{208}Tl . Une fois l'activité en ^{208}Tl mesurée par l'analyse des topologies ($1e3g$), l'étape suivante consiste à estimer la contribution du ^{208}Tl dans le canal à deux électrons pour une énergie totale à $Q_{\beta\beta}$ signant la $\beta\beta0\nu$. La même approche peut être appliquée dans le cas du ^{214}Bi pour lequel le canal d'expression le plus favorable comporte l'identification d'un électron accompagné d'un alpha retardé ($1e^-1\alpha$).

L'objectif de l'analyse est de trouver le ou les canaux d'expression les plus pertinents pour isoler statistiquement la contribution de chaque bruit de fond potentiel afin d'en construire un modèle complet (nature, activité, localisation). La contribution de chacun des bruits de fond (radioactivité naturelle, $\beta\beta2\nu$...) dans le canal d'intérêt deux électrons pour la recherche du processus $\beta\beta0\nu$ est alors estimée grâce à ce modèle.

4.2.2 Traitement des données réelles

Un module spécifique pour le traitement des données produites par le détecteur a été développé. Ce module permet de :

- lire les données issues des cartes d'électroniques ;
- organiser les données en terme d'évènements (*Event Builder*) ;
- numéroter les évènements ;
- proposer un format de données compatible avec la bibliothèque Falaise ;

Le schéma 4.6 montre la production et le traitement des données réelles ainsi que la construction des évènements menant à la création et au remplissage de la banque *Raw Digitized Data*.

Format et traitement des données réelles

Le format final des données réelles est fixé en partie par les besoins de la collaboration mais aussi par l'électronique utilisée et notamment les cartes frontales. Pour les modules optiques, il a été décidé de garder la forme du signal en l'échantillonnant ainsi que d'autres données calculées en ligne par la carte frontale. Pour le trajectographe, sept temps caractéristiques des signaux Geiger sont numérisés et sauvegardés lorsqu'une cellule Geiger déclenche.

Les cartes frontales du calorimètre permettent une numérisation des signaux analogiques créés par les photomultiplicateurs à une fréquence d'échantillonnage de 2,56 GHz

Données réelles

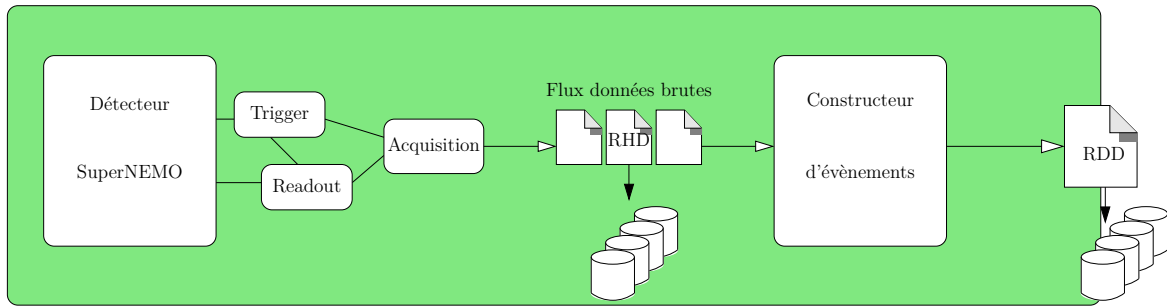


FIGURE 4.6 – Chaîne de traitement pour les données réelles issues du démonstrateur SuperNEMO. Le flux continu de données est envoyé vers le constructeur d'événements qui remplit la banque RDD.

sur 1024 points encodés sur 12 bits pour une durée totale de 400 ns. La forme du signal peut être entièrement enregistrée afin de non seulement procéder hors ligne à une analyse de forme et une extraction d'observables (charge, amplitude...) mais aussi de pouvoir contrôler les réponses des photomultiplicateurs au cours du temps et identifier ainsi un vieillissement possible du calorimètre. Des métadonnées supplémentaires calculées par les SAMLONG sont également sauvegardées (ligne de base, charge...).

Pour le trajectographe, les puces FEAST des cartes frontales marquent en temps les franchissements de seuils des signaux anodiques et cathodiques dérivés. Ces temps sont encodés sur 48 bits pour une résolution de 12,5 ns.

Des renseignements supplémentaires (type de détecteur touché (calorimètre ou trajectographe), numéro de trigger, numéro de la voie...) sont ajoutés lors de l'acquisition pour chaque hit. Le détail de la structure des données réelles obtenues en sortie des cartes frontales est présenté en annexe A. Notons qu'au sein d'un événement, le temps est défini de manière relative au temps du premier signal calorimètre enregistré qui constitue ainsi la référence temporelle d'un événement.

Construction des événements

Les données réelles issues de l'électronique d'acquisition ne sont pas organisées en événement ni même triées en temps. L'association des données issues du calorimètre et du trajectographe est effectuée par le module *Event Builder* sur la base du numéro de déclenchement commun (identifiant trigger) fourni par la carte trigger lors de la prise de décision L2. De plus la dispersion temporelle des données (hits) d'un même événement est limitée à 100 μ s.

Une première version du constructeur d'évènement a été développée pour la phase de test au laboratoire Souterrain de Modane en février 2017. Seul le mode CARACO était utilisé. Les stratégies présentées sont implémentées en partie dans Falaise et seront finalisées avec les premières données de mise en route du démonstrateur.

L'évènement présenté en figure 4.7 est un événement de coïncidence calorimètre trajectographe CARACO. Dans les données, un calorimètre marque le début de l'évènement et la fenêtre L1 s'ouvre. Une fois la coïncidence et la décision L2 du trigger validées, un numéro de trigger unique marque l'évènement. Ensuite, une fenêtre d'acquisition de 100 μ s s'ouvre et toutes les données ayant lieu dans celle-ci seront associées dans le même évènement même lorsqu'elles n'ont pas participé au trigger.

L'évènement présenté en figure 4.8 possède deux événements : un avec une coïncidence

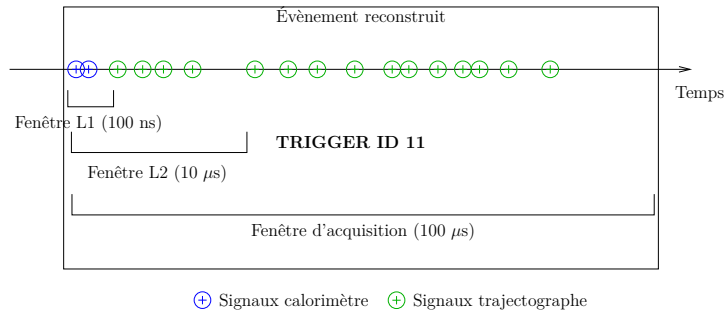


FIGURE 4.7 – Stratégie de construction d’un évènement prompt CARACO.

calorimètre–trajectographe prompt (mode de trigger CARACO) suivi d’un évènement retardé trajectographe seul (mode de trigger APE). D’un point de vue trigger et acquisition, ils sont indépendants. Pour chaque évènement, la carte trigger envoie à l’acquisition une structure de donnée reflétant l’état des primitives trigger à l’instant de la prise de décision. Dans le cas d’un évènement retardé, une référence vers le numéro de trigger de l’évènement CARACO prompt est gardée. Grâce à la lecture des données de la carte trigger ainsi que des cartes frontales calorimètre et trajectographe, le constructeur d’évènement peut alors regrouper les deux évènements prompt–retardé provenant de deux déclenchements et acquisition distincts.

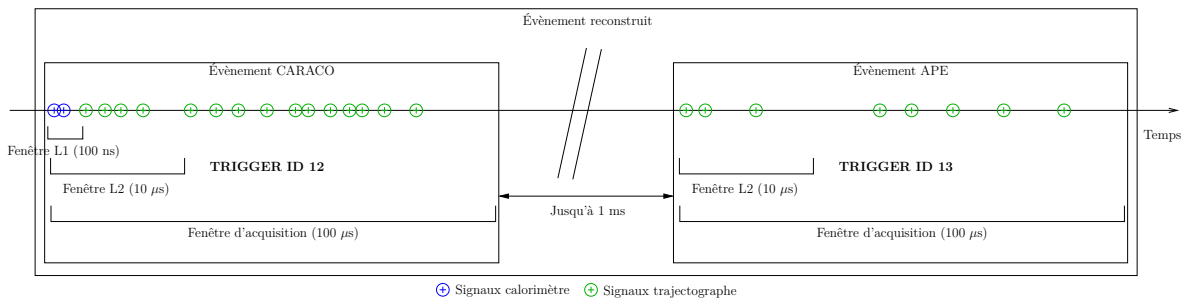


FIGURE 4.8 – Stratégie de construction d’un évènement prompt CARACO suivi d’un évènement retardé APE. La stratégie est équivalente pour le mode retardé DAVE.

Un évènement dont l’acquisition a été déclenchée par les stratégies CARACO, APE ou DAVE est enregistré dans une nouvelle banque de données compatible avec le modèle de données utilisé dans Falaise. Cette banque de données, nommée *Raw Digitized Data*, exprime les données physiques numérisées par l’électronique du détecteur qui devront être filtrées, calibrées et reconstruites lors du processus d’analyse hors ligne.

4.2.3 Traitement des données de simulation

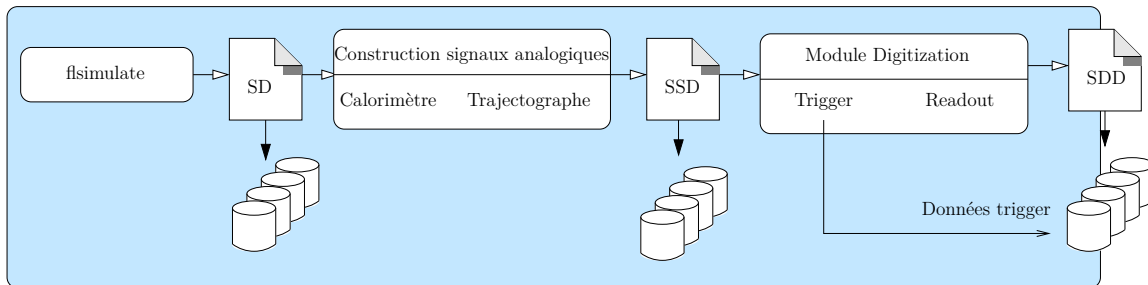
Le traitement des données de simulation est décomposé en plusieurs composants implémentés dans deux modules spécifiques :

- la construction de signaux analogiques réalistes ;
- la modélisation du comportement de l’électronique de déclenchement et la numérisation des données.

En effet, il a été décidé de disposer d’outils de modélisation des signaux analogiques produits par les modules optiques et le trajectographe de manière à pouvoir, si nécessaire, reproduire des effets réalistes au-delà d’une trop grande idéalisation du détecteur. Le

module contenant le trigger et la stratégie d'acquisition des données est un outil permettant de reproduire le comportement en temps-réel quant à la décision configurations utilisées pour le détecteur.

Un nombre important de paramètres de configuration peut être testé avec la simulation. La figure 4.9 présente la chaîne de traitement détaillée pour les données de simulation. Deux modules ont été développés dans cette thèse, un pour la création de signaux analogiques et le deuxième pour la prise de décision et la numérisation de ces signaux. Des banques de données spécifiques sont créées à chaque étape du processus.



Données Monte-Carlo

FIGURE 4.9 – Chaîne de traitement pour les données issues de la simulation jusqu'à leur numérisation par le module *Digitization*.

4.2.3.1 Module de construction des signaux analogiques

Le but de ce module est de modéliser les signaux analogiques créés par les détecteurs lors de l'interaction d'une particule en se basant sur les données de la banque *Simulated Data*.

L'intérêt de ce travail est de proposer une fonction paramétrique dépendante du temps $A = f(t)$ afin de reproduire la réponse de l'électronique. Pour les signaux issus du calorimètre, la datation de la prise de décision (trigger) est relatif au franchissement d'un seuil en amplitude sur les signaux issus des photomultiplicateurs. Il est donc nécessaire de proposer un modèle de signal reproduisant de manière réaliste les effets de temps de montée des signaux, de durée du signal ou encore de pré/post-impulsions. La difficulté de cette méthode est de proposer un modèle fidèle à la réalité. Actuellement, le module se base sur des modèles de signaux simplifiés mais offre une interface générale capable d'utiliser à l'avenir des modèles de signaux plus conformes à la réalité de l'expérience.

Modèle pour les signaux calorimètres

Le modèle le plus simple pour décrire un signal issu d'un photomultiplicateur est un modèle proposant une forme triangulaire. Il possède quatre paramètres :

- Le temps de départ $t_{\text{départ}}$;
- Le temps correspondant à l'amplitude maximale $t_{\text{max}} = t_{\text{départ}} + t_{\text{montée}}$;
- Le temps de fin $t_{\text{fin}} = t_{\text{max}} + t_{\text{descente}}$;
- L'amplitude A calculée sur la base de l'énergie initiale E et du rapport A/E ($300 \text{ mV} \equiv 1 \text{ MeV}$ en amplitude pour les modules optiques de SuperNEMO).

Le modèle simplifié utilisé pour les tests permet de vérifier le bon fonctionnement du module pour la génération des signaux analogiques du calorimètre. Les temps de montée et de descente ont été choisis sur la base des signaux issus des modules optiques de

SuperNEMO en attendant qu'un modèle plus réaliste soit élaboré. Le temps de montée du signal vaut 6 ns et le temps de descente 50 ns. La figure 4.10 montre un signal d'un photomultiplicateur de SuperNEMO à gauche et à droite le signal triangulaire généré par le module. Notons que le module de construction des signaux analogiques dispose de multiples modèles et peut aisément en accueillir de nouveaux.

