UNIVERSITÉ HASSAN II AÏN CHOCK
FACULTÉ DES SCIENCES AÏN CHOCK

UNITÉ DE FORMATION ET DE RECHERCHE:
PHYSIQUE DES PARTICULES MÉTHODES NUCLÉAIRES D'ANALYSE
ET PHÉNOMÈNES DE TRANSPORT DE MATIÈRE

Numéro D'Ordre: D01/99

THÈSE

pour obtenir le diplôme de

DOCTORAT

Discipline : Physique

Présentée et soutenue publiquement par

Awatif BELYMAM

Le 10 Juillet 1999

Étude par irradiation neutronique des effets de pollution de l'argon liquide sur les performances du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

COMPOSITION DU JURY

Mr G. SAUVAGE	Président (Rapporteur)
Mr J-Y. HOSTACHY	Examinateur
Mr F. LIZZI	Invité
Mr J. INCHAOUH	Rapporteur
Mr A. IDRISSI	Rapporteur
Mr M.K. JAMMARI	Examinateur
Mr A. HOUMMADA	Directeur de thèse (Examinateur)

À mes chers parents

Remerciements

Mes remerciements vont tout d'abord au Professeur Abdeslam Hoummada, qui a encadré mon travail de recherche. Je le remercie pour la qualité de son encadrement et son soutien pour mener à bien ce travail. J'ai particulièrement apprécié ses conseils et sa grande générosité.

Je suis reconnaissante à chacun des membres du jury, messieurs Gilles Sauvage d'avoir accepté la présidence du jury de soutenance, Jean-Yves Hostachy, Fedele Lizzi, Jamal Inchaouh, Mohamed Kamal Jammari et Abdellah Idrissi Fakhreddine, de m'avoir fait l'honneur d'en faire partie, de leurs commentaires, suggestions ainsi que pour les intéressantes discussions que nous avons pu avoir.

Je remercie Johann Collot directeur de recherche du groupe ATLAS de l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble pour sa sympathie et son invitation au sein de son groupe pour assister aux tests d'irradiation en 1996 et 1997. Je tiens à remercier également tout les membres du groupe ATLAS à l'ISN: Marie-Laure Andrieux, Paul De Saintignon, Arnaud Ferrari, Jean-Yves Hostachy, Philippe Martin, Gabriel Mondin, Jean-François Muraz et Monika Wielers pour leur aide et leur amitié.

Je présente mes meilleurs remerciements à tous les membres du groupe ATLAS à l'Institut Royale de Technologie de Stockholm: Per Carlson, Christophe Clément, Linda Megner, Johan Lundqvis, Bengt Lund-Jensen, Mark Pearce et Jesper Soderqvist. J'adresse ma gratitude à Per Carlson et à Bengt Lund-Jensen de m'avoir accueilli dans leur laboratoire, de leurs aides et leurs soutiens.

J'adresse un remerciement particulier à Claude Leroy pour ses conseils, ses remarques et suggestions et ses encouragements au moment de la rédaction de cette thèse.

J'adresse mes remerciements à tous les membres de l'UFR de Physique des Particules de Casablanca pour leur soutien et particulièrement à Monsieur Driss Benchekroun.

Je tiens à remercier les responsables de l'Institut Suèdoise qui m'ont aidé pour l'obtention d'une bourse d'étude qui m'a permis de mener à terme ce travail dans de meilleures conditions, je pense particulièrement à Karin Dif et Ulla Rylander .

Je remercie tous mes amis au Maroc, en France et en Suède et plus particulièrement Christophe Clément et Johan Lundqvis pour leur aide pendant la réalisation de cette thèse, ainsi que toutes autres personnes qui m'ont considérablement aidée dans la réalisation de cette thèse.

Finalement, je remercie mes parents et ma famille pour leur affection et leur soutien pendant toutes mes études et plus particulièrement durant les années de thèse.

Résumé du mémoire :

Étude par irradiation neutronique des effets de pollution de l'argon liquide sur les performances du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

L'objet de ce mémoire est l'étude de la pureté de l'argon liquide par irradiation neutronique des matériaux constituant le calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS. Elle a été menée auprès d'une station d'irrdiation neutron construite auprès du Système d'Accélérateurs Rhônes-Alpes (SARA) pour étudier le comportement sous rayonnement neutron des composants électroniques et mécaniques qui seront utilisés dans la construction du LHC et des détecteurs.

Cette étude qui a duré de 1995 à 1998 a permis de sélectionner les matériaux peu polluants afin de réduire le facteur d'atténuation du signal du calorimètre électromagnétique pendant les dix années de fonctionnement. Par ailleurs ce calorimètre sera doté d'un pré-échantillonneur qui équipera sa face intérieure pour corriger les pertes d'énergie dans les matériaux des détecteurs internes séparant le point de collision des deux faisceaux et le calorimètre électromagnétique.

Ce mémoire rapporte aussi notre contribution à la construction du détecteur pré-échantillonneur du détecteur ATLAS. En ce qui concerne le pré-échantillonneur nous décrivons dans ce mémoire les différentes étapes de préparation et de qualification des électrodes, le groupe Marocain travaillant au sein de la collaboration ATLAS est chargé de contrôler la qualité et la mécanique des électrodes ainsi que les contrôles électriques à l'aide d'un banc de test électronique qui permet de mesurer la résistance, la capacité et le courant de fuite de chaque électrode. Nous rapportons dans ce mémoire les résultats des mesures effectuées sur un lot de 2000 électrodes qui ont servi à la construction du module 0 d'ATLAS. Nous donnons aussi une description du banc de test utilisé pour ces mesures et contrôles.

Mots clés : LHC, ATLAS, calorimètre électromagnétique, pré-échantillonneur, argon liquide, irradiation.

Table des matières

Liste des figures

Liste des tableaux

Chapitre 1

Introduction

Depuis les années cinquante, les accélérateurs ont connu un développement très important et leurs applications touchent actuellement divers domaines, tels que, la physique nucléaire, la médecine, la physique des particules, la physique des matériaux, l'industrie, etc.

Le Centre Européen de Recherche Nucléaire (CERN) à Genène en Suisse, est considéré comme l'un des plus grands sites d'accélérateurs de hautes énergies au monde. Le complexe d'accélérateurs et de détecteurs les plus performants dont il dispose, répondent aux exigences de la recherche fondamentale sur les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions ainsi qu'à de nombreux programmes Recherche & Développement. La physique des particules, connue aussi sous le nom de physique des hautes énergies, exige des énergies supérieures au GeV; ces énergies sont nécessaires pour la production et la découverte d'un nombre suffisamment important de particules élémentaires ainsi que la connaissance de la matière jusqu'à une distance de l'ordre de 10^{-18} m. L'accélération des particules à des énergies de plus en plus élevées permet de découvrir d'autres particules, leur nombre n'a cessé d'augmenter ce qui a conduit au développement de nombreux modèles physiques pour leur classification et la compréhension de leurs interactions.

Le modèle de Glashow, Salam et Weinberg [1, 2, 3] a été proposé en 1967 sous le nom du Modèle Standard (MS), pour expliquer les phénomènes connus en physique des particules élémentaires. Ce modèle est construit à partir des fermions élémentaires, leptons et quarks, et de leurs interactions, il se base à la fois sur la théorie électrofaible et la chromodynamique quantique. Ce modèle a pour objectif de décrire la structure et le comportement de la matière et d'unifier les forces faible et électromagnétique, dans un groupe de jauge local $\mathrm{SU}(2)_L \otimes \mathrm{U}(1)_Y$. Cette symétrie permet de décrire les interactions électrofaibles des leptons et des quarks. L'ensemble des symétries du MS est: $\mathrm{SU}(3)_C \otimes \mathrm{SU}(2)_{T_W} \otimes \mathrm{U}(1)_Y$. L'interaction gravitationnelle entre les particules n'est pas inclue dans le Modèle Standard. Cependant, d'autres modèles tel que le modèle super-symétrique tentent de décrire les quatres forces fondamentales.