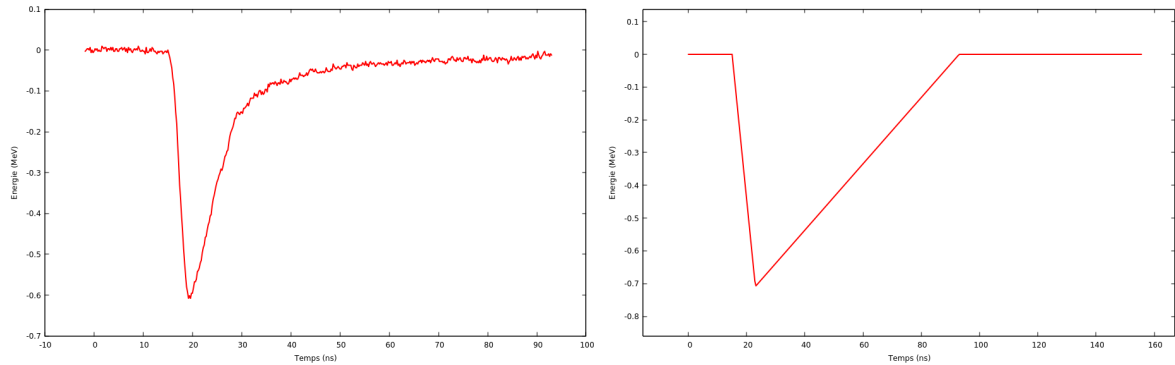


FIGURE 4.10 – Comparaison entre un signal analogique issu d'un photomultiplicateur de SuperNEMO et un signal triangulaire idéal généré par le module après simulation.

Pour chaque hit généré par le moteur de simulation Geant4 dans un bloc de scintillateur, un signal est généré. Ainsi lorsque plusieurs hits sont dans le même bloc de scintillateur (multi-Compton par exemple), plusieurs signaux sont créés séparément puis agrégés pour produire un signal unique (voir schéma 4.11).

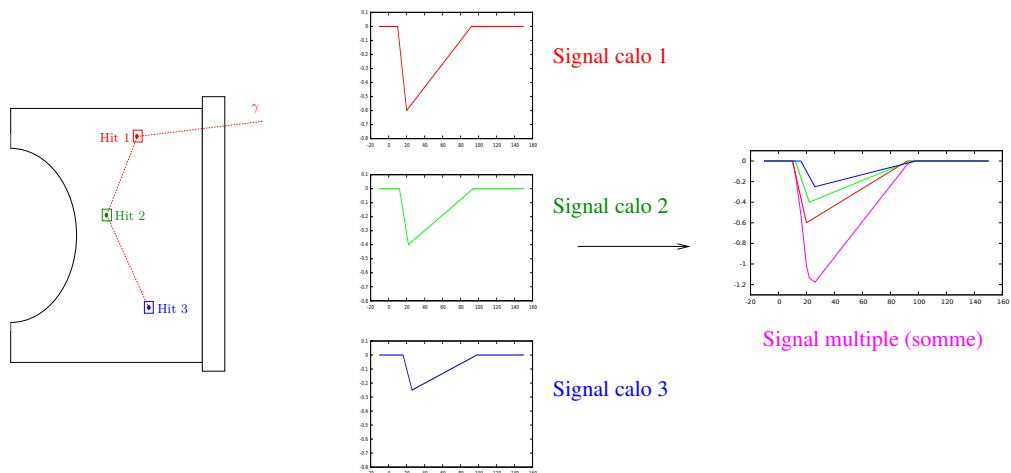


FIGURE 4.11 – Pour chaque hit calorimètre, un signal triangulaire est généré par le module. Si les signaux sont dans le même bloc de scintillateur et cohérents en temps, un *multi signal* est créé sur la base des signaux uniques existants.

Une fois le modèle de signal choisi en fonction de la nature de la particule et du lieu de l'interaction, le module mis en place lors de ce travail permet de déployer une fonction du type : $\text{Amplitude} = f(\text{temps})$ caractérisant le signal temporel issu d'un photomultiplicateur.

Modèle pour les signaux trajectographe

La modélisation exacte des signaux issus du trajectographe est moins cruciale que pour le calorimètre étant donné que les variations temporelles de ces signaux sont négligeables

par rapport aux temps de déploiement des signaux des cellules Geiger. Cependant, un modèle simple représentant les signaux analogiques anodiques et cathodiques issus des cellules Geiger a tout de même été développé. Pour chaque cellule :

- le rayon de tangence r permet de reconstruire le front de montée du signal anodique ;
- l'altitude z permet de calculer la largeur des plateaux du signal anodique ainsi que la datation des pics de collections des charges caractéristiques des signaux cathodiques.

La figure 4.12 à gauche représente des signaux analogiques produit par une cellule Geiger. La figure de droite présente les signaux simulés grâce au module de construction avec le signal anodique négatif (en violet) ainsi que les pics cathodiques positifs (en vert et bleu).

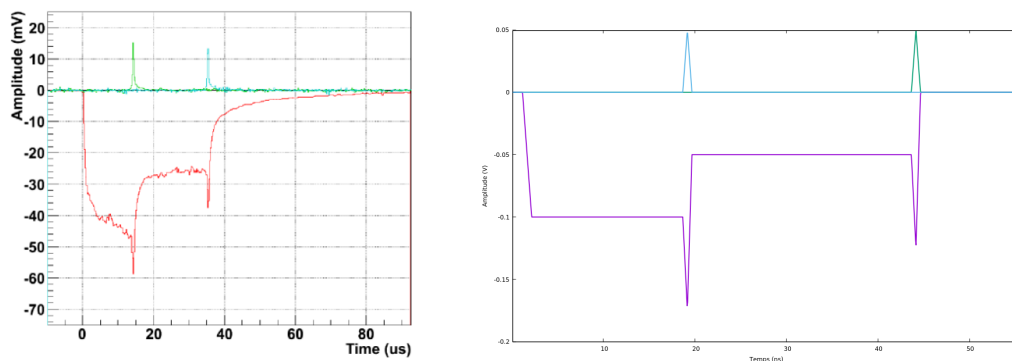


FIGURE 4.12 – Comparaison entre les signaux produits par une cellule Geiger et par le module de construction des signaux après simulation. Le signal anodique est en violet et les signaux cathodiques en bleu et vert.

4.2.3.2 Module d'émulation des cartes électroniques, le module *Digitization*

A l'issue de l'application des algorithmes de modélisation des signaux analogiques sur les données simulées, nous sommes en position de reproduire la réponse numérique attendue du détecteur telle qu'elle serait rendue en réalité. C'est le rôle du module *Digitization*.

Une fois la stratégie de prise de décision conçue (chapitre 3), il a été essentiel de tester et de valider les algorithmes mis en place. Le module logiciel d'émulation des cartes électroniques permet de :

- reproduire la création des primitives trigger au sein des cartes frontales calorimètre et trajectographe en se basant sur des dépassements de seuils sur des signaux analogiques modélisés ;
- propager les primitives trigger (mot de bits) jusqu'à la carte trigger ;
- simuler les algorithmes de prise de décision ;
- tester et valider ces algorithmes avec des événements produits par la simulation ;
- modéliser la numérisation et la lecture des signaux analogiques.

Ce module d'émulation de la réponse de l'électronique, appelé module de *Digitization* lit les données de la banque *Simulated Signal Data* générées par le module précédent de construction des signaux afin de produire les données numérisées : *Simulated Digitized Data (SDD)*. Ces données SDD reflètent la numérisation des signaux produits après interactions des particules issues de la simulation d'un phénomène physique dans le détecteur virtuel.

Émulation du fonctionnement du trigger

L'ensemble du système de déclenchement a été reproduit dans un module de Falaise afin de valider la conception des algorithmes de prise de décision avant son implémentation dans les puces programmables (FPGA) des cartes électroniques (des cartes frontales à la carte trigger).

La principale difficulté est de réaliser la stratégie du trigger dans le module avec les contraintes dues à la technologie des FPGA et du fonctionnement intrinsèque en temps-réel de l'électronique. Par ailleurs, plus la modélisation sera fidèle aux contraintes matérielles, plus la transposition des algorithmes dans le firmware des cartes électroniques sera facilitée.

L'ensemble des mots de bits (TP, CTW, etc...) sont activés et calculés selon les mêmes configurations que celles mise en place dans les FPGA (seuil, multiplicité, mémoires programmables, etc...).

Pour implémenter cette simulation de l'électronique, nous avons émulé le comportement temps réel pour des raisons d'efficacité et de rapidité du traitement numérique des données de simulation, tandis que dans la réalité les primitives trigger sont produites chaque 25 ns dans les cartes électroniques en flux continu. Le module logiciel ne traite que les intervalles de temps pour lesquelles les primitives trigger non-nulles sont créées et datées. Le module respecte toutefois exactement la granularité imposée par les horloges intrinsèques utilisées dans les cartes (25 ns pour le calorimètre et 800 ns pour le trajectographe). C'est ainsi que des « sauts » dans le temps sont effectués afin d'optimiser les algorithmes, permettent une séquentialisation du traitement des données là où les processus implémentés dans les cartes sont massivement parallèles.

L'utilisation de ce module a permis de quantifier l'efficacité du système de déclenchement de l'électronique pour rejeter des événements spurieux et sélectionner des événements de physique. Les résultats de cette étude seront présentés dans le chapitre suivant. Par la suite, ce module sera utile pour définir de nouvelles stratégies de déclenchement et participer à l'estimation des efficacités du dispositif complet.

Modélisation de la numérisation des cartes frontales

Lorsque l'algorithme de prise de décision active la décision L2, le processus de numérisation et de lecture des données commence. Les signaux analogiques présents dans les banques *Simulated Signal Data* sont numérisés afin de créer les données *Simulated Digitized Data*.

Les signaux analogiques des modules optiques sont numérisés en 1024 échantillons puis les métadonnées sont calculées. Pour les signaux issus de la chambre à fils, sept temps sont encodés sur 48 bits pour chaque cellule ayant déclenché dans les 70 μ s après la décision L2. Des données liées au trigger sont également sauvegardées dans cette banque SDD. Le format de données simulées et numérisées est finalement très proche du format des données réelles de sorte que la transformation vers un format unifié (UDD) pour la phase de calibration/reconstruction/analyse soit facilement réalisable.

Conclusion

Falaise est une suite logicielle basée sur les outils de la communauté scientifique qui utilise une interface intégrée et générique fournie par la bibliothèque Bayeux. L'ensemble du code est versionné sur Github. Un système de modules-greffons permet à tout contributeur de la collaboration de proposer des outils de reconstruction et d'analyse, tant au niveau de la simulation et modélisation que de l'analyse des données.

Ce travail a consisté à développer des outils pour exploiter les données issues de l'électronique du détecteur. Les caractéristiques d'un constructeur d'évènements (*Event Builder*) ont été formulées. Ce composant a pour vocation à regrouper les données collectées de manière asynchrone par l'acquisition à partir des hits calorimètre et trajectographe. Cette étude préliminaire préfigure la version finale qui sera utilisée par l'expérience. Il permet de proposer le modèle des données réelles (RDD) délivrées par l'électronique avant filtrage et unification (UDD).

Pour les données de simulation, un système de modélisation des signaux analogiques des détecteurs est proposé. Il permet d'exploiter les données Monte-Carlo issues du moteur Geant4 pour offrir une interface réaliste pour le module *Digitization*. Celui-ci permet la modélisation du fonctionnement en temps-réel des cartes électroniques, de l'élaboration de la prise de décision à la lecture des données dans les puces SAMLONG et FEAST.

Nous présenterons en conclusion de ce mémoire ce que permettra l'architecture logicielle qui a été mise en œuvre et expérimentée lors de cette thèse.

Chapitre 5

Efficacité du système de déclenchement de l'électronique

Après la conception de la stratégie pour le système de déclenchement et sa modélisation dans l'environnement logiciel de la collaboration, nous avons cherché à en évaluer les performances. Les trois principaux buts du trigger sont de :

1. rejeter les hits spurieux dûs à des déclenchements des détecteurs sans intérêt physique (autodéclenchement, événement physique sans topologie/signature exploitable, multiplicité faible, très basse énergie. . .) ;
2. accepter des événements possédant des topologies/signatures caractéristique de désintégration $\beta\beta$ ou de tout autre processus de radioactivité à mesurer (événement avec au moins un électron identifié par la corrélation spatio-temporelles de hits dans le calorimètre et le trajectographe) ;
3. déclencher spécifiquement sur des événements possédant un alpha retardé s'exprimant seulement par des hits dans le trajectographe corrélés à un événement dit *prompt* signant une désintégration d'intérêt.

Le but de cette analyse est d'évaluer les différentes efficacités du trigger à ces différents processus. Les données utilisées dans cette étude ont été produites par simulation car le module démonstrateur n'est pas encore en service et ne permet donc pas de mettre en œuvre un procédé expérimental d'évaluation.

5.1 Efficacité de rejet des déclenchements spurieux

Un modèle d'autodéclenchement à été développé afin de tester la force de rejet du trigger. Le but de ce modèle est d'estimer combien d'événements fortuits en coïncidence calorimètre–trajectographe peuvent valider le trigger CARACO en fonction de différents taux de déclenchement.

Pour ce faire, des hits de simulation calorimètres et trajectographes sont générés aléatoirement avec des fréquences arbitraires pendant un laps de temps défini. Pour ce modèle, l'utilisateur fixe le taux de déclenchement pour chaque module optique ainsi que pour chaque cellule Geiger et une fenêtre en temps. Le modèle se charge de répartir les hits dans cette fenêtre. Le nombre moyen de coups par élément de détection est défini comme :

$$\overline{N}_{coups} = t (s) \times f (Hz) \quad (5.1)$$

avec t la fenêtre en temps et f le taux d'autodéclenchement demandé par l'utilisateur pour un module de détection donné. Le nombre de coups final par détecteur (module

optique ou cellule Geiger) est tiré aléatoirement autour du nombre moyen de coups. Si \overline{N}_{coups} est inférieur à quinze, le tirage suivra une loi de Poisson sinon il suivra une loi Gaussienne.

Pour les modules optiques du calorimètre, l'énergie du hit est tirée aléatoirement entre 200 keV et 3 MeV afin de garantir que les hits franchissent le seuil haut et passent le niveau L1 du trigger. Les positions des hits sont fixes et correspondent au centre du bloc de scintillateur. Pour les cellules Geiger, chaque hit est placé à une distance $R = 1,4$ cm du fil anodique et au milieu de la cellule en altitude ($z = 0$ cm). Ces distances sont totalement arbitraires et sans importance dans le cadre de cette étude sur les déclenchements fortuits des éléments de détection.

Le temps mort est pris en compte d'un hit à l'autre pour une cellule Geiger donnée. En effet, une cellule ne peut déclencher à nouveau qu'après une milliseconde. Ce taux maximal par cellule implique donc de l'ordre de 1000 coups pour une fenêtre en temps de 1 seconde.

Une fois tous les hits simulés, il faut construire les événements car notre chaîne logicielle fonctionne en séquençant des événements successifs. Puisque nous cherchons à tester l'efficacité du trigger, et plus particulièrement dans le mode de coïncidence CARACO, la construction des événements se fera sur la base de fenêtres dimensionnées par les caractéristiques de cet algorithme. La fenêtre typique d'association calorimètre-trajectographe dans le trigger est de 5×1600 ns. Nous fixons donc une fenêtre de construction d'évènement à $10 \mu s$. Tout hit se trouvant dans cette fenêtre constitue un évènement et le trigger cherchera à associer spatio-temporellement des hits fortuits issus du calorimètre et du trajectographe. L'écart temporel entre deux événements est de 1600 ns car c'est l'horloge de référence utilisée pour construire la décision finale dans la carte trigger. La figure 5.1 présente un chronogramme du modèle d'autodéclenchement avec des hits du calorimètre et du trajectographe répartis uniformément dans une fenêtre fixe en temps.

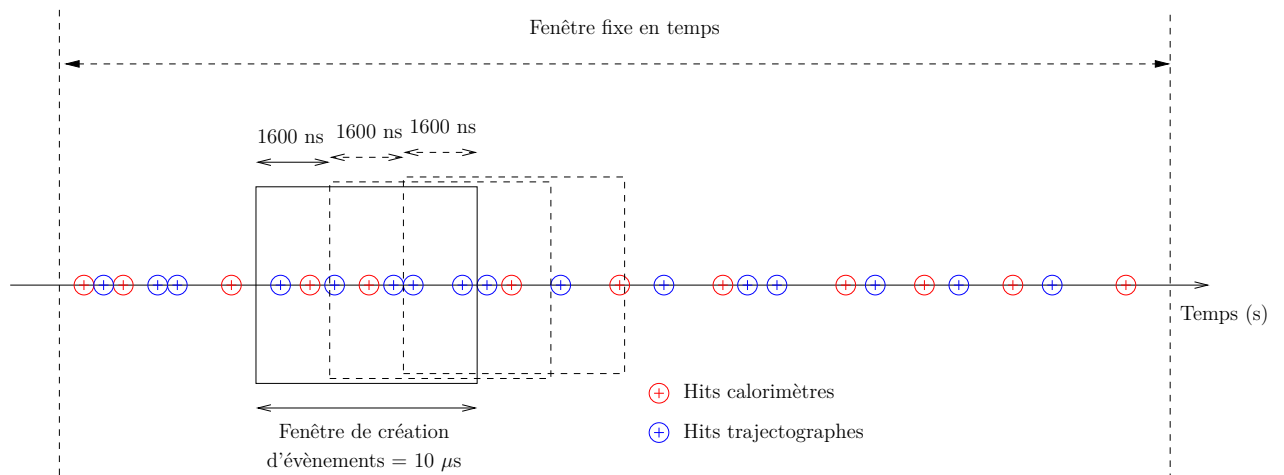


FIGURE 5.1 – Chronogramme du modèle d'autodéclenchement.

5.1.1 Résultats de rejet en mode CARACO

Toutes les simulations ont été effectuées dans une fenêtre en temps de 1 seconde. Avec un pas élémentaire de 1600 ns, le nombre d'évènements maximal est $625000 \left(\frac{1 s}{1600 ns} \right)$.

Nous avons ainsi fait varier les taux de déclenchement fortuit pour le calorimètre et le trajectographe afin de tester la force de rejet de l'algorithme CARACO du trigger. La

configuration du trigger était telle que pour valider une coïncidence, au moins un module optique et trois cellules devaient être corrélés spatialement et temporellement.

Les résultats obtenus sont regroupés dans le tableau 5.1. Comme nous pouvons le voir, le trigger a une efficacité de rejet de 100% jusqu'à la centaine de Hertz de déclenchements par cellule et par module optique. Ces taux très élevés pour ces détecteurs ne seront normalement jamais atteints dans les conditions de fonctionnement de SuperNEMO au sein du Laboratoire Souterrain de Modane. En conséquence, la stratégie du trigger mise en place protège très efficacement l'électronique d'une saturation par des événements fortuits sans intérêt physique.

τ^{PMT} (Hz) \backslash τ^{Geiger} (Hz)	0.1	10	100
1	100%	100%	100%
10	100%	100%	~100%
100	100%	100%	~100%
500	100%	100%	99,97%

TABLEAU 5.1 – Efficacité de rejet du trigger en fonction des taux d'autodéclenchement (en Hz) par cellule (τ^{Geiger}) et par module optique (τ^{PMT}).

5.1.2 Estimation du nombre d'évènements retardés fortuits

Dans cette étude, nous cherchons à estimer la probabilité de déclencher avec l'algorithme DAVE lorsqu'une cellule Geiger est activée fortuitement au voisinage de la source après un évènement CARACO. La probabilité élémentaire qu'une cellule déclenche dans une fenêtre en temps et pour un taux donné est :

$$P_{\text{élémentaire}} = 1 \text{ cellule} \times t_{\text{fenêtre}}(s) \times \tau_{\text{déclenchement}}(Hz) \quad (5.2)$$

Dans notre cas, la fenêtre en temps est de 1 ms et le taux d'autodéclenchement de référence est celui de NEMO-3 soit 0,2 Hz par cellule Geiger. Notre probabilité élémentaire est donc :

$$P_{\text{élémentaire}}^{\text{DAVE}} = 1 \text{ cellule} \times 1 \text{ (ms)} \times 0,2 \text{ (Hz)} = 0,02\% \quad (5.3)$$

Nous voulons estimer la probabilité qu'au moins une cellule parmi X cellules déclenche durant la milliseconde après un évènement CARACO. Considérons d'abord le cas où aucune restriction spatiale n'est appliquée dans le trigger et regardons l'intégralité de la chambre à fils. La probabilité qu'une cellule déclenche parmi les 2034 cellules du trajectographe dans la milliseconde suivant un évènement CARACO est :

$$P_{\text{spurieux}}^{\text{Full}} = 2034 \times P_{\text{élémentaire}}^{\text{DAVE}} = 40,7\% \quad (5.4)$$

Ce taux relativement élevé implique que presque la moitié des évènements validé par l'algorithme CARACO donnerait lieu à un évènement retardé totalement fortuit identifié par au moins une cellule retardée.

Cependant, la recherche d'une coïncidence DAVE n'est effectuée que sur un nombre réduit de cellules spatialement corrélées avec un évènement CARACO précédent. Dans le

cas où les électrons sont contenus dans une seule zone géographique virtuelle définie par le trigger, la recherche a lieu sur 96 cellules : 48 proches de la source du côté de l'électron et les 48 autres du côté opposé (voir explications section 3.3.4). La probabilité de déclencher en mode DAVE devient alors :

$$P_{\text{spurieux}}^{\text{DAVE}} = 48 \text{ cellules} \times 2 \text{ côtés} \times P_{\text{élémentaire}}^{\text{DAVE}} = 1,92\% \quad (5.5)$$

Le fait d'avoir développé et implémenté cet algorithme réduit typiquement d'un facteur 20 le taux de déclenchement du trigger et de l'acquisition associés à des événements retardés accidentels dont la signature topologique est minimale dans le trajectographe. Le taux d'événements aléatoires obtenu finalement est relativement faible. Cela implique que l'utilisation du mode de coïncidence DAVE permettra a priori de marquer efficacement des événements physiques de type BiPo sans pour autant conduire, du fait de seuils topologiques très bas, à une augmentation significative du volume de données d'origine spurieuse et donc du temps mort global.

L'algorithme APE est encore plus contraignant que l'algorithme DAVE car il faut typiquement identifier des agrégats d'au moins trois cellules pour qu'il valide une trace retardée caractéristique d'une cascade BiPo. Nous pouvons considérer que la probabilité qu'un événement APE soit validé à cause de déclenchements fortuits est quasi-nulle dans un tel modèle.

5.2 Efficacité du trigger à la physique d'intérêt

Le mode CARACO du trigger a été développé pour accepter des événements de désintégration bêta s'exprimant dans le calorimètre et le trajectographe. Les modes spécifiques APE et DAVE ont été développés pour identifier les événements de type alpha retardé après au moins un électron *prompt* pour la mesure en activité du ^{214}Bi . Une analyse des efficacités du trigger à différents processus physiques et pour différentes localisations de radioactivité est proposée dans cette section.

Les données de simulation ont été générées avec la version 3.0 de Falaise. Les différents processus simulés sont :

1. les désintégrations $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se , du ^{208}Tl et du ^{214}Bi dans le volume de la source ;
2. les désintégrations du ^{214}Bi en surface de la source ;
3. les désintégrations du ^{214}Bi en surface et en volume des fils anodiques et cathodiques de la chambre.

Les simulations du point (1) permettent de tester l'efficacité du trigger aux électrons prompts et donc le mode CARACO. Les simulations des points (2) et (3) permettent quant à elle d'estimer l'efficacité des modes retardés APE et DAVE. Pour les processus $\beta\beta$, 2 10^6 événements ont été simulés et 10^6 événements pour les autres.

Pour chaque estimation, un trigger léger est défini afin d'exprimer l'efficacité relative du trigger de *Digitization* par rapport aux événements physiques d'intérêt. Nous avons choisi de définir un trigger logique léger de manière à disposer d'une référence pour comparer les efficacités de déclenchement pour différentes hypothèses de radioactivité. En effet, la géométrie du détecteur et des effets physiques fondamentaux (perte d'énergie par ionisation, diffusion multiple, déflexion des trajectoires dans le champ magnétique des particules chargés, section efficace des gammas dans le scintillateur) conduisent à une limite maximale de la probabilité absolue de détection d'un événement issu d'une désintégration

particulière. Ce qui nous intéresse, c'est de maximiser les performances des algorithmes du trigger relativement à ce maximum atteignable.

5.2.1 Efficacité du trigger aux électrons – mode CARACO

Le trigger léger prompt est défini par les critères suivants :

- au moins un hit calorimètre (toute énergie confondue) ;
- au moins trois cellules Geiger déclenchée n'importe où dans la chambre à fils.

En dessous de ces seuils, nous savons que l'algorithme du trigger du module *Digitization* ne validera aucun événement. Les résultats obtenus seront normalisés par rapport à l'efficacité absolue de ce trigger léger.

La configuration du trigger de *Digitization* pour le mode CARACO est définie avec au moins un photomultiplicateur avec une énergie supérieure à 150 keV et au moins trois cellules proches en projection (en rangée ou en plans). Le niveau 1 du trigger (calorimètre seul) est construit à l'échelle de 100 ns et le niveau 2 pour la coïncidence calorimètre–trajectographe pendant 8 μ s.

Voyons en détail pour chaque processus quel type d'évènement est accepté ou rejeté par le trigger CARACO :

- **Processus $\beta\beta 0\nu$**

La double désintégration bêta sans émission de neutrinos dans le détecteur se caractérise par deux traces dans la chambre à fils et deux calorimètres touchés pour une énergie totale de $Q_{\beta\beta}(^{82}\text{Se}) = 3 \text{ MeV}$.

La figure 5.2a montre un évènement typique de $\beta\beta 0\nu$ qui passe les critères du trigger CARACO. Deux électrons provenant de la source sont émis dos à dos. Deux traces se déploient et deux calorimètres sont touchés. L'algorithme n'a aucun mal à associer en temps et en espace les hits du trajectographe et du calorimètre.

L'efficacité relative obtenue du trigger CARACO par rapport au trigger léger est de 99% pour ce type de désintégration (voir première ligne du tableau récapitulatif 5.2).

Majoritairement, les évènements rejetés par le trigger réel sont ceux dont l'énergie du ou des photomultiplicateurs touchés sont sous le seuil haut. En effet, aucune sélection en énergie n'a été faite dans la définition du trigger léger prompt et, pour certains évènements de simulation, l'énergie déposée n'est pas suffisante pour dépasser le seuil haut et générer une primitive trigger calorimètre. La figure 5.2b montre un évènement passant le trigger léger prompt (un module optique et au moins trois cellules) mais ne passant pas le trigger CARACO car une coïncidence spatiale n'est pas établie.

- **Processus $\beta\beta 2\nu$**

L'énergie disponible pour les électrons lors d'une double désintégration bêta avec émission de neutrinos du ^{82}Se est répartie entre 0 et $Q_{\beta\beta}=2,99 \text{ MeV}$. Comme les électrons ont en moyenne moins d'énergie que lors le processus $\beta\beta 0\nu$, ils sont plus susceptibles d'être affectés par le champ magnétique régnant dans la chambre et donc d'être déviés des murs du calorimètre.