Le mécanisme par lequel les particules $W^{\pm}$ et Z^0 acquièrent leur masse s'appelle le mécanisme de Higgs. Ce mécanisme fait usage de la brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_{T_W} \otimes U(1)_Y$ en $U(1)_Q$. Cette brisure de symétrie fait apparaître une nouvelle particule dans le modèle, la particule de Higgs, formant l'élément de base qui sous-tend les bosons de spin unité (photon, W et Z^0). Le Higgs est un boson de spin 0 (boson scalaire) du MS et se couple avec toutes les autres particules du modèle. Il peut se désintégrer tant en quarks qu'en leptons ou en bosons. Le Modèle Standard est jugé par son pouvoir prédictif ainsi que son succès descriptif. Le Modèle Standard contient 21 paramètres libres: les masses des quarks, des leptons, les constantes de couplages, etc, qui ne peuvent être calculés et doivent donc être mesurés.

Plusieurs prédictions du Modèle Standard ont été testées dans de nombreuses expériences. Parmi ses plus grands succès: la mise en évidence des courants neutres de la théorie électrofaible au CERN en 1973; la découverte du quatrième quark lourd charmé en 1974; la découverte des bosons W^-, W^+, Z^0, en 1983 auprès du collisionneur proton-antiproton SPS au CERN; la confirmation de l'existence de trois types de neutrinos par le collisionneur électron-positron (LEP) au CERN et finalement l'observation du quark top auprès du collisionneur proton-antiproton TeVatron au Laboratoire Fermi en 1994.

Le LEP est le plus grand des accélérateurs actuels au CERN. Les faisceaux d'électrons et de positrons ont une énergie de 45 GeV/c^2 chacun, n'ont pas pu mettre en évidence l'existence du boson Higgs. Les énegies de l'ordre du TeV ont été retenues pour une nouvelle machine : le grand collisionneur de hadrons (LHC : Large Hadron Collider) qui couvrira toute la zone d'énergie dans laquelle le boson de Higgs pourrait être créé. Le LHC permettra également d'étudier le quark top et les théories de grande unification et supersymétrie.

L'entrée en service du Large Hadron Collider (LHC) et du détecteur ATLAS au CERN au début du siècle prochain (2005) permettra de verifier certaines prédictions du modèle standard de Weinberg Salam et Glashow et de scruter de nouveaux horizons en physique des hautes énergies. L'un des principaux objectifs de ce programme de recherche planétaire est la recherche du boson de Higgs prédit par le Modèle Standard et qui reste encore sans confirmation expérimentale. Ces objectifs seront atteints grâce aux collisions frontales de deux faisceaux de proton-proton d'énergie 7 TeV chacun. La luminosité prévue est de 10^{34} cm^{-2}s^{-1} et la fréquence d'interactions est de l'ordre de 1.2 10^9 interactions par seconde. Ce taux élevé d'interactions produira des fluences neutrons (10^{13} à

10^{15} neutrons cm^{-2}) et gammas assez importantes qui peuvent endommager les éléments passifs tels que les matériaux de construction et les éléments actifs telle que l'électronique de traitement et de lecture des signaux.

L'expérience ATLAS dont la phase de construction du détecteur est bien avancée disposera d'un calorimètre électromagnétique à argon liquide assez performant pour la détection des canaux de désintégration photoniques et leptoniques du boson de Higgs. Cette phase de construction a été précédée d'une phase de Recherche & Développement au sein de la collaboration **R&D 3** du CERN, pour la conception et la réalisation de prototypes des différents détecteurs d'ATLAS dont le calorimètre électromagnétique. Ces prototypes ont été testés auprès des accélérateurs du CERN. Le choix de chaque technologie pour la construction devait satisfaire un certain nombre de critères.

Un des principaux critères retenus pour la réalisation finale du détecteur est sa résistance au rayonnement neutron sur 10 années de fonctionnement.

Le travail de recherche présenté dans ce mémoire a été réalisé au Laboratoire de Physique Nucléaire et de Physique des Particules, à la Faculté des Sciences Aïn-Chock sous la direction du Professeur Abdeslam Hoummada . Depuis l'intégration officielle du Maroc à l'expérience ATLAS en Septembre 1996, le groupe de Casablanca participe en collaboration avec l'Institut Royale de Technologie de Stockholm et l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble, à la construction du détecteur pré-échantilloneur qui équipera la face avant du calorimètre électromagnétique. La conception et la réalisation de ces deux détecteurs ont été conduites par la collaboration au sein du programme Recherche & Développement N° 3 (**RD 3**) du CERN.

Au sein de cette collaboration, j'ai participé en 1996 et 1997 aux tests d'irradiation qui se sont déroulés auprès du Système d'Accélérateurs Rhônes-Alpes (SARA), ainsi qu'à l'analyse des données pour la détermination de la distribution angulaire du flux neutron de la station. Au sein du groupe de Stockholm j'ai participé à la production de la version finale des électrodes qui équiperont les modules du pré-échantillonneur. La partie principale de cette thèse est consacrée à la construction du détecteur pré-échantillonneur d'ATLAS et aux tests d'irradiation.

Avant de présenter le travail de recherche que j'ai réalisé, je présenterai dans le deuxième chapitre de manière détaillée le collisionneur LHC et l'expérience ATLAS. Le troisième chapitre décrira le calorimètre électromagnétique, ainsi que la description du principe de mesure de l'énergie des particules par ionisation de l'argon liquide. La fin de ce chapitre sera consacrée à la description du pré-échantillonneur, sa construction et aux tests de réception.

Dans les chapitres qui suivent, du quatrième au septième, nous exposerons le travail de développement que nous avons réalisé auprès de la station d'irradiation neutron de SARA, en étroite collaboration avec le groupe ATLAS de l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble dirigé par Johann Collot.

- Dans le quatrième chapitre nous décrivons la construction de la station d'irradiation et sa caractérisation complète. La réalisation de ce site expérimental a permis d'obtenir une fluence neutronique de l'ordre de 2.10^{14} neutrons.cm^{-2} en deux jours ce qui correspond à la fluence attendue au bout de dix années de fonctionnement du LHC.

- Dans le cinquième chapitre nous décrirons la méthode de test des différents échantillons, le moniteur de pureté ainsi que les effets d'une pollution de l'argon liquide sur le signal.

- Dans le sixième chapitre nous donnons les résultats des différents tests réalisés sur les matériaux constituant le calorimètre électromagnétique et le pré-échantillonneur.

- Dans le septième et dernier chapitre nous donnons la méthode d'extrapolation de ces tests au cas du calorimètre électromagnétique.

Chapitre 2

Le LHC et le détecteur ATLAS

2.1 Le futur collisionneur LHC

En Décembre 1994, le conseil du CERN (Laboratoire Européen pour la Physique des Particules) a approuvé la construction du grand collisionneur des hadrons le LHC (Large Hadron Collider). La mise en service est prévue pour l'an 2005 [4].

2.1.1 Description

Le LHC est un collisionneur permettant les collisions frontales de protons accélérés à 7 TeV, donnant une énergie dans le centre de masse de 14 TeV/c^2. La luminosité prévue est de 10^{34} cm^{-2}s^{-1} et la fréquence d'interaction est de l'ordre de 1.2 10^9 interactions par seconde. Le LHC est également conçu pour accélérer des ions lourds tels que des ions de plomb à une énergie dans le centre de masse de l'ordre de 1148 TeV.