Les évènements acceptés et rejetés ont les mêmes topologies que ceux de la $\beta\beta 0\nu$. Cependant, avec la somme en énergie des électrons distribuée entre 0 et $Q_{\beta\beta}$, il y a proportionnellement plus d'électrons à basse énergie ne dépassant pas le seuil haut des modules optiques. Par conséquent, les efficacités absolue et relative se trouvent

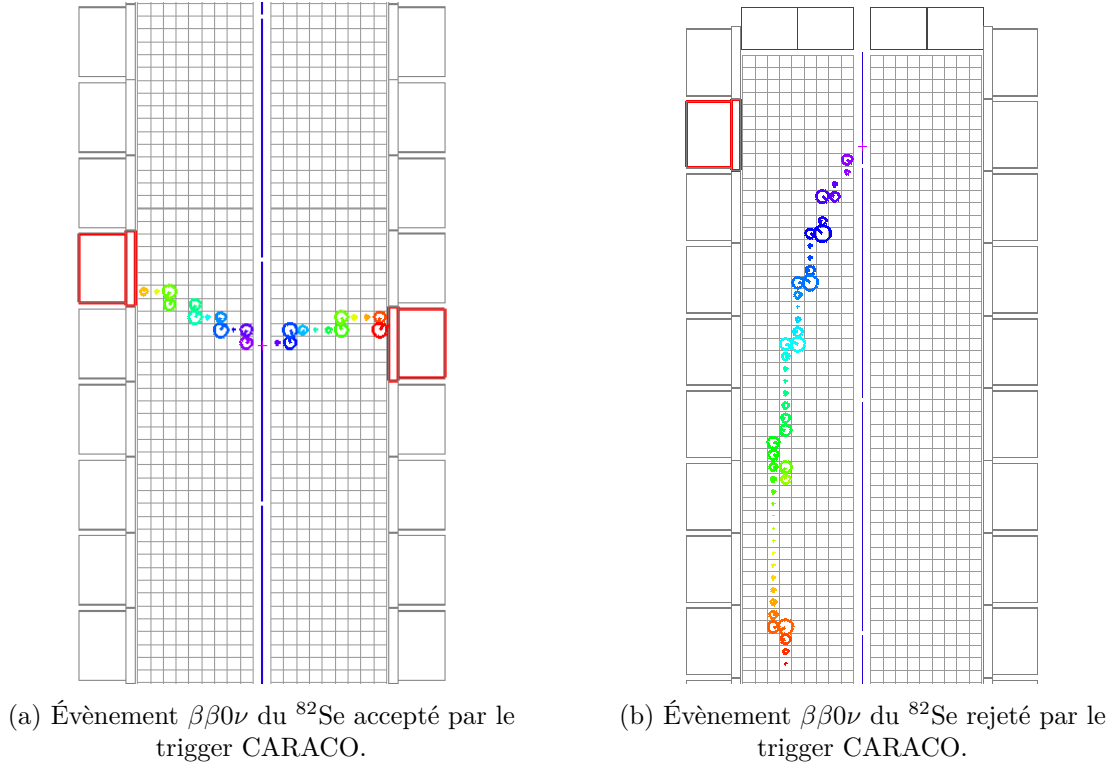


FIGURE 5.2 – Évènements de $\beta\beta 0\nu$ issus de la désintégration du ^{82}Se localisés dans les feuilles sources.

dégradées même si cette dernière reste supérieure à 97% (voir deuxième ligne du tableau 5.2).

- **Désintégration du ^{208}Tl**

Le ^{208}Tl possède un Q_β de 4,99 MeV mais décroît forcément vers un état excité de son noyau fils, le ^{208}Pb . La topologie attendue d'un évènement de thallium est constitué d'un électron suivi de l'émission et de un à trois gammas (au moins deux dans 99% des cas). La décroissance des états fondamentaux et l'émission des gammas sont considérées comme promptes car inférieures à 300 ps. Ils seront donc contenus dans le même évènement de trigger et d'acquisition que l'électron.

La figure 5.3a montre un évènement de ^{208}Tl dont le vertex d'émission est localisé dans la source. Cet évènement est accepté par le trigger CARACO. Un électron est émis et l'association calorimètre-trajectographe est réalisée. Les deux autres calorimètres ont déclenché en seuil haut pour chaque particule γ . L'acquisition des données sera effectuée sur toutes les voies ayant ainsi déclenché.

L'évènement de la figure 5.3b est rejeté par le trigger car l'électron vient « mourir » dans les structures du détecteur sans toucher un module optique. Aucune coïncidence spatiale trace-module optique n'est ici identifiée. Les modules optiques touchés le sont à cause des nombreux gammas émis par le ^{208}Tl ainsi que les possibles diffusions Compton multiples. D'un point de vue pratique, cet évènement, s'il était conservé par l'acquisition, ne serait pas exploitable à l'analyse car on ne pourrait qualifier l'énergie de l'électron possiblement identifié par la trace. Il est donc légitime de rejeter cette topologie manquant d'informations nécessaires malgré sa haute multiplicité dans le calorimètre et le trajectographe.

Au final, l'efficacité relative du trigger CARACO par rapport au trigger léger au

processus ^{208}Tl issus des feuilles sources est de 84%.

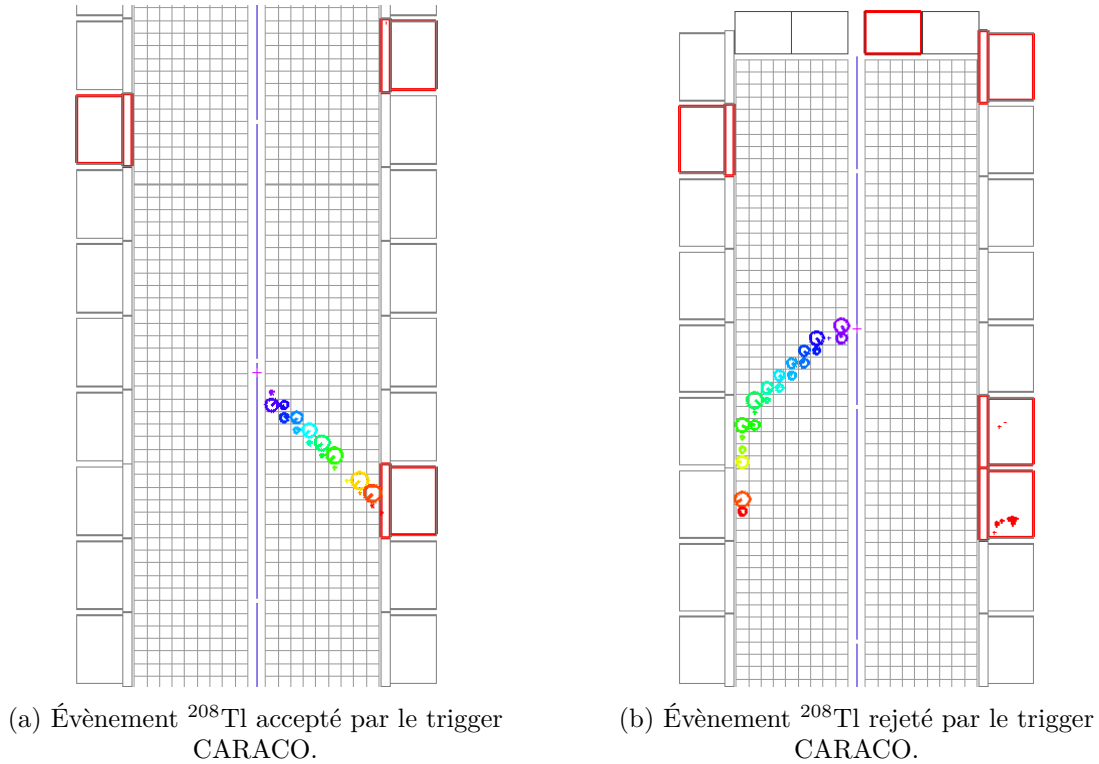


FIGURE 5.3 – Évènements ^{208}Tl localisés dans les feuilles sources.

- **Désintégration du ^{214}Bi**

Le ^{214}Bi à un Q_β de 3,27 MeV et sa désintégration implique la désexcitation de nombreux états excités du noyau fils le ^{214}Po . Il peut décroître directement vers l'état fondamental de son noyau fils, le ^{214}Po (rapport d'embranchement de 19%). Dans les autres cas, un à deux gammas en moyenne sont attendus en plus de l'électron.

La figure 5.4a montre un évènement ^{214}Bi issu de la feuille source et accepté par le trigger CARACO. Au vu de sa topologie, lors de l'analyse des données cet évènement contribuera probablement dans le canal d'analyse ($1e1\gamma$). L'évènement de la figure 5.4b ne passent pas le trigger CARACO pour les mêmes raisons que l'évènement rejeté de ^{208}Tl .

Les résultats d'efficacité obtenus en mode de trigger CARACO pour les différents processus physiques simulés sont regroupés dans le tableau 5.2.

5.2.2 Efficacité du trigger aux alpha retardés – mode APE et DAVE

Les canaux d'analyse ($1e1\gamma$) et ($1e2\gamma$) sont préférentiellement abondés par des évènements de désintégration du ^{208}Tl et du ^{214}Bi . Le canal d'analyse ($1e3\gamma$) est en particulier *pur* pour le ^{208}Tl car c'est le seul processus de radioactivité envisagé à pouvoir s'exprimer dans cette topologie. Il est très intéressant de disposer également d'un canal d'expression *pur* pour identifier le seul ^{214}Bi . On a vu que son noyau fils, le ^{214}Po , émet un alpha retardé. La signature du processus électron prompt–alpha retardé lors de l'analyse de données est donc un moyen non ambigu de signer la cascade BiPo. Le canal ($1e1\alpha$) permet donc en principe d'identifier et mesurer l'activité en ^{214}Bi dans le détecteur.

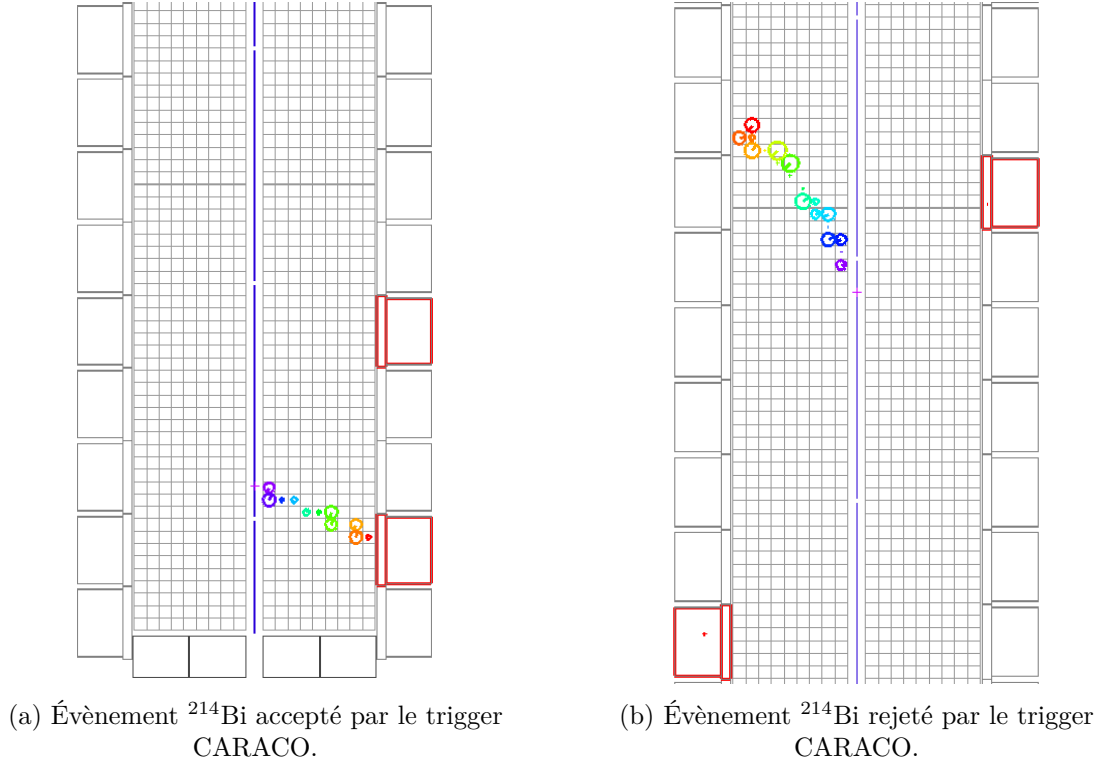


FIGURE 5.4 – Évènements ^{214}Bi localisés dans les feuilles sources.

Processus physique	Position des vertex	Nombre d'évènements	Trigger léger (TL)		Trigger <i>Digitization</i> (CARACO)		
			N_{TL}	$\epsilon_{\text{TL}}^{\text{abs}}$	N_{CARACO}	$\epsilon_{\text{CARACO}}^{\text{abs}}$	$\epsilon_{\text{CARACO}}^{\text{rel}}$
$^{82}\text{Se} (\beta\beta 0\nu)$	volume source	$2 \cdot 10^6$	1904282	95,2	1885654	94,3	99,0 ± 0,1
$^{82}\text{Se} (\beta\beta 2\nu)$	volume source	$2 \cdot 10^6$	1557172	77,8	1518686	75,9	97,5 ± 0,1
^{208}Tl	volume source	$1 \cdot 10^6$	714660	71,4	600820	60,1	84,1 ± 0,1
^{214}Bi	volume source	$1 \cdot 10^6$	657862	65,7	562794	56,3	85,6 ± 0,1

TABLEAU 5.2 – Efficacités du mode de coïncidence calorimètre–trajectographe (CARACO) pour différents processus physiques générés dans le volume des feuilles sources.

Les algorithmes APE et DAVE pour la recherche d'alpha retardés ne s'activent que lorsqu'un évènement CARACO a eu lieu dans la milliseconde précédente. Dans la simulation, l'évènement primaire d'intérêt est le ^{214}Bi pour cette étude. Le noyau fils du ^{214}Bi , le ^{214}Po , se désintègre par radioactivité alpha avec une période $T_{1/2} = 164,3 \mu\text{s}$ et une énergie $Q_\alpha = 7,8 \text{ MeV}$.

Différentes localisations pour le positionnement des vertex ont été générées : en surface et dans le volume de la feuille source ainsi qu'en surface et dans le volume des fils anodiques et cathodiques du trajectographe. Les contaminations de surface nous intéressent particulièrement car les descendants du gaz radon sont susceptibles de se déposer sur les surfaces des sources et des fils à l'intérieur de la chambre à fils. On s'attend de plus à ce que les alpha émis dans le volume des matériaux du détecteur perdent de l'énergie avant de traverser éventuellement les cellules Geiger par rapport à une émission en surface des matériaux.

Pour mesurer l'efficacité du trigger, un trigger léger retardé est défini au moyen de

critères étendus à celui du trigger léger prompt. Ainsi, pour valider le trigger léger retardé, un évènement CARACO doit être validé et au moins une cellule retardée ($> 10\mu\text{s}$) doit avoir déclenché quelque part dans le détecteur. En deçà de tels critères, les algorithmes APE et DAVE implémentés dans le système de déclenchement sont inopérants.

La figure 5.5 présente deux évènements BiPo dont le vertex est localisé en surface de la feuille source. Pour chaque évènement, l'électron prompt est en violet et l'alpha retardé en rouge dans le trajectographe. L'évènement de la figure 5.5a passe le trigger CARACO ainsi que le trigger APE car l'alpha retardé est identifié à proximité de l'électron prompt même si il est de l'autre côté de la feuille source. L'évènement 5.5b passe le trigger CARACO mais aucun des deux modes de trigger retardé car l'alpha est spatialement trop écarté de l'électron initial.

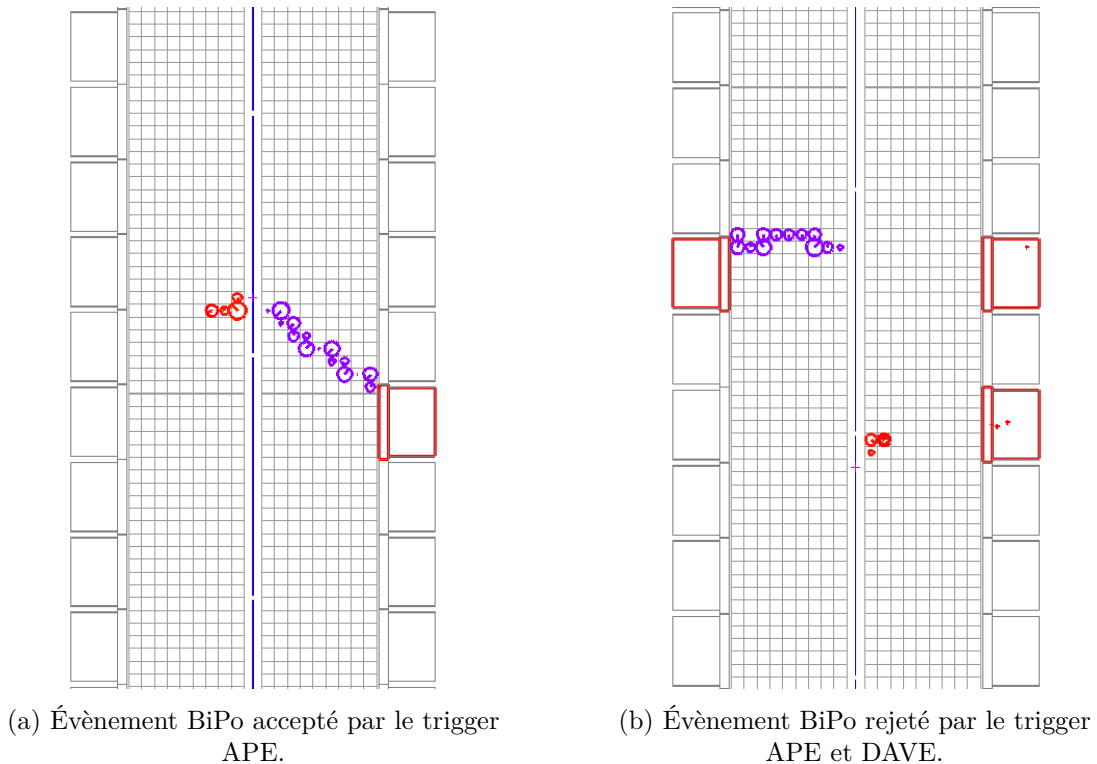


FIGURE 5.5 – Évènements électrons prompts–alpha retardés de type BiPo. Le vertex est localisé en surface de la feuille source.

La figure 5.6 présente deux évènements BiPo dont le vertex est localisé en surface des fils du trajectographe. L'évènement 5.6a montre un évènement retardé accepté par le trigger APE tandis que l'évènement 5.6b montre un évènement rejeté. En effet, une coïncidence CARACO prompte a bien lieu mais seulement deux cellules retardées ont déclenchées loin de la feuille source. Le mode APE ne peut pas s'activer car la trace n'est pas assez déployée dans la chambre et le mode DAVE ne peut pas non plus s'activer car les cellules retardées sont trop éloignées de la feuille source. La perte de ce type d'évènements n'est pas dramatique car, de tout de façon, lors des phases de reconstruction et d'analyse, il est nécessaire que les particules alpha déclenchent plusieurs cellules pour permettre une reconstruction et une identification exploitable. Cette évènement ne présente finalement pas d'intérêt pour l'analyse. Il est naturel qu'il soit ainsi écarté.

Les résultats obtenus sur les efficacités pour les modes retardés APE et DAVE sont présentés dans le tableau 5.3. Les efficacités relatives pour les différents processus sont tout

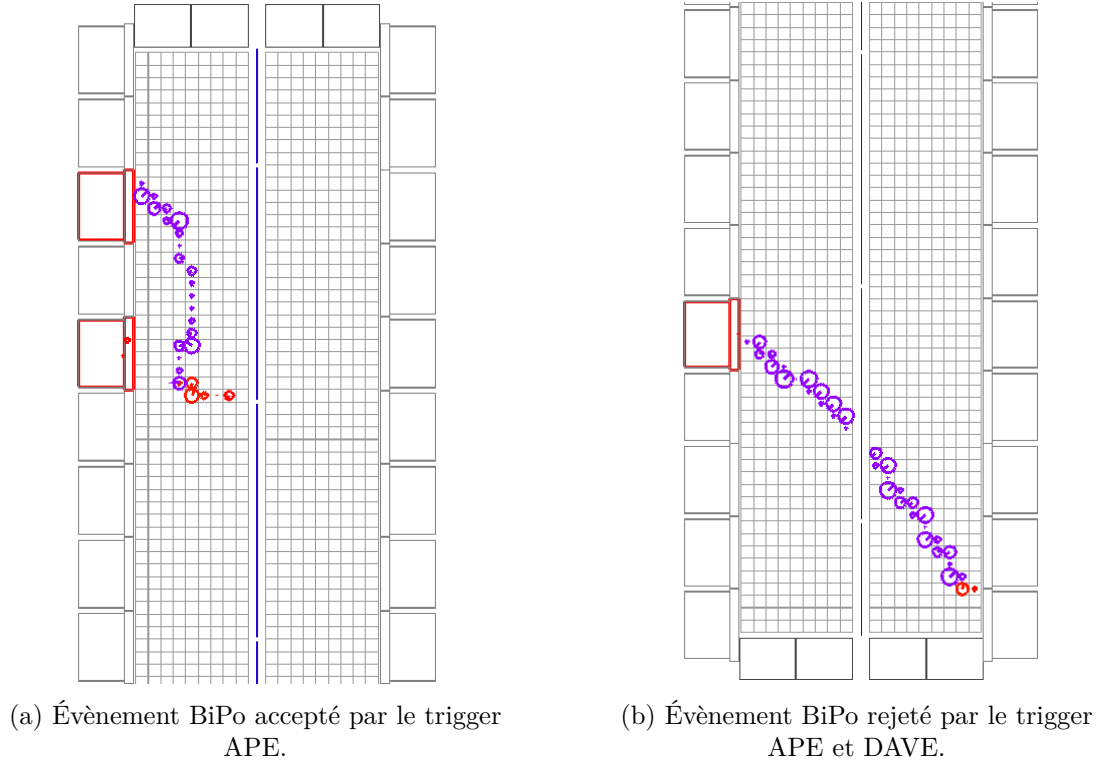


FIGURE 5.6 – Évènements électrons prompts–alpha retardés de type BiPo. Le vertex est localisé en surface des fils du trajectographe.

à fait satisfaisantes. La majorité des alphas issus de la source et a priori identifiables dans le détecteur ($> 98,5\%$) sont reconnus grâce à cette recherche spécifique. L'algorithme DAVE permet d'identifier des évènements critiques à seulement une ou deux cellules proches de la source. Cette identification est cruciale pour éviter de compter un évènement ^{214}Bi dans un mauvais canal lors de l'analyse.

Processus physique	Position des vertex	Trigger léger retardé (TLR)	Trigger <i>Digitization</i> (APE ou DAVE)			APE/DAVE ratio
			$N_{\text{APE DAVE}}$	$\epsilon_{\text{APE DAVE}}^{\text{abs}}$	$\epsilon_{\text{APE DAVE}}^{\text{rel}}$	
$^{214}\text{Bi}-^{214}\text{Po}$	surface source	165183	163782	16,3	99,2 ± 0,2	0,39
$^{214}\text{Bi}-^{214}\text{Po}$	surface fils	282936	230512	23,1	81,5 ± 0,2	2,41
$^{214}\text{Bi}-^{214}\text{Po}$	volume source	24295	24033	2,4	98,9 ± 0,6	0,12
$^{214}\text{Bi}-^{214}\text{Po}$	volume fils	139971	92471	9,2	66,1 ± 0,3	1,03

TABLEAU 5.3 – Efficacités absolues et relatives obtenus avec les modes de trigger APE et DAVE pour le processus $^{214}\text{Bi}-^{214}\text{Po}$. 10^6 évènements ont été simulés pour chaque processus.

Nous pouvons noter la différence de proportion entre les modes de déclenchement APE et DAVE en fonction de la localisation des vertex. Le nombre de déclenchements en mode DAVE est naturellement plus important lorsque le vertex est positionné sur la source puisqu'il est uniquement sensible à des hits Geiger au voisinage immédiat du plan source.

5.3 Bilan des résultats d'efficacités

Cette étude, recourant à la simulation Monte-Carlo de l'instrumentation et du fonctionnement de l'électronique dans des conditions et hypothèses réalistes, a permis d'estimer les efficacités attendues de la logique de déclenchement mise en œuvre pour SuperNEMO.

Pour les déclenchements fortuits, dans le cadre d'un modèle simplifié, les taux nécessaires pour produire des coïncidences aléatoires calorimètre-trajectographe préjudiciables au bon fonctionnement de l'expérience ne seront jamais atteints. Cela pourra être confirmé lorsque le détecteur sera finalement mis en marche à Modane dans des conditions permettant de préciser les taux de déclenchement effectifs des modules optiques et des cellules Geiger. Le résultat de cette étude est pour l'instant très encourageant d'autant que nous disposons, dans l'hypothèse de taux accidentellement trop élevés en conditions réelles d'opérations, de plusieurs leviers d'optimisation supplémentaires implémentés dans l'architecture générale du système de déclenchement : réglages fins des seuils en amplitude des signaux, de seuils de multiplicité, de critères d'agrégation. . .

Pour les différents processus physiques d'intérêt, les efficacités attendues sont très élevées, équivalentes à celles de l'expérience NEMO-3 [83], tout en permettant de limiter le temps mort de l'acquisition grâce aux algorithmes retardés APE et DAVE.

Le système de déclenchement mis en œuvre dans le cadre de cette thèse permet donc d'envisager des performances très satisfaisantes autant pour le rejet des événements aléatoires ou de très faible intérêt physique que pour accepter les événements cibles pour mener la recherche de la $\beta\beta\nu$.

Conclusions et perspectives

Ce chapitre de conclusions est séparé en trois parties. Tout d'abord les contributions de ce travail de thèse s'inscrivent dans un certain contexte de recherche et développement. Une liste de livrables peut être établie autant d'un point de vue électronique que logicielle. Ensuite, les perspectives possibles sur ce travail en vue de son exploitation après le démarrage de l'expérience. Enfin, une conclusion générale concernant le projet SuperNEMO.

Contributions et livrables

Ce travail de thèse a consisté à concevoir, développer et implémenter le système de déclenchement de l'électronique du module démonstrateur de l'expérience SuperNEMO. Il s'inscrit dans un cadre technologique, matériel et conceptuel dont les fondements ont été définis dès 2011 à la fin de la phase de R&D de SuperNEMO.

Les outils logiciels de simulation et l'implémentation du système de déclenchement dans les cartes électroniques ont été développés parallèlement pour converger progressivement vers une version définitive. Les performances attendues sont tout à fait satisfaisantes au regard des objectifs que la collaboration a fixé.

Du point de vue de l'électronique, nous avons développé et validé un firmware spécifique pour cinq niveaux logiques répartis dans quatre types de cartes. Le développement et l'implémentation pour l'électronique du calorimètre (SAMLONG) est le fruit d'une collaboration avec le LAL. Pour la partie trajectographe, l'équipe microélectronique du LPC a développé les puces ASIC FEAST présentes dans les cartes frontales. Nous avons pu exploiter au mieux les caractéristiques et les performances de ces composants électroniques.

La modélisation du trigger dans l'environnement logiciel Falaise a été élaborée en tenant compte des différentes contraintes dues à l'électronique (ressources des FPGA, horloge, transmission, temps mort...) ainsi que des performances à atteindre en terme d'objectifs physiques. Cela conduit à une liste de livrables autant pour la partie électronique et acquisition que logicielle :

- Le développement, la modélisation et l'implémentation d'une stratégie de prise de décision, de la génération des primitives trigger en passant par leur transmission et leur exploitation cohérente ;
- Le développement d'une stratégie pour l'acquisition et la lecture des données issues du module démonstrateur ;
- Un format quasi définitif des données réelles issues de l'acquisition ;
- Une stratégie et un début d'implémentation pour la construction des événements issus du détecteur ;
- Un outil de modélisation du trigger et de l'acquisition disponible dans la chaîne de traitement officielle Falaise ;

- Un outil de modélisation des signaux analogiques du calorimètre et du trajectographe.

Grâce à l'architecture générique de la chaîne de traitement des données, ces modélisations sont des outils polyvalents permettant de nombreux enrichissements. La figure 5.7 résume à nouveau cette chaîne de traitement en mettant en avant les contributions de ce travail. Conçue et testée sur une base idéalisée du fonctionnement du détecteur, elle pourra être adaptée de manière à reproduire le comportement de l'expérience dans des conditions réelles de fonctionnement.

L'optimisation des algorithmes et de leurs configurations ne sera possible que lorsque le module démonstrateur entrera dans une première phase opérationnelle. Une confrontation entre la modélisation Monte-Carlo et les données du détecteur obtenues dans des conditions contrôlées (sources de calibration, topologies spécifique d'étalonnage) sera effectuée afin de déterminer la paramétrisation optimale de l'électronique (seuils de déclenchement, réglages fins du trigger...).