Le LHC sera installé dans le tunnel du LEP (Large Electron-Positron collider) et alimenté par des sources de particules, des accélérateurs, des injecteurs avec le support d'infrastructures déjà existantes. Le complexe d'accélérateurs disponibles au CERN permet de produire les faisceaux de protons et de les pré-accélérer avant leur injection dans le LHC (voir la figure 2.1). Les protons sont d'abord accélérés dans l'accélérateur linéaire Linac jusqu'à 50 MeV pour les envoyer ensuite dans le Booster qui porte leur énergie à 1 GeV. Les protons sont transférés ensuite dans le PS (Synchrotron à Protons) et accélérés jusqu'à 26 GeV et finalement transférés dans le SPS (Super Synchrotron à Protons) où ils sont accélérés à une énergie de 450 GeV. Le tunnel du LHC d'une circonférence de 26.7 kilomètres, se compose de deux anneaux entrelacés avec des champs magnétiques de 8.36 Tesla produits par 1232 aimants de courbure supraconducteurs refroidis à 1.9 K par l'hélium liquide. Les protons seront injectés et accumulés dans le premier anneau puis en sens inverse dans le second, dans 2835 paquets de 1.05 10^{11} protons chacun. Les faisceaux entrent en collision aux points de croisement des anneaux avec une fréquence de 40 MHz, soit toutes les 25 ns. La luminosité est proportionnelle au nombre de paquets par faisceau et au nombre de protons par paquet. Le produit de ces deux paramètres représente l'intensité totale du faisceau, qui est de 540 mA. Une installation cryogénique et une technologie du vide plus avancées seront également nécessaires. Les principaux paramètres techniques du LHC sont résumés dans le tableau 2.1.

2.1.2 Performances

Pour le collisionneur LHC, l'énergie dans le centre de masse et la luminosité sont les deux principaux paramètres. La recherche de la physique au-delà du Modèle Standard nécessite de très hautes énergies et une grande luminosité. La cinématique de deux protons en collision peut être décrite par leur vecteur $p_1 = (E_1, \overrightarrow{p_1})$ et p_2=$(E_2, \overrightarrow{p_2})$, Ei, m_i et $\overrightarrow{p_i}$ sont respectivement l'énergie, la masse et le moment du proton i. L'énergie des collisions est fixée par le champ magnétique. Au centre de masse de la collision, nous avons:

$$E_{cm} \;=\; \sqrt{s} \;=\; \sqrt{(p_1+p_2)^2} \;=\; \sqrt{m_1^2+m_2^2+2(E_1E_2-\overrightarrow{p_1}\,\overrightarrow{p_2})}$$

Les masses des protons peuvent être négligées aux énergies attendues à ce collisionneur, ainsi:

$$E_{cm} \;\approx\; \sqrt{4E_1E_2}$$

Les protons ont la même énergie, E_1=E_2 $\equiv$ $E_{faisceau}$ et donc:

$$E_{cm} \;=\; 2E_{faisceau}$$

Du fait du faible nombre d'interactions par unité de temps, la durée de l'expérience sera allongée; un nombre considérable de mesures physiques sera effectué au cours des 10 à 20 ans de la vie opérationnelle du LHC. Le dispositif expérimental doit complètement entourer la zone d'interaction pour mieux recueillir les produits de la collision. Les quatre points de collisions frontales sont choisis avec une grande précision. Enfin, le nombre d'expériences simultanément en cours est limité.

Le second paramètre fondamental est la luminosité $\mathcal{L}$. Par définition, c'est le nombre d'interactions par seconde pour une réaction donnée. Elle relie le nombre d'événements n_i à chaque croisement à la section efficace totale des collisions proton-proton σ_i, par la formule suivante:

$$n_i \;=\; \sigma_i\,\mathcal{L} \tag{2.1}$$

La luminosité instantanée de la machine, est définie par:

$$\mathcal{L} \;=\; \frac{1}{4\pi}\frac{N^2 f}{tA_T} \tag{2.2}$$

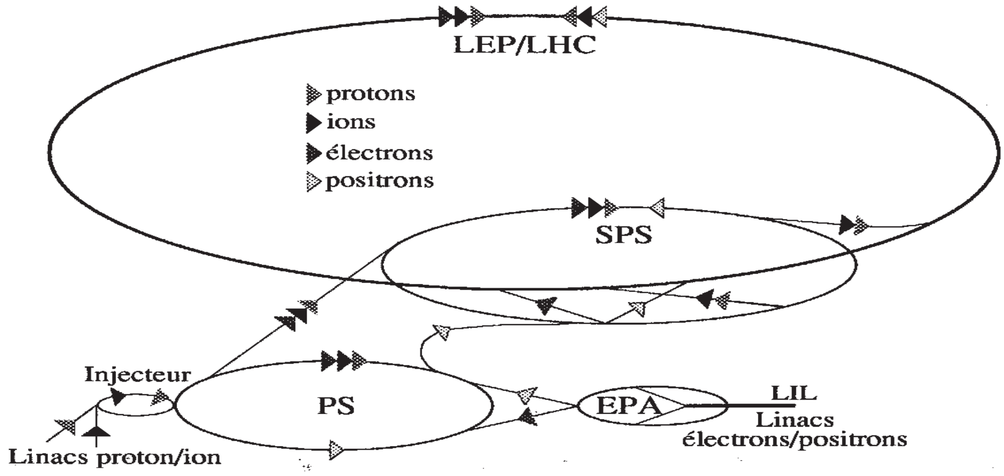

Figure 2.1: Implantation du LHC au CERN.

Paramètre	Valeur
Circonférence	26.7 km
Champ magnétique	8.4 T
Temps de révolution	88.9 μs
Energie d'injection	450 GeV
Energie en collision	7 TeV
Energie totale du faisceau	334 MJ
Nombre de tours par seconde	11 250
Fréquence du système d'accélération	40 MHz
Temps minimal entre chaque paquet	25 ns
Nombre de paquets de protons par faisceau	2835
Nombre de protons par paquet	10^{11}
Nombre de protons par faisceau	$3.\ 10^{14}$
Intensité du courant de protons	0.54 A
Rayon du paquet $\sigma_x = \sigma_y$	16 μm
Longueur du paquet σ_z	75 mm
Temps de vie du faisceau	22 h
Luminosité attendue	10^{34} cm^{-2}s^{-1}
Temps de vie de la luminosité	10 h

Tableau 2.1: Principales caractéristiques du LHC [5, 6].

Où N est le nombre de protons par paquet, f est le facteur de réduction lié à l'angle de croisement des faisceaux, t est le temps entre deux paquets, A_T est la surface transverse du paquet au point de collision.

Les protons des deux faisceaux vont se croiser toutes les 25 ns. A chaque croisement, un faible nombre d'entre eux va interagir en subissant une collision frontale. Pour étudier les processus physiques rares, il faut un grand nombre d'interactions par seconde, autrement dit une grande luminosité. La formule 2.2 montre que nous pouvons augmenter la luminosité en disposant du plus grand nombre possible de protons dans chaque faisceau ($3.\ 10^{14}$) et en rendant le faisceau très dense par une diminution de sa section A_T. Celle-ci est proportionnelle à σ_x et σ_y, les écarts types des distributions gaussiennes radiale et verticale des particules du faisceau. Pour cela, des quadrupôles magnétiques sont installés, focalisant verticalement, afin de diminuer la valeur de la fonction d'amplitude verticale. La luminosité instantanée de fonctionnement dite haute luminosité $\mathcal{L}_0$ est de 10^{34} cm^{-2}s^{-1} (ou 10^7 mb^{-1}s^{-1}). Le LHC atteindra cette luminosité après un passage par une luminosité intermédiaire dite basse luminosité de 10^{33} cm^{-2}s^{-1} pendant les trois premières années de fonctionnement. Cette évolution est représentée dans le tableau 2.2.