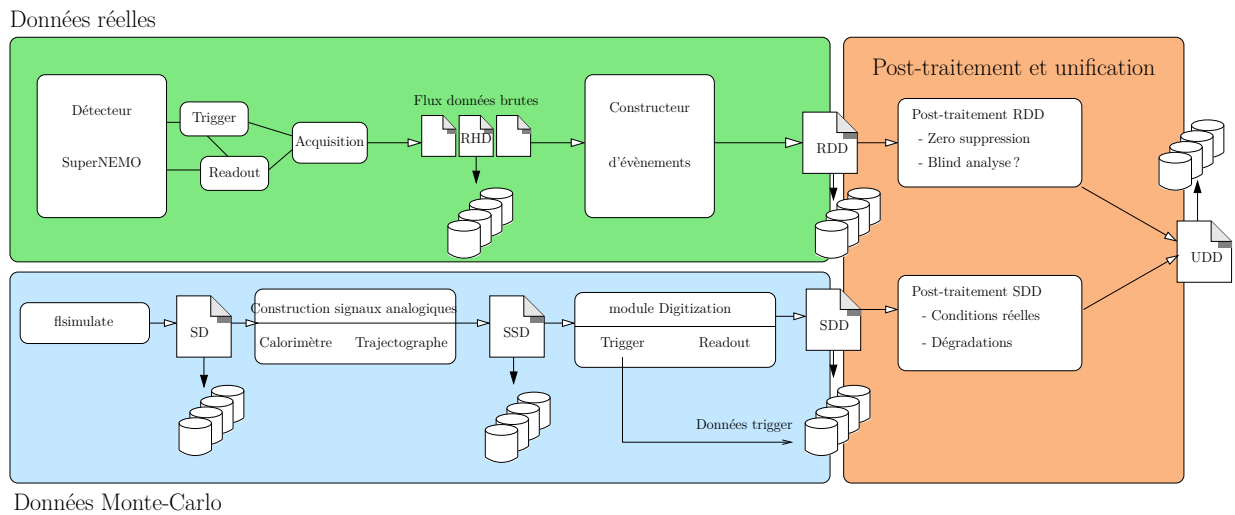


FIGURE 5.7 – Résumé des contributions dans la chaîne de traitement de SuperNEMO

Perspectives

Une caractérisation précise du fonctionnement du détecteur en exploitation permettra d'établir les stratégies définitives d'un point de vue de l'électronique et donnera des modèles réalistes exploitables pour la simulation qui permettront d'explorer des effets systématiques.

Traitement des données réelles

Pour cette partie, le démarrage et les premières phases de tests de l'électronique en conditions réelles permettront de finaliser le travail sur les stratégies de trigger et d'acquisition. Des configurations plus contraignantes pourront être utilisées lors d'études spécifiques notamment liées aux calibrations du trajectographe et du calorimètre.

Les premiers événements issus de l'acquisition en temps réel serviront également à fixer la stratégie définitive pour la construction des événements (Event building) tout en proposant un format définitif des données réelles RDD compatible avec la chaîne de traitement de données : *Falaise*.

Module de construction des signaux analogiques

Pour le moment, le module de construction des signaux analogiques développé pendant cette thèse se base sur des modèles simplifiés et idéalisés. Ce module étant très générique, il dispose d'une interface logicielle capable de supporter de nouveaux modèles plus réalistes.

Calorimètre

Un important travail sur la modélisation de la réponse en énergie et en temps des modules optiques du calorimètre de SuperNEMO a été réalisé par Arnaud HUBER lors de sa thèse [86]. Trois facteurs de correction sur l'énergie déposée par la particule incidente, non pris en compte dans la simulation actuelle de SuperNEMO, doivent être appliquées avant même la génération du signal analogique : le facteur de correction Tcherenkov¹, le facteur de correction de Birks² et le facteur de correction géométrique.

Ce dernier nous intéresse tout particulièrement car la forme ainsi que le temps de montée des signaux varient en fonction de la position d'interaction. Dans le cas d'une simulation qui se veut aussi réaliste que possible, on envisage d'utiliser différents modèles spécifiques de signaux en fonction de la particule incidente et de sa position d'interaction dans les blocs de scintillateur. Expérimentalement, la réponse et la forme du signal entre un électron interagissant en surface du scintillateur et un γ interagissant en profondeur proche de la photocathode ne sera pas la même. Pour SuperNEMO, les modèles d'intérêts en fonction de la particule et du lieu d'interaction sont présentés dans le tableau 5.4. Les électrons et les particules alpha perdent leur énergie dans les premiers millimètres de la face avant du scintillateur tandis que les γ peuvent interagir en profondeur par effet Compton.

Particule	Surface	Profondeur
e^-/e^+	×	
γ	×	×
α	×	

TABLEAU 5.4 – Modèles d'intérêt pouvant être utilisés pour une simulation plus réaliste en fonction du type de la particule incidente et du lieu d'interaction

Pour le moment, aucun modèle de ligne de base et de bruit n'est appliqué sur les signaux modélisés issus des photomultiplicateurs. Le développement et l'application d'un modèle de bruit sur ces signaux dans la simulation permettrait d'étudier l'impact sur le trigger, le marquage en temps et la résolution temporelle des modules optiques. Des études spécifiques sur le temps de vol lors de la reconstruction et particulièrement lors de l'étape de *gamma-tracking* pourront être développées. Une modélisation très détaillée voudrait que chaque photomultiplicateur ait ses modèles de signaux en fonction du type, de l'énergie et du lieu d'interaction de la particule incidente ainsi que son propre modèle de ligne de base.

1. les électrons interagissant dans le scintillateur produisent aussi des photons par effet Tcherenkov et le nombre de photons créés varie non linéairement en fonction de leur énergie incidente

2. phénomène de non-linéarité de production de la lumière de scintillation en fonction de l'énergie de la particule

Trajectographe

Pour les signaux du trajectographe, le modèle utilisé du champ de dérive des électrons ne prend pas en compte les effets systématiques dans le comportement des cellules au passage de particule chargée. La zone de dérive n'est en effet pas à stricte symétrie de révolution et la périphérie des cellules conduit à des inhomogénéités de champ, notamment dans les coins (zone de champ faible) où les temps de dérives sont significativement étendus. Un travail préliminaire de cartographie du champ de dérive par rapport à la position d'interaction $X - Y$ dans une cellule a été réalisé dans la collaboration (voir figure 5.8) mais n'a pas encore été exploité pour concevoir une modélisation réaliste de l'avalanche Geiger dans la géométrie de la cellule. Finaliser cette étude en analysant la réponse du trajectographe à partir d'une source d'électrons énergétiques et sans champ magnétique nous permettrait de caractériser les cellules Geiger et de disposer d'un modèle de dérive aboutissant à un marquage en temps plus fidèle des hits du trajectographe.

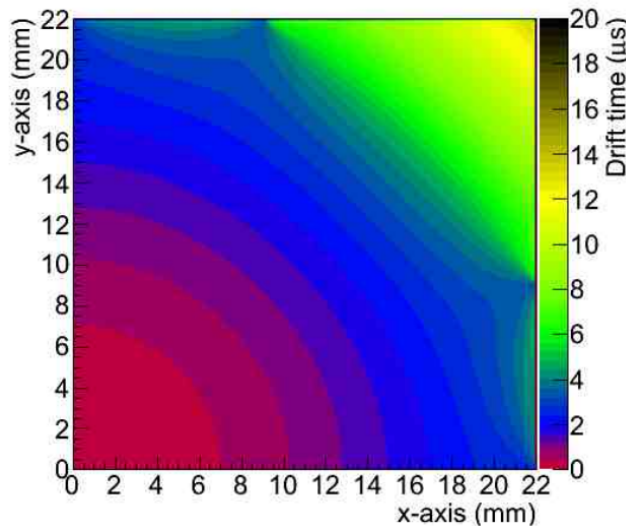


FIGURE 5.8 – Temps de dérive en fonction de la position $X - Y$ dans une cellule Geiger de SuperNEMO. Le point $(0,0)$ correspond au fil anodique central de la cellule.

L'architecture logicielle du module de construction des signaux analogique fournie dans ce travail a été définie de manière à permettre une intégration des différents modèles de simulation mis au point par la collaboration.

Module *Digitization*

Le module *Digitization* présent et disponible dans la chaîne de traitement de Falaise permet d'appliquer un module réaliste de trigger, premier filtre des évènements, aux données de simulation. Des configurations spécifiques peuvent être testées grâce à la simulation pour ensuite être appliquées en production dans l'électronique.

Lorsque l'expérience débutera, il sera possible d'appliquer les configurations réelles du trigger utilisées pendant les prises de données. L'efficacité du trigger sera alors estimée grâce à la comparaison de la simulation avec les données réelles. En mode calibration, le trigger se doit en général d'être plus restrictif étant donné les taux élevés d'évènements attendus. Des simulations spécifiques peuvent ainsi être développées et le trigger adapté pour une étude Monte-Carlo.

Post-traitement et unification

Avant l'unification des données, il est possible d'effectuer des étapes de post-traitement sur les événements à n'importe quel endroit de la chaîne de traitement.

Pour les événements issus du détecteur, un tri sur les données du calorimètre peut être réalisé. En effet, pour chaque voie du calorimètre ayant déclenché en seuil bas ou en seuil haut, l'acquisition de sa voie jumelle (dans la puce SAMLONG) est systématiquement faite. Ces voies, qui n'ont dépassées aucun seuil peuvent être enlevées des données réelles numérisées et ne pas être utilisées dans la reconstruction et l'analyse car aucune particule n'a interagit dans ce module optique. Cependant, puisque nous avons fait l'acquisition de ces données, nous pouvons les utiliser pour surveiller le comportement et l'évolution des modules optiques (photomultiplicateurs). Grâce à cette exploitation, les lignes de bases des photomultiplicateurs pourront être estimées avec une grande précision.

Si la collaboration souhaite mettre en place des outils d'analyse en aveugle (*blind analysis*), il sera possible de les intégrer à ce stade de la chaîne de traitement sur les données réelles. Cette approche pourra consister à cacher volontairement une partie des données.

Pour les données numérisées issues de la simulation, on souhaitera mettre en place des filtres spécifiques reproduisant les conditions réelles de fonctionnement de l'expérience. Nous pourrons, par exemple, appliquer un masquage des voies défectueuses ou un modèle de bruit particulier sur certaines voies du calorimètre qui n'auraient pas le même comportement que les autres. Les différentes stratégies qui seront appliquées se préciseront dès les premières phases de mise en service du module démonstrateur.

Là encore, l'architecture de la chaîne logicielle et la segmentation des séquences d'opérations, inaugurées dans ce travail de thèse permettent d'intégrer de tels composants de manière unifiée et cohérente.

Conclusion générale

Le module démonstrateur prendra des données pendant 2,5 années pour une exposition d'environ 16 kg.an avec une source de ^{82}Se . L'objectif du démonstrateur est de prouver la faisabilité d'un détecteur « zéro bruit de fond » dans la région d'intérêt en énergie tout en maximisant la sensibilité au processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se . Une fois l'expérience débutée, il faudra caractériser le démonstrateur et mesurer les différentes contaminations, notamment celles dues au radon, pour élaborer un modèle effectif réaliste de bruit de fond.

Les analyses de sensibilité pour le démonstrateur SuperNEMO, effectuées sur la base de simulations, prévoient que le démonstrateur permettra d'atteindre une limite inférieure au processus $\beta\beta 0\nu$ de $T_{1/2}^{0\nu} > 5,85 \cdot 10^{24}$ ce qui correspond à une masse effective du neutrino léger de Majorana $|m_{\nu\beta\beta}| < 0.2 - 0.55$ eV [79][86].

Le contexte international actuel met en exergue les limitations techniques d'une expérience comme SuperNEMO. En effet, en raison de la masse limitée d'isotope $\beta\beta$ accueillie dans le détecteur, il est difficile pour une expérience comme SuperNEMO de rivaliser aujourd'hui avec des détecteurs utilisant des techniques dites calorimétriques qui ont beaucoup progressé ces dernières années en terme de réduction des bruits de fond (radiopureté, blindage, technique d'analyse de forme des signaux). Les premiers résultats de CUPID-0 avec des bolomètres scintillants de Zn^{82}Se atteignent une limite $T_{1/2}^{0\nu} > 2,4 \cdot 10^{24}$ avec seulement 1,83 kg.an d'exposition [77]. De plus, les limites obtenues pour la désintégration du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr sont les meilleures à l'heure actuelle [107]. L'expérience SuperNEMO s'inscrit donc dans un contexte de compétition extrêmement tendu.

Le démonstrateur SuperNEMO a été produit pour montrer la possibilité de construire et mettre en œuvre dans un futur proche vingt modules pour accommoder 100 kg de source $\beta\beta$. Pendant la dernière décennie, lors de la phase de R&D de SuperNEMO, des efforts considérables ont été faits pour tenter d'améliorer les performances de la technique tracko-calorimétriques utilisées précédemment avec succès dans l'expérience NEMO-3. Le module démonstrateur de SuperNEMO répond ainsi en grande partie au cahier des charges initial :

- Améliorer la résolution en énergie du calorimètre : la résolution atteinte est de 8% ;
- Utilisation du ^{82}Se au lieu du ^{100}Mo pour réduire la contamination ultime du signal $\beta\beta 0\nu$ par la $\beta\beta 2\nu$ dans la région d'intérêt ;
- Réduction des contaminations en ^{208}Tl et en ^{214}Bi dans la feuille source afin d'améliorer le rapport signal sur bruit dans cette même région grâce à une sélection des matériaux ;
- Réduction de la contamination du détecteur grâce à une mesure et un contrôle du radon dans le gaz de la chambre. Cette source de bruit de fond (^{214}Bi en surface des matériaux) est apparue comme critique dans NEMO-3 dès 2004 jusqu'à la publication des résultats définitifs.

Des difficultés subsistent quant à l'intégration de ces composants dans le contexte expérimental du démonstrateur SuperNEMO. La bonne étanchéité du volume intérieur du détecteur, nécessaire pour limiter la contamination en radon et la sécurisation du calorimètre (diffusion de l'hélium), se sont avérées très difficile à garantir au niveau de toutes les interfaces mécaniques (joints, boulons...). Ces problèmes, pour lesquels des solutions ont été mises en œuvre ces deux dernières années, ont conduit à un retard important dans la construction du module démonstrateur à Modane, posant de nombreux problèmes d'intégration mécanique qui fragilisent les possibilités futures d'une mise à l'échelle à hauteur de vingt modules dans une configuration finale.

Pour autant, ce travail, portant seulement sur certains des nombreux éléments constitutifs du dispositif expérimental, montre que les choix techniques et les concepts utilisés pour l'électronique et le système de déclenchement du module démonstrateur sont compatibles avec une mise à l'échelle des systèmes électroniques et logiciels à un détecteur complet à vingt modules capable d'atteindre une exposition de 500 kg.an.

Annexe A

Données réelles numérisées

Cette annexe présente le format des données réelles issues de l'acquisition pour le calorimètre et le trajectographe du module démonstrateur de SuperNEMO. Le format a évolué avec les différentes phases de tests menées pendant cette thèse (tests au LPC, Modane, Manchester, Orsay). Ce format présenté ici est proche du format qui sera adopté définitivement par la collaboration, certains paramètres pouvant encore ajoutés ou adaptés.

Données calorimètre

Lorsque la validation d'un événement est effectuée dans la carte trigger, chaque signal analogique en provenance du calorimètre ayant dépassé le seuil bas ou le seuil haut est lu puis envoyé au système d'acquisition afin d'enregistrer les données numérisées dans la puce SAMLONG. Un hit du calorimètre en sortie d'acquisition possède trois catégories de données :

- Une entête (*header*) avec le numéro du hit, son type (ici calorimètre) et le numéro de déclenchement donné par la carte trigger ;

Nom	Description	Type	Taille
HIT	Numéro du hit	entier non signé	32 bits
CALO/TRACKER	Type de hit	énumération (CALO)	1 bit
TRIG_ID	Numéro de trigger	entier non signé	32 bits

- Un ensemble de métadonnées spécifiques au signal calculées et enregistrées dans la puce SAMLONG : identifiant de la voie, marquages en temps, charge, amplitude du pic etc.

Nom	Description	Type	Taille
Slot	Numéro de slot	entier non signé	8 bits
Ch	Numéro de voie	entier non signé	8 bits
LTO	Low threshold bit	booléen	1 bit
HT	High threshold bit	booléen	1 bit
EvtID	Compteur d'événement	entier non signé	8 bits
RawTDC	Timestamp	entier non signé	40 bits
TrigCount	Compteur dernier trigger	entier non signé	16 bits
Timecount	Temps dernier trigger	entier non signé	24 bits
RawBaseline	Ligne de base (ADC, 16 samples)	non signé	16 bits
RawPeak	Valeur amplitude pic (ADC)	entier non signé	16 bits
PeakCell	Position du pic (n° sample)	entier non signé	16 bits
RawCharge	Charge	entier non signé	24 bits
Overflow	Dépassement charge (ADC)	booléen	1 bit
RisingCell	Passage de seuil (pente montante, n° sample)	entier non signé	24 bits
RisingOffset	Interpolation linéaire (pente montante)	entier non signé	8 bits
FallingCell	Passage de seuil (pente descendante, n° sample)	entier non signé	24 bits
FallingOffset	Interpolation linéaire (pente descendante)	entier non signé	8 bits
FCR	Premier sample à lire	entier non signé	16 bits

- La forme du signal échantillonnée jusqu'à une profondeur de 1024. Chaque échantillon est encodé dans un entier de 12 bits. Il s'exprime en unité d'ADC relativement à une référence conventionnelle définie approximativement par une valeur de 2048 pour un signal nul. Le signal est polarisé négativement. La liste partielle suivante illustre un signal type tel que numérisé dans la puce SAMLONG :

- 1 La partie pré-signal est une séquence d'échantillon qui permet de mesurer la ligne de base :

```

2045 2049 2050 2048 2048 2047 2047 2049 2049 2049 2047 2049 2046 2046
2047 2048 2050 2050 2049 2049 2046 2046 2047 2048 2045 2046 2048 2048
2049 2049 2047 2049 2050 2046 2049 2050 2047 2048 2047 2050 2047 2048
...

```

Les fluctuations autour de la ligne de base sont ici estimées à environ 5 unités ADC pic à pic.

- 2 La partie du signal en tant que telle s'étend typiquement sur environ 150 échantillons soit de l'ordre de 50 nanosecondes :

```

2048 2049 2050 2048 2046 2046 2046 2051 2049 2050 2049 2046 2048 2049
2049 2049 2048 2047 2047 2046 2045 2043 2039 2039 2035 2024 2010 1986
1954 1919 1873 1831 1787 1744 1706 1668 1629 1596 1570 1547 1528 1525
1529 1537 1554 1577 1596 1616 1637 1658 1677 1702 1723 1744 1763 1781
1796 1806 1820 1831 1841 1850 1859 1865 1875 1881 1884 1885 1885 1890
1901 1909 1917 1922 1928 1933 1941 1949 1950 1956 1960 1966 1974 1981
1984 1987 1991 1995 1996 1997 1994 1993 1994 1997 2001 2001 2002 2000

```

2001 2003 1998 1998 1997 1999 1999 1998 1998 1994 1995 1999 1997 1999
 2002 2005 2009 2012 2013 2021 2025 2033 2037 2043 2050 2056 2061 2062

On voit clairement dans cet exemple un signal type issu des photomultiplicateurs de SuperNEMO avec une amplitude d'environ 500 unités ADC. Chaque échantillon est ici distant de l'autre par un coup d'horloge de 390,625 ps.

3 La partie post-signal marque le retour sur la ligne de base :

2046 2049 2045 2048 2048 2049 2048 2048 2046 2047 2048 2047 2047 2047
 2045 2046 2044 2044 2042 2043 2044 2046 2044 2045 2048 2048 2049 2050

La fin de l'événement se caractérise par un retour progressif à la ligne de base, éventuellement avec des fluctuations un peu plus marquées que pour la phase pré-signal.

Données trajectographe

Pour le trajectographe, le signal n'est pas échantillonné. Sept temps caractéristiques sont potentiellement enregistrés correspondant à des passages de seuils particuliers sur la dérivée du signal analogique, dépendant du fonctionnement de la cellule Geiger et de la qualité de la propagation du plasma de long du fil anodique. Pour chaque cellule Geiger et à chaque dépassement de seuil est associé un registre dans la puce FEAST de la carte frontale trajectographe. Dans un cas idéal lorsqu'une cellule déclenche, les sept registres seront informés. Une fois prise la décision d'acquisition, les registres sont lus l'un après l'autre et leur contenu transmis individuellement à l'acquisition. Chaque hit possède, comme les hits calorimètres, une entête, des informations d'adressage puis la donnée temporelle (timestamp).

- Forme de l'entête :

Nom	Description	Type	Taille
HIT	Numéro du hit	entier non signé	32 bits
CALO/TRACKER	Type de hit	énumération (TRACKER)	1 bit
TRIG_ID	Numéro de trigger	entier non signé	32 bits

- Forme des données :

Nom	Description	Type	Taille
Slot	Numéro de slot	entier non signé	8 bits
Feast	Numéro de la puce	entier non signé	2 bits
Ch	Numéro de la voie	entier non signé	8 bits
AN/CA	Type du signal	énumération	1 bit
RX	Registre timestamp	entier non signé	48 bits

Bibliographie

- [1] R. Arnold et al. Technical design and performance of the NEMO 3 detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A536 :79–122, 2005. [1](#), [28](#)
- [2] R. Arnold et al. Results of the search for neutrinoless double- β decay in ^{100}Mo with the NEMO-3 experiment. *Phys. Rev.*, D92(7) :072011, 2015. [1](#), [29](#)
- [3] R. Arnold et al. Final results on ^{82}Se double beta decay to the ground state of ^{82}Kr from the NEMO-3 experiment. 2018. [1](#)
- [4] W. Pauli. Letter to the physical society of Tübingen : Dear radioactive ladies and gentlemen. December 1930. [5](#)
- [5] J. Chadwick. The existence of a neutron. *Proceedings of the Royal Society of London*, 136(830) :692–708, June 1932. [5](#)
- [6] C.L. Jr. Cowan, F. Reines, et al. Detection of the Free Neutrino : A Confirmation. *Science*, 124 :103–104, July 1956. [5](#)
- [7] G. Danby, M. Schwartz, et al. Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9 :36–44, Jul 1962. [5](#)
- [8] K. Kodama et al. Final tau-neutrino results from the DONuT experiment. *Phys. Rev. D*, 78 :052002, Sep 2008. [5](#)
- [9] N. Cabibbo. Unitary Symmetry and Leptonic Decays. *Phys. Rev. Lett.*, 10 :531–533, 1963. [[648\(1963\)](#)]. [6](#)
- [10] M. Kobayashi and T. Maskawa. CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Progress of Theoretical Physics*, 49(2) :652–657, 1973. [6](#)
- [11] M. Tanabashi et al. The Review of Particle Physics (2018). *Phys. Rev. D*, 98 :030001, 2018. [7](#), [8](#)
- [12] L. G. Sheldon. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4) :579 – 588, 1961. [8](#)
- [13] A. Salam. Weak and Electromagnetic Interactions. *Conf. Proc.*, C680519 :367–377, 1968. [8](#)
- [14] S. Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1264–1266, Nov 1967. [8](#)
- [15] G. Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, 716 :1–29, 2012. [9](#)

-
- [16] F. Englert and R. Brout. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :321–323, Aug 1964. [9](#)
- [17] P.W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :508–509, Oct 1964. [9](#)
- [18] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble. Global Conservation Laws and Massless Particles. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :585–587, Nov 1964. [9](#)
- [19] E. Majorana. Teoria simmetrica dell’elettrone e del positrone. *Nuovo Cim.*, 14 :171–184, 1937. [9](#)
- [20] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :1562–1567, 1998. [10](#)
- [21] Q. R. Ahmad et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :011301, 2002. [10](#)
- [22] K. Eguchi et al. First results from KamLAND : Evidence for reactor anti-neutrino disappearance. *Phys. Rev. Lett.*, 90 :021802, 2003. [10](#), [26](#)
- [23] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata. Remarks on the Unified Model of Elementary Particles. *Progress of Theoretical Physics*, 28(5) :870–880, 1962. [10](#)
- [24] K. Zuber. Neutrino Physics, Second Edition. 08 2011. [10](#), [11](#), [12](#)
- [25] B. Pontecorvo. Mesonium and Antimesonium. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 6 :429, 1958. [11](#)
- [26] B. Pontecorvo. Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge. *Sov. Phys. JETP*, 7 :172–173, 1958. [Zh. Eksp. Teor. Fiz.34,247(1957)]. [11](#)
- [27] Mikheyev, S. P. and Smirnov, A. Yu. Resonant amplification of ν oscillations in matter and solar-neutrino spectroscopy. *Il Nuovo Cimento C*, 9(1) :17–26, Jan 1986. [11](#)
- [28] L. Wolfenstein. Neutrino oscillations in matter. *Phys. Rev. D*, 17 :2369–2374, May 1978. [11](#)
- [29] C. Giganti, S. Lavignac, and M. Zito. Neutrino oscillations : The rise of the PMNS paradigm. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 98 :1 – 54, 2018. [11](#)
- [30] X. Qian and P. Vogel. Neutrino mass hierarchy. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 83 :1 – 30, 2015. [11](#)
- [31] Bilenky, S. M. Neutrino in standard model and beyond. *Physics of Particles and Nuclei*, 46(4) :475–496, Jul 2015. [12](#), [13](#)
- [32] M. Goepfert-Mayer. Double Beta-Disintegration. *Phys. Rev.*, 48 :512–516, Sep 1935. [13](#)
- [33] R Saakyan. Two-Neutrino Double-Beta Decay. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 63 :503–529, October 2013. [14](#)

- [34] W. H. Furry. On Transition Probabilities in Double Beta-Disintegration. *Phys. Rev.*, 56 :1184–1193, Dec 1939. [15](#)
- [35] J. Kotila and F. Iachello. Phase-space factors for double- β decay. *Phys. Rev. C*, 85 :034316, Mar 2012. [18](#)
- [36] E. Caurier et al. Influence of Pairing on the Nuclear Matrix Elements of the Neutrinoless $\beta\beta$ Decays. *Phys. Rev. Lett.*, 100 :052503, Feb 2008. [19](#)
- [37] J. Terasaki. Many-body correlations of quasiparticle random-phase approximation in nuclear matrix elements of neutrinoless double- β decay. *Phys. Rev. C*, 91 :034318, Mar 2015. [19](#)
- [38] J. Barea and F. Iachello. Neutrinoless double- β decay in the microscopic interacting boson model. *Phys. Rev. C*, 79 :044301, Apr 2009. [19](#)
- [39] P. K. Rath et al. Nuclear transition matrix elements for Majoron-accompanied neutrinoless double- β decay within a projected-Hartree-Fock-Bogoliubov model. *Phys. Rev. C*, 93 :024314, Feb 2016. [19](#)
- [40] T. R. Rodríguez and G. Martínez-Pinedo. Energy Density Functional Study of Nuclear Matrix Elements for Neutrinoless $\beta\beta$ Decay. *Phys. Rev. Lett.*, 105 :252503, Dec 2010. [19](#)
- [41] J. M. Yao, L. S. Song, K. Hagino, P. Ring, and J. Meng. Systematic study of nuclear matrix elements in neutrinoless double- β decay with a beyond-mean-field covariant density functional theory. *Phys. Rev.*, C91(2) :024316, 2015. [19](#)
- [42] H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al. Latest results from the Heidelberg-Moscow double beta decay experiment. *Eur. Phys. J.*, A12 :147–154, 2001. [21](#), [29](#)
- [43] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Dietz, H. L. Harney, and I. V. Krivosheina. Evidence for neutrinoless double beta decay. *Mod. Phys. Lett.*, A16 :2409–2420, 2001. [21](#)
- [44] C. E. Aalseth et al. Comment on ‘Evidence for neutrinoless double beta decay’. *Mod. Phys. Lett.*, A17 :1475–1478, 2002. [21](#)
- [45] H. V. Klapdor-Kleingrothaus and I. V. Krivosheina. The evidence for the observation of $0\nu\beta\beta$ decay : The identification of $0\nu\beta\beta$ events from the full spectra. *Mod. Phys. Lett.*, A21 :1547–1566, 2006. [21](#), [29](#)
- [46] S. Schönert et al. The GERmanium Detector Array (GERDA) for the search of neutrinoless $\beta\beta$ decays of ^{76}Ge at LNGS. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 145 :242 – 245, 2005. [21](#)
- [47] M. Agostini et al. Results on Neutrinoless Double- β Decay of ^{76}Ge from Phase I of the GERDA Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 111 :122503, Sep 2013. [22](#)
- [48] M. Agostini et al. Improved Limit on Neutrinoless Double- β Decay of ^{76}Ge from GERDA Phase II. *Phys. Rev. Lett.*, 120 :132503, Mar 2018. [22](#), [29](#)
- [49] A. J. Zsigmond. New results from GERDA Phase II, June 2018. *Neutrino 2018*. [22](#)
- [50] W. Xu et al. The *MAJORANA DEMONSTRATOR* : A Search for Neutrinoless Double-beta Decay of ^{76}Ge . *J. Phys. Conf. Ser.*, 606(1) :012004, 2015. [22](#)