Nombre d'années de fonctionnement	1 à 3	4	5 à 10
Luminosité instantanée (cm^{-2}s^{-1})	10^{33}	10^{34}	10^{34} à 2.5×10^{34}
Luminosité intégrée (pb^{-1})	3×10^4	10^5	3×10^5

Tableau 2.2: Evolution de la luminosité du LHC avec les années d'opération.

2.1.3 La physique au LHC

L'objectif premier du LHC est la recherche du boson Higgs (H) et l'étude de ses propriétés. Ce boson est l'objet de recherches expérimentales (LEP II, TeVatron) qui jusqu'à maintenant n'ont pas pu mettre en évidence expérimentalement son existence. Les mécanismes de production du boson de Higgs au collisionneur proton-proton sont la production directe, la fusion gluon-gluon ou la fusion intermédiaire du gluon. En se basant sur les prédictions du Modèle Standard (MS) et en se limitant au domaine de masse supérieur à celui du LEP, le futur LHC créant une énergie de plusieurs TeV dans le centre de masse, permettra de produire le boson de Higgs. Le LHC sera sensible à d'autres processus physiques tels que (voir aussi la figure 2.2):

- Pour un Higgs de masse dans l'intervalle 80 GeV< m_H <120 GeV, il s'agit d'une désintégration dans le canal $H \to b\bar{b}$, nécessitant ainsi une bonne capacité d'étiquetage des quarks b. Pour un boson de Higgs de 100 GeV, la section efficace de $H \to b\bar{b}$

est de l'ordre de 30 pb. Malheureusement, ce mode de désintégration du Higgs est noyé dans un bruit rendant difficile sa mise en évidence.

- Dans une zone de masses intermédiaires 90 GeV< m_H <150 GeV, le mode de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ est le plus abondant. Le bruit de fond de ce canal provient de l'annihilation en 2γ de quarks ou de gluons ($gg \rightarrow \gamma\gamma$ et $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$), ainsi que du bremsstrahlung des quarks ($gq \rightarrow \gamma q$).

- Au delà de 130 GeV, les canaux $H \rightarrow W^+W^-$ et $H \rightarrow Z^0Z^0$ deviennent dominants, et plus précisement les désintégrations des Z^0 vers les modes leptoniques, c'est à dire: $H \rightarrow Z^0Z^0 \rightarrow 4l$, où l est un lepton (électron (e) ou muon (μ)). Plus la luminosité est élevée, plus la probabilité de production du boson de Higgs devient grande. Pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} (une année de fonctionnement du LHC à 10^{33} $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$) la masse du Higgs à détecter est de 500 $\mathrm{GeV/c}^2$ dans ce canal, et pour 100 fb^{-1} (une année de fonctionnement à 10^{34} $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$) la masse du Higgs à détecter est 800 $\mathrm{GeV/c}^2$ [7].

La faible probabilité de ces processus lors des interactions proton-proton impose un taux d'événements élevé, autrement dit la luminosité la plus élevée possible. La section efficace totale des interactions proton-proton est σ_{totale}=110 ± 20 mb, dont 26% sont des collisions inélastiques qui ne présentent pas un grand intérêt pour la production de particules massives. La figure 2.2 donne l'évolution des sections efficaces de divers processus dans les machines hadroniques en fonction de $\sqrt{s}$, et à la luminosité prévue au LHC.

La recherche du boson de Higgs s'effectuera principalement par la recherche de ses canaux de désintégration photonique et leptonique. Ainsi, les détecteurs fonctionnant auprès du LHC devront être sensibles à ces signatures. Plus précisement ils doivent disposer d'un calorimètre électromagnétique pouvant reconstruire avec précision ces événements et assurant une bonne détection des photons et des électrons. Ces détecteurs devront aussi disposer d'un calorimètre hadronique pour la détection des hadrons, des jets et la reconstitution de l'énergie transverse manquante.

Le LHC abordera aussi d'autres domaines de recherche comme la physique des saveurs lourdes, la supersymétrie, et la recherche de nouvelles particules telles que les bosons Z' et W'.

Quatre expériences sont prévues, ATLAS: A Toroidal LHC ApparatuS, CMS: Compact Muon Solenoid, ALICE: A Large Ion Collider Experiment et LHC-b, pour équiper chacune une zone d'interaction du LHC. Les deux principaux projets ATLAS et CMS fonctionnent avec le mode de collision proton-proton. Ils sont dédiés à la recherche du boson de Higgs et à la nouvelle physique. La troisième expérience ALICE basée sur les collisions entre les ions lourds (Pb-Pb), est prévue dans un deuxième temps pour la physique nucléaire à haute énergie telle que la recherche du plasma de quarks et gluons (PQG). La quatrième expérience LHC-b est consacrée à l'étude de la violation de CP dans les désintégrations des mésons B.

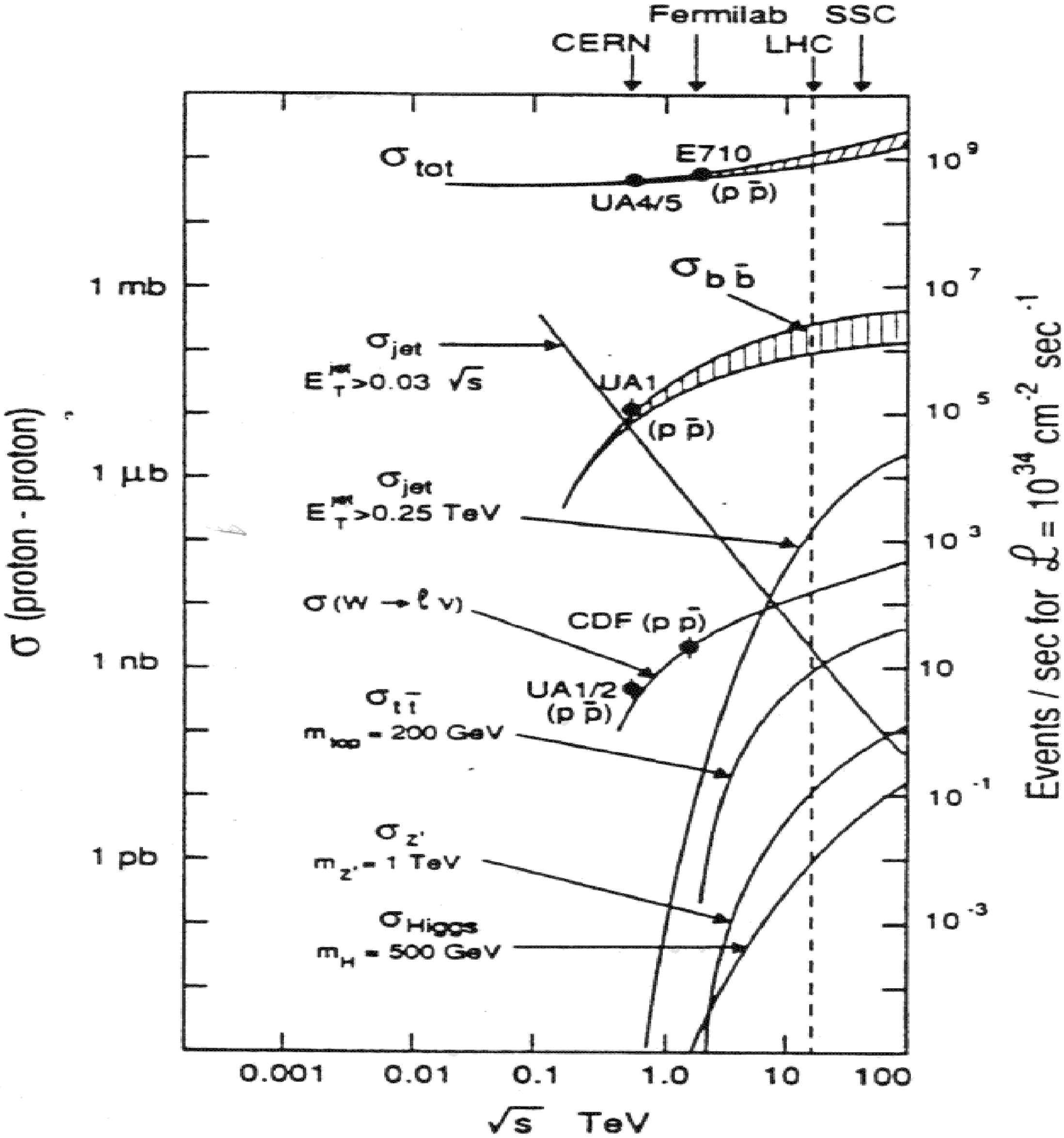

Figure 2.2: Section efficace totale de différents processus de l'interaction proton-proton en fonction de l'énergie dans le centre de masse [6].

2.1.4 Les variables cinématiques

Dans un collisionneur proton-proton, la cinématique des particules produites par les collisions proton-proton est décrite par trois variables principales: l'énergie transverse E_T, la pseudo-rapidité η, et l'angle azimuthal ϕ.

Au LHC, la plupart des particules produites dans une collision p-p restent dans le tube à vide, et par conséquent il n'est pas possible d'imposer la conservation de l'énergie dans le détecteur. La mesure de l'énergie transverse des particules donne une contrainte équivalente.
La pseudo-rapidité η est reliée à θ, l'angle d'émission des particules par rapport à l'axe des faisceaux, par:

$$\eta = -ln\ tan(\theta/2)$$

A θ=90°, cette quantité vaut 0 et devient infinie lorsque θ tend vers 0.
L'angle azimuthal ϕ, est l'angle par rapport au plan perpendiculaire au faisceau, xOy.

2.1.5 Les contraintes imposées par le LHC

Les contraintes imposées aux détecteurs par le LHC, peuvent être résumées dans les trois points suivants:

- Au LHC, il est prévu 40 millions de croisements de faisceaux par seconde. A haute luminosité, le nombre moyen de croisements des faisceaux de protons produits par des collisions inélastiques non diffractives, est de 23 collisions. Ces événements sont dits à biais minimum, et leur section efficace est de l'ordre de 70 mb. Ils constituent les interactions parasites qui se superposent aux signaux physiques intéressants dans les détecteurs. Pour minimiser leurs effets sur la précision de détection, il faut disposer d'une bonne segmentation et une fine granularité. Il faut également simuler et étudier la réponse des détecteurs en présence de ces événements d'empilement.

- Le temps entre deux paquets de protons est de 25 ns. Les détecteurs devront être suffisamment rapides et les systèmes de déclenchement doivent être très performants pour la sélection et le stockage des informations intéressantes.

- Le nombre important de collisions dans le LHC, produit un grand taux de diverses radiations qui peuvent endommager divers éléments constituant les milieux actifs et passifs des détecteurs. Les matériaux utilisés doivent donc supporter un flux de 10^{13} à 10^{15} neutrons/cm^2, correspondant aux doses accumulées pendant 10 années d'opération du LHC [8]. Ainsi pour un bon fonctionnement, les détecteurs doivent être résistants aux radiations et opérationnels durant toute la durée prévue de l'expérience. Plus de détails sur le niveau de radiations dans le détecteur ATLAS ainsi que les effets sur les matériaux, les détecteurs et l'électronique sont traités au paragraphe 2.3.

2.2 Le détecteur ATLAS

2.2.1 But

La construction du détecteur ATLAS a été approuvée en Janvier 1996 dans le cadre d'une collaboration internationale à laquelle participe le Laboratoire de Physique Nucléaire et de Physique des Particules de la Faculté des Sciences Aïn-Chock, Casablanca. Conduite par 1700 Physiciens de cent quarante quatre instituts, l'expérience ATLAS est l'une des deux principales expériences prévues au LHC [9]. Ce détecteur doit couvrir un large potentiel physique offert par ce collisionneur et explorer une nouvelle physique dans des domaines de recherche assez différents, tout en travaillant à une forte luminosité de 10^{34} $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et dans des contraintes environnementales assez exigeantes imposées par la physique attendues, les technologies utilisées et le coût.

Les contraintes physiques sont résumées dans les trois points suivants:

- identifier et mesurer l'impulsion des électrons, des photons et des muons ainsi que leur énergie avec une bonne précision;
- mesurer l'énergie des jets;
- réaliser des détecteurs hermétiques pour la mesure de l'énergie transverse manquante.

Les deux premiers points indiquent la nécessité d'une bonne calorimétrie possédant une large couverture géométrique et une bonne précision et herméticité. Depuis 1991, la conception, l'optimisation et les performances de ce détecteur font l'objet de programme intensifs de recherche et de développement: des études de simulation des processus physiques, des tests de prototypes, etc.

2.2.2 Description

Le détecteur ATLAS (Figure 2.3) possède une symétrie cylindrique autour de l'axe des faisceaux de protons, de façon à détecter la quasi-totalité des produits de la réaction. Il a une longueur de 44 mètres et un diamètre extérieur d'environ 22 mètres. Le poids est estimé à 7000 tonnes. Deux systèmes d'aimants équipent ce détecteur pour courber les trajectoires des particules chargées afin de mesurer leur quantité de mouvement. ATLAS