- [51] N. Abgrall et al. The Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless Double Beta Decay (LEGEND). *AIP Conf. Proc.*, 1894(1) :020027, 2017. [23](#), [29](#)
- [52] E. Andreotti et al. ^{130}Te Neutrinoless Double-Beta Decay with CUORICINO. *Astropart. Phys.*, 34 :822–831, 2011. [23](#)
- [53] R. Ardito et al. CUORE : A Cryogenic underground observatory for rare events. 2005. [23](#)
- [54] K. Alfonso et al. Search for Neutrinoless Double-Beta Decay of ^{130}Te with CUORE-0. *Phys. Rev. Lett.*, 115(10) :102502, 2015. [24](#)
- [55] J. Ouellet et al. Latest Results from the CUORE Experiment, June 2018. Neutrino 2018. [24](#)
- [56] N. Casali et al. Scintillating bolometric technique for the neutrino-less double beta decay search : The LUCIFER/CUPID-0 experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 845 :342 – 346, 2017. Proceedings of the Vienna Conference on Instrumentation 2016. [24](#)
- [57] E. Armengaud et al. LUMINEU : a search for neutrinoless double beta decay based on ZnMoO_4 scintillating bolometers. *J. Phys. Conf. Ser.*, 718(6) :062008, 2016. [24](#)
- [58] D. V. Poda et al. ^{100}Mo -enriched Li_2MoO_4 scintillating bolometers for $0\nu 2\beta$ decay search : From LUMINEU to CUPID-0/Mo projects. *AIP Conf. Proc.*, 1894(1) :020017, 2017. [24](#)
- [59] G. Wang et al. CUPID : CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) Upgrade with Particle IDentification. 2015. [24](#), [29](#)
- [60] M. Auger et al. The EXO-200 detector, part I : detector design and construction. *Journal of Instrumentation*, 7(05) :P05010, 2012. [25](#)
- [61] J. B. Albert et al. Sensitivity and Discovery Potential of nEXO to Neutrinoless Double Beta Decay. *Phys. Rev.*, C97(6) :065503, 2018. [26](#), [29](#)
- [62] K. Twelker and S. Kravitz. Barium Tagging from nEXO Using Resonance Ionization Spectroscopy. *Physics Procedia*, 61 :278 – 282, 2015. 13th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP 2013. [26](#)
- [63] J. Martín-Albo et al. Sensitivity of NEXT-100 to Neutrinoless Double Beta Decay. *JHEP*, 05 :159, 2016. [26](#), [29](#)
- [64] A. Bellerive et al. The Sudbury Neutrino Observatory. *Nucl. Phys.*, B908 :30–51, 2016. [26](#)
- [65] A. Gando et al. Measurement of the double- β decay half-life of ^{136}Xe with the KamLAND-Zen experiment. *Phys. Rev. C*, 85 :045504, Apr 2012. [26](#)
- [66] A. Gando et al. Search for Majorana Neutrinos near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen. *Phys. Rev. Lett.*, 117(8) :082503, 2016. [27](#), [29](#)
- [67] A. Gando et al. KamLAND-Zen, June 2018. Neutrino 2018. [27](#), [29](#)

- [68] E. Caden et al. Status of the SNO+ Experiment. In *15th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP 2017) Sudbury, Ontario, Canada, July 24-28, 2017*, 2017. [27](#), [29](#)
- [69] R. Arnold et al. Probing New Physics Models of Neutrinoless Double Beta Decay with SuperNEMO. *Eur. Phys. J.*, C70 :927–943, 2010. [28](#), [29](#)
- [70] J. Ebert et al. The COBRA demonstrator at the LNGS underground laboratory. *Nucl. Instrum. Meth.*, A807 :114–120, 2016. [28](#)
- [71] V. Alenkov et al. Technical Design Report for the AMoRE $0\nu\beta\beta$ Decay Search Experiment. 2015. [28](#)
- [72] S. Umehara et al. Search for Neutrino-less Double Beta Decay with CANDLES. *Physics Procedia*, 61 :283 – 288, 2015. 13th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP 2013. [28](#)
- [73] X. Chen et al. PandaX-III : Searching for neutrinoless double beta decay with high pressure ^{136}Xe gas time projection chambers. *Sci. China Phys. Mech. Astron.*, 60(6) :061011, 2017. [28](#)
- [74] V. Guiseppe. New Results from the MAJORANA DEMONSTRATOR Experiment, June 2018. Neutrino 2018. [29](#)
- [75] J. B. Albert et al. Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the Upgraded EXO-200 Detector. *Phys. Rev. Lett.*, 120 :072701, Feb 2018. [29](#)
- [76] C. Alduino et al. First Results from CUORE : A Search for Lepton Number Violation via $0\nu\beta\beta$ Decay of ^{130}Te . *Phys. Rev. Lett.*, 120 :132501, Mar 2018. [29](#)
- [77] O. Azzolini et al. First Result on the Neutrinoless Double- β Decay of ^{82}Se with CUPID-0. *Phys. Rev. Lett.*, 120(23) :232502, 2018. [29](#), [135](#)
- [78] Hyon-Suk J. et al. Status of the AMoRE experiment. *Journal of Physics : Conference Series*, 888(1) :012232, 2017. [29](#)
- [79] S. Calvez. Development of reconstruction tools and sensitivity of the SuperNEMO demonstrator, 2017. PhD thesis. [31](#), [111](#), [135](#)
- [80] A. S. Barabash et al. The BiPo-3 detector for the measurement of ultra low natural radioactivities of thin materials. *JINST*, 12(06) :P06002, 2017. [34](#)
- [81] J.R. Rumble. *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 99th Edition*. CRC Press, 2016. [36](#)
- [82] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 2000. [38](#)
- [83] C. Augier. Expérience NEMO 3 - Avantages et limitations. Prospective pour la physique double bêta, 2005. Habilitation à diriger des recherches. [39](#), [40](#), [70](#), [129](#)
- [84] I. Nasteva. 90-cell prototype performance : efficiency and resolution, 2009. SuperNEMO DocDB :803-v2, internal note. [40](#)
- [85] A. S. Barabash et al. Calorimeter development for the SuperNEMO double beta decay experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A868 :98–108, 2017. [42](#), [47](#)

-
- [86] A. Huber. Recherche de la nature du neutrino avec le détecteur SuperNEMO : simulations optiques pour l’optimisation du calorimètre et performances attendues pour le 82Se, 2017. Thèse de doctorat. [43](#), [133](#), [135](#)
- [87] M. Angelone et al. Properties of *para*-Terphenyl as Detector for α , β and γ radiation. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 61(3) :1483–1487, 2014. [44](#)
- [88] R. Hodák et al. Improvement of the energy resolution of the scintillating detectors for the low background measurement. *AIP Conf. Proc.*, 1672 :130003, 2015. [44](#)
- [89] Hamamatsu Photonics K.K. Photomultiplier tubes And Assemblies for scintillation counting and high energy physics. [44](#)
- [90] E. Chauveau. Développement de compteurs à scintillation hautes performances et de très basse radioactivité pour le calorimètre du projet SuperNEMO, 2010. Thèse de doctorat. [47](#)
- [91] C. Hugon. Analyse des données de l’expérience NEMO3 pour la recherche de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos. Étude des biais systématiques du calorimètre et développements d’outils d’analyse, 2013. Thèse de doctorat. [47](#)
- [92] C. Macolino. Energy calibration of the SuperNEMO demonstrator calorimeter, 2016. SuperNEMO DocDB :4038-v1, internal note. [48](#)
- [93] J. P. Cesar. The Search for Periodic Modulations of Nuclear Decay Rates with the NEMO-3 Experiment and Development of the Light Injection Monitoring System for the SuperNEMO Experiment, 2016. PhD thesis. [49](#)
- [94] D. Breton, E. Delagnes, and J. Maalmi. Using ultra fast analog memories for fast photodetector readout. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 695 :61 – 67, 2012. New Developments in Photodetection NDIP11. [52](#)
- [95] E. Delagnes, D. Breton, H. Grabas, J. Maalmi, and P. Rusquart. Reaching a few picosecond timing precision with the 16-channel digitizer and timestamper SAMPIC ASIC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 787 :245 – 249, 2015. New Developments in Photodetection NDIP14. [52](#)
- [96] V. Chazal et al. Neutron background measurements in the Underground Laboratory of Modane. *Astroparticle Physics*, 9 :163–172, 1998. [59](#)
- [97] D. Lalanne. Anti-Radon Facility at Fréjus Laboratory (Laboratoire Souterrain de Modane) For NEMO 3. [60](#)
- [98] S. Blondel. Optimization of the shield against neutron for the SuperNEMO demonstrator and analysis of neodymium-150 double β decay to samarium-150 excited states with the NEMO 3 detector, 2013. PhD thesis. [61](#)
- [99] D. Breton and J. Maalmi. WaveCatcher Software User’s Manual, 2017. [93](#)
- [100] S. Agostinelli et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250 – 303, 2003. [103](#)

- [101] I. Antcheva et al. ROOT — A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization. *Computer Physics Communications*, 180(12) :2499 – 2512, 2009. 103
- [102] SuperNEMO Collaboration. Cadfael : Homebrew tap for SuperNEMO. <https://github.com/SuperNEMO-DBD/homebrew-cadfael>. 104
- [103] L. Lonnblad. CLHEP : A project for designing a C++ class library for high-energy physics. *Comput. Phys. Commun.*, 84 :307–316, 1994. 104
- [104] F. Mauger et al. Bayeux C++ Library for Experimental Particle and Nuclear Physics. <https://github.com/BxCppDev/Bayeux>. 104
- [105] O. A. Ponkratenko, V. I. Tretyak, and Yu. G. Zdesenko. The Event generator DECAY4 for simulation of double beta processes and decay of radioactive nuclei. *Phys. Atom. Nucl.*, 63 :1282–1287, 2000. 105
- [106] SuperNEMO Collaboration. Falaise C++ Library : Simulation, Reconstruction and Analysis for the SuperNEMO Experiment. <https://github.com/SuperNEMO-DBD/Falaise>. 106
- [107] O. Azzolini et al. Search of the neutrino-less double beta decay of ^{82}Se into the excited states of ^{82}Kr with CUPID-0. 2018. 135

Expérience SuperNEMO pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos : conception et réalisation du système de déclenchement du module démonstrateur

Résumé

L'expérience SuperNEMO est conçue pour la recherche de la double désintégration bêta ($\beta\beta$) sans émission de neutrinos impliquant un neutrino de Majorana ($\nu \equiv \bar{\nu}$) massif. Le module démonstrateur de l'expérience est actuellement en cours d'installation au *Laboratoire Souterrain de Modane (LSM)*. La technique de détection utilisée, dite *tracko-calorimètre*, permet la mesure en énergie des particules traversant le détecteur ainsi qu'une reconstruction complète de leur cinématique.

Cette thèse présente la conception, la simulation et l'implémentation d'un système de déclenchement de l'électronique pour le module démonstrateur de SuperNEMO. Le but de ce système est de maximiser l'efficacité de détection pour des événements $\beta\beta$ ainsi que pour des événements dits de bruits de fond issus de la radioactivité naturelle tout en réduisant le taux d'acquisition pour des événements d'autodéclenchement des détecteurs. Un ensemble d'algorithmes de reconnaissances de traces et d'association calorimètre–trajectographe a été développé et implémenté dans les cartes électroniques après validation par des simulations Monte-Carlo. Les objectifs de performance ont été atteints en prenant en compte les différentes contraintes (physique des détecteurs, électronique, temps réel) maximisant les efficacités de détection pour des événements d'intérêt physique.

Mots clés— SuperNEMO, module démonstrateur, double désintégration bêta, neutrino de Majorana, électronique, système de déclenchement, système d'acquisition des données, simulations Monte-Carlo, laboratoire souterrain, basse radioactivité, bruits de fond

SuperNEMO experiment for the search of neutrinoless double beta decay : design and implementation of the trigger system for the demonstrator module

Abstract

The SuperNEMO experiment is designed for the neutrinoless double beta decay ($\beta\beta$) research involving a massive Majorana neutrino ($\nu \equiv \bar{\nu}$). The demonstrator module of the experiment is currently being installed at the *Laboratoire Souterrain de Modane (LSM)*. The so-called *tracko-calorimètre* detection technique allows the energy measurement of the particles passing through the detector and a complete reconstruction of their kinematics.

This thesis presents the design, simulation and implementation of the electronics trigger system for the SuperNEMO demonstrator module. The purpose of this system is to maximize the detection efficiency for $\beta\beta$ events as well as for background events due to natural radioactivity while reducing the acquisition rate caused by spurious events. Pattern recognition and calorimeter-tracker association algorithms have been developed and implemented in electronic boards after validation by Monte-Carlo simulations. The performance targets have been reached, taking into account different constraints (physics of the detectors, electronics, real time) with maximized detection efficiency for events of interest.

Keywords— SuperNEMO, demonstrator module, double beta decay, Majorana neutrino, electronics, trigger system, data acquisition system, Monte-Carlo simulations, underground laboratory, low radioactivity, backgrounds