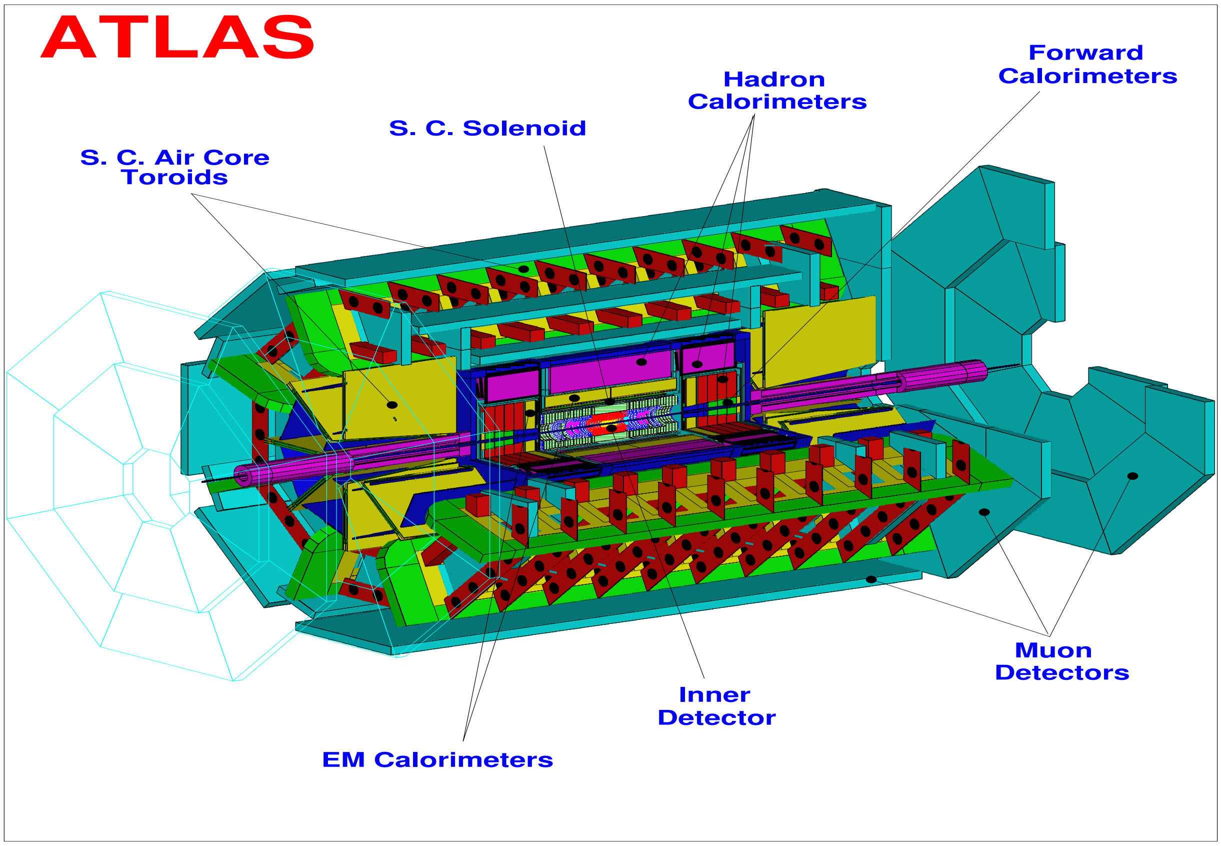

Figure 2.3: Le détecteur ATLAS.

est formé de plusieurs sous-ensembles de détecteurs s'emboîtant les uns dans les autres et permettant d'identifier et de mesurer l'énergie et la direction des particules générées. Du point d'interaction des protons vers l'extérieur, le détecteur ATLAS est constitué :

- D'un détecteur interne qui détecte les traces des particules issues de la réaction.
- Placé juste derrière le détecteur interne, un calorimètre électromagnétique assure la mesure de l'énergie des électrons et des photons.
- Ensuite, un calorimètre hadronique mesure l'énergie des particules ayant une interaction forte avec la matière.
- Et enfin un spectromètre à muons dont le rôle est de mesurer indépendament et avec précision la quantité de mouvement des muons.

Chacun de ces sous-systèmes sera décrit dans les paragraphes suivants. Le calorimètre électromagnétique et le pré-échantillonneur dans lesquels nous sommes plus particulièrement impliqués, seront décrits dans le Chapitre 3.

2.2.3 Le détecteur interne

Le détecteur interne d'ATLAS [10] a pour fonctions principales la reconstruction des traces des particules chargées, la mesure de leur impulsion et l'identification des électrons et des photons à haute luminosité. Pendant les premières années de fonctionnement du LHC à basse luminosité, il déterminera la position des vertex secondaires et permettra la reconstruction complète de certains modes de désintégration des particules à faible durée de vie comme les mésons beaux. Ces objectifs seront atteints à l'aide de deux types de détecteurs: un détecteur de traces à semi-conducteurs possédant une granularité très fine qui garantit une haute précision et d'un détecteur de traces à radiation de transition, avec un grand nombre de points de mesures moins précises.

Le détecteur interne devra:

- assurer une bonne détection et reconstruction des particules chargées avec un $|\eta| < 2.5$ et un $p_T > 5$ GeV avec une efficacité supérieure à 95% et moins de 1% de fausses traces. Egalement pour la détection des traces chargées de $p_T > 20$ GeV avec une efficacité supérieure à 90% et un taux d'erreur inférieur à 10%.

- permettre d'atteindre:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{\Delta p_T}{p_T} < 30\% & \text{pour un muon de } p_T = 500 \text{ GeV à } |\eta| < 2 \\ \frac{\Delta p_T}{p_T} < 50\% & \text{pour un muon de } p_T = 500 \text{ GeV à } 2 < |\eta| < 2.5 \end{array} \right. \tag{2.3}$$

- atteindre une résolution angulaire:

$$\frac{\Delta\theta}{\theta} < 2\ mrad \tag{2.4}$$

- identifier à haute luminosité les électrons et les positrons de p_T supérieure à 10 GeV avec une efficacité supérieure à 90% à haute luminosité, et de $p_T > 1$ GeV avec une efficacité supérieure à 70% à basse luminosité.

- identifier les gammas de p_T=60 GeV avec une efficacité supérieure à 85%.

- étiquetter les jets de b avec une efficacité de 30% et un taux de réjection supérieur à 50 (10) pour les jets de quarks de saveurs différentes de celle du b à basse luminosité (haute luminosité).

La conception du détecteur interne est basée sur un compromis entre les performances physiques souhaitées et les contraintes imposées par le collisionneur. La quantité de matière doit être limitée pour éviter un taux d'interactions élevé, qui rendrait difficile la mesure précise des traces. La distribution de la quantité de matière, donnée en longueur de radiations X_0, a une valeur de l'ordre de 2.5 X_0 à η=1.4. Il est donc important de contrôler l'épaisseur de la matière, en amont du calorimètre électromagnétique, traversée par les γ et les $e^{\pm}$. A haute luminosité, le détecteur interne doit s'accommoder au nombre important de particules chargées des événements d'empilement. Le flux important des neutrons dans cette partie nécessite l'utilisation de nouvelles technologies rendant les détecteurs plus résistants au rayonnement.

Le détecteur interne (Figure 2.4) est contenu dans un cylindre de 6.90 m de long et 1.15 m de rayon externe, couvrant un domaine de pseudo-rapidité de ±2.5. Les bouchons sont en position perpendiculaire à l'axe des faisceaux, dans le domaine $1< |\eta| <2.5$. Ce détecteur est placé dans un solénoïde supraconducteur qui délivre un champ magnétique axial de 2 Tesla; les lignes de champs sont parallèles aux faisceaux dans la région $|\eta| <1$. Le solénoïde est placé dans le cryostat de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique.

a) Le détecteur de traces à semi-conducteurs

Le détecteur de traces à semi-conducteurs est composé de deux parties:

- le détecteur à pixels de silicium, constitué de trois couches cylindriques, situées à des rayons de 4 cm, 11 cm et 14 cm de l'axe du faisceau, et de 8 disques situés entre les rayons 11 et 20 cm, montés autour de l'axe du faisceau et répartis sur la pseudo-rapidité $|\eta| <2.5$. La première couche cylindrique est constituée de 12. 10^6 capteurs. Les deux autres couches cylindriques et les 8 disques sont constitués de 12. 10^8 capteurs. La taille de ces pixels est 50μm × 300μm, les résolutions envisagées sont de 14 μm dans le plan R-ϕ et de 87 μm suivant z. Ce détecteur permettra de déterminer la position des vertex secondaires et d'identifier les quarks b et les leptons τ.

- le détecteur à micro-pistes en silicium (SCT), utilise des détecteurs de petites granularités suivant la direction de ϕ. Ce sont quatre cylindres situés à des rayons R=30, 35, 45 et 50 cm, et 18 disques de semi-conducteurs. Ces micro-pistes correspondent à un nombre de capteurs de 5. 10^6 de taille de 12 cm × (75 à 112.5 μm). Les résolutions envisagées sont de l'ordre de $\sigma_{R-\Phi}$=15 à 35 μm, σ_R < 1800 μm et σ_z=770 μm. Grâce à sa fine granularité, ce dispositif contribue aux mesures de la position du vertex primaire en fournissant 4 points pour chaque trace.

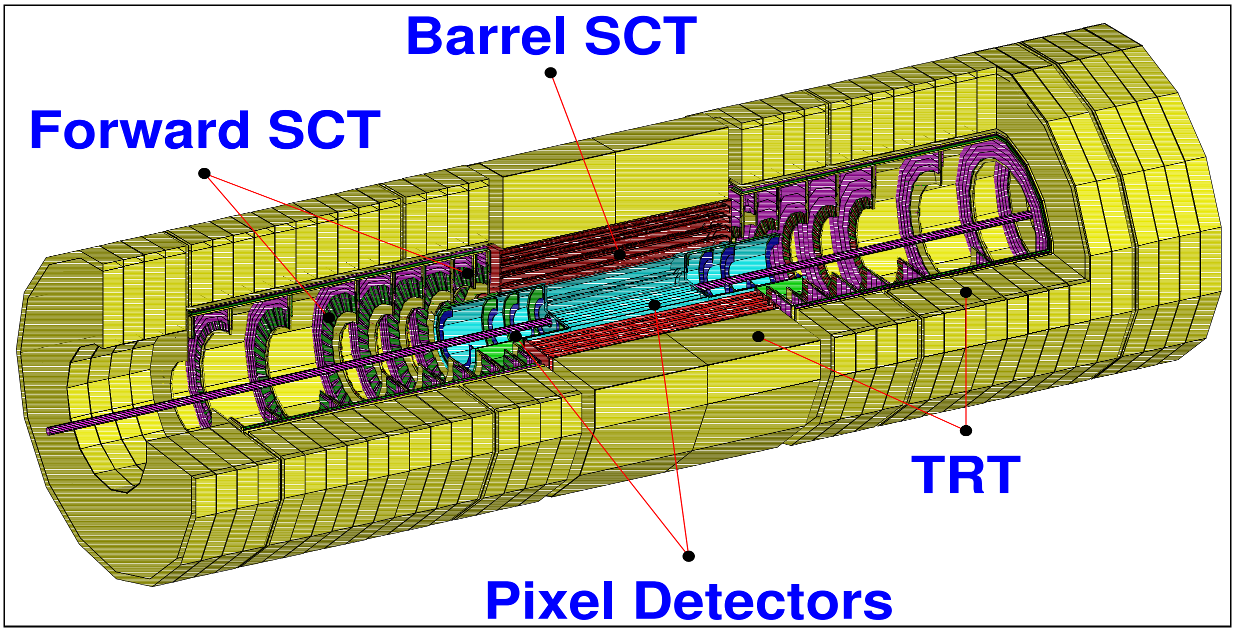

Figure 2.4: Le détecteur interne.

b) Le détecteur de traces à radiation de transition

Le détecteur de traces à radiation de transition (TRT) est installé dans une zone où la densité des traces est plus faible. Il est composé de 64 couches de tubes à dérive de 4 mm de diamètre, et fournit plus de 36 points de trajectographie. Ce détecteur est placé entre les rayons R=60 cm et R=110 cm, orientés radialement dans les bouchons; ce détecteur mesure le rayonnement de transition produit par le passage des particules qui le traversent. Le TRT contribue à, l'identification des électrons et des positrons par rapport aux jets, la reconnaissance des paires et à la renconstruction des trajectoires des particules chargées. La résolution des pailles $\sigma_{R-\Phi}$ est de l'ordre de 170 μm.

2.2.4 Les calorimètres

Le système calorimétrique d'ATLAS [11, 12, 13] a pour objectifs de mesurer l'énergie et la direction des électrons, des photons, des hadrons et aussi pour l'énergie manquante et d'autres particules résultant des interactions faibles. Le calorimètre contribuera également à l'identification des particules et à la séparation des électrons, des photons via des hadrons et des jets dans un domaine allant de quelques GeV à quelques TeV.

Les performances de la calorimétrie d'ATLAS sont déterminées en fonction de la physique attendue. Nous avons vu au paragraphe 2.1.3 que les principales signatures du boson de Higgs dans les calorimètres sont sa désintégration en quatre leptons ou en deux photons. Cela nécessite une bonne résolution en énergie, une bonne résolution angulaire, une bonne réjection du bruit de fonds en π^0 et une large couverture du domaine de pseudo-rapidité $|\eta| <2.5$. Le calorimètre électromagnétique doit être finement segmenté pour réduire les effets d'empilement et mieux identifier les particules qui le traversent. Les calorimètres disposent d'une grande couverture angulaire en pseudo-rapidité ($0 < |\eta| <5$) pour mesurer également l'énergie transverse manquante.

La figure 2.5 présente une vue du système des calorimètres. Ce système est contenu dans un cylindre de 13.35 m de long et de 4.25 m de rayon. Le calorimètre comporte une partie centrale composée du tonneau, de deux bouchons et d'un calorimètre avant. Un cryostat cylindrique contient la bobine supra-conductrice créant un champ axial de 2 Tesla, le pré-échantillonneur puis le calorimètre central à argon liquide. De chaque côté, les bouchons électromagnétiques et hadroniques ainsi que le calorimètre avant sont disposés dans un même cryostat. La technique de calorimétrie à échantillonnage en argon liquide est choisie pour le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique.

	Calorimètre électromagnétique	Calorimètre hadronique
	électron, positron, gamma	jets
Résolution en énergie	$\frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.5\%}{E} \oplus 0.7\%$	$\frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{3\%}{E} \oplus 3\%$
Linéarité	$< 0.5\%$ jusqu'à 300 GeV	$< 2\%$ jusqu'à 4 TeV

Tableau 2.3: Performances attendues des calorimètres d'ATLAS.

a) Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique est un calorimètre à échantillonnage dont le milieu actif est de l'argon liquide et l'absorbeur est du plomb. Il est constitué d'un tonneau entre les rayons R=1.50 m et R=1.97 m, à $|\eta| <1.5$, et de deux bouchons de rayon intérieur 2.08 m, couvrant un domaine de pseudo-rapidité de $1.375< |\eta| <3.2$ sur une profondeur variant de 24 à 26 longueur de radiation. La structure géométrique des électrodes et des absorbeurs est en accordéon. Cette technique est choisie pour minimiser les angles morts entre les modules et pour assurer une propagation rapide du signal vers les préamplificateurs, limitant ainsi la contribution de l'empilement du bruit.

Le calorimètre électromagnétique est précédé par le pré-échantillonneur de gerbe afin de corriger l'effet de la matière morte placée devant le calorimètre et maintenir une excellente résolution en énergie et en position. Pour ces raisons, il est très finement segmenté en

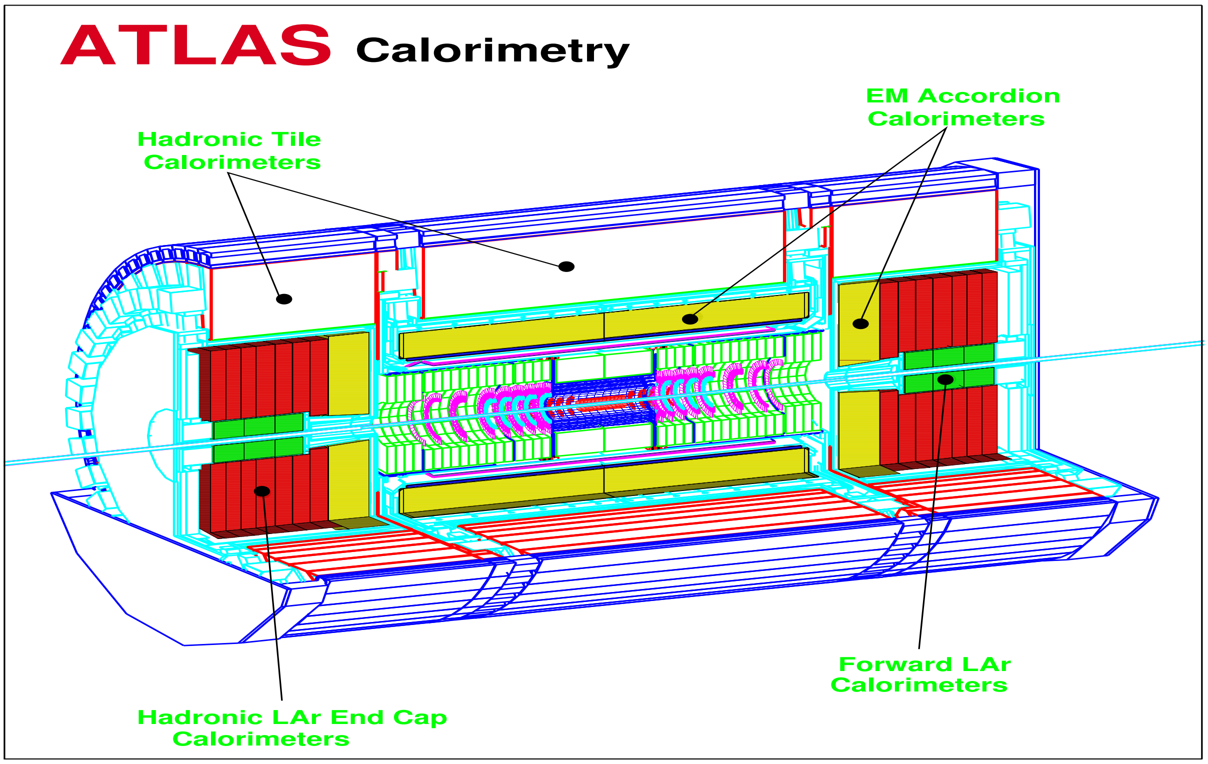

Figure 2.5: La calorimétrie ATLAS.

η. Le pré-échantillonneur est placé entre les rayons R=1.413 m et R=1.448 m. Il couvre le domaine de $|\eta|$ <1.5 en pseudo-rapidité, alors que les bouchons couvrent le domaine 1.5< $|\eta|$ <1.8.

b) Le calorimètre hadronique

Les fonctions du calorimètre hadronique sont:

- l'identification et la mesure de l'énergie et la direction des jets ainsi que la mesure de l'énergie transverse manquante.
- une amélioration de la détection des muons de 2< p_T <5 GeV.
- la contribution à l'identification des particules par la mesure des fuites du calorimètre électromagnétique et de l'isolation leptonique.

Le calorimètre hadronique est constitué d'un calorimètre central à tuiles et de deux calorimètres bouchons à argon liquide, couvrant la région $|\eta|$ <4.9. Le calorimètre hadronique permettra la reconstruction et la mesure de l'énergie des jets hadroniques, l'identification des particules et la mesure de l'énergie manquante.

Le calorimètre à tuiles scintillantes utilise une matrice en fer qui sert d'absorbeur et des plaques de scintillateur comme éléments actifs, couvrant le domaine $0< |\eta| <1.5$. La collection de la lumière de ces scintillateurs est réalisée à l'aide de deux fibres optiques qui transmettent la lumière à des photomultiplicateurs placés à l'arrière du détecteur; les tuiles sont situées dans le plan R-ϕ. Le calorimètre est un cylindre constitué d'une partie centrale de 5.3 m de long et de deux parties de 2.65 m de long à l'avant. La segmentation en profondeur des secteurs est effectuée en trois compartiments de longueurs respectives 1.5, 4.2 et 1.9 λ_I. La granularité des deux premiers compartiments est $\Delta\eta\times\Delta\phi = 0.1\times0.1$ et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$ pour le dernier.

Dans la région $1.5< |\eta| <3.1$, le calorimètre hadronique est placé dans le même cryostat que les bouchons du calorimètre électromagnétique. Dans cette région, le milieu actif est l'argon liquide et les absorbeurs sont des plaques de cuivre. Le choix de cette technologie se justifie par les exigences de résistance aux radiations et par le besoin d'absorber les gerbes hadroniques. Ce calorimètre est constitué de deux roues de 16 secteurs en ϕ. Les plaques de cuivre ont une épaisseur de 25 mm pour la première roue et de 50 mm pour la seconde. La granularité est de 0.1×0.1 pour $|\eta| <2.4$ et de 0.2×0.2 au-delà. La segmentation en profondeur s'effectue à l'aide de trois compartiments, dont deux sont situés dans la première roue, avec des longueurs d'interactions $\lambda_I = 1.5$, 2.9 et 5.8, respectivement. L'épaisseur totale des bouchons est d'environ 12 λ_I.

Le calorimètre avant, est situé dans l'intervalle $3.1< |\eta| <4.9$, dans les mêmes cryostats bouchons. Ce calorimètre est composé de trois sections longitudinales et utilise également l'argon liquide comme milieu actif. L'absorbeur de la première section longitudinale est composé de cuivre; les deux autres sections ont leurs absorbeurs composés d'un alliage de tungstène (matériau très dense). Ce calorimètre a une épaisseur totale de 9 λ_I et une granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$.

Les principales caractéristiques des calorimètres électromagnétique et hadronique sont indiquées dans le tableau 2.4. Le premier compartiment est l'étage le plus fin en pseudorapidité, il sert à segmenter le détecteur pré-échantillonneur.

Pré-échantillonneur	Tonneau	Bouchons	
Couverture	$\lvert\eta\rvert < 1.52$		$1.5 < \lvert\eta\rvert < 1.8$
Segmentation	1 compartiment	1 compartiment	
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$	0.025×0.1	0.025×0.1	
Calorimètre EM	Tonneau	Bouchons	
Couverture	$\lvert\eta\rvert < 1.475$		$1.375 < \lvert\eta\rvert < 3.2$
Segmentation longitudinale	3 compartiments	3 compartiments	$1.5 < \lvert\eta\rvert < 2.5$
		2 compartiments	$1.375 < \lvert\eta\rvert < 1.5$
			$2.5 < \lvert\eta\rvert < 3.2$
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$			
Compartiment 1	0.003×0.1	0.025×0.1	$1.375 < \lvert\eta\rvert < 1.5$
		0.003×0.1	$1.5 < \lvert\eta\rvert < 1.8$
		0.004×0.1	$1.8 < \lvert\eta\rvert < 2.0$
		0.006×0.1	$2.0 < \lvert\eta\rvert < 2.5$
		0.1×0.1	$2.5 < \lvert\eta\rvert < 3.2$
Compartiment 2	0.025×0.025	0.025×0.025	$1.375 < \lvert\eta\rvert < 2.5$
		0.1×0.1	$2.5 < \lvert\eta\rvert < 3.2$
Compartiment 3	0.05×0.025	0.05×0.025	$1.5 < \lvert\eta\rvert < 2.5$
Calorimètre HA à tuiles	Tonneau	Extensions	
Couverture	$\lvert\eta\rvert < 1.0$		$0.8 < \lvert\eta\rvert < 1.7$
Segmentation longitudinale	3 compartiments	3 compartiments	
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$			
Compartiment 1 et 2	0.1×0.1	0.1×0.1	
Compartiment 3	0.2×0.1	0.2×0.1	
Calorimètre HA à argon liquide		Bouchons	
Couverture			$1.5 < \lvert\eta\rvert < 3.2$
Segmentation longitudinale		3 compartiments	
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$			
		0.1×0.1	$1.5 < \lvert\eta\rvert < 2.5$
		0.2×0.2	$2.5 < \lvert\eta\rvert < 3.2$
Calorimètre avant		Bouchons	
Couverture			$3.1 < \lvert\eta\rvert < 4.9$
Segmentation longitudinale		3 compartiments	
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$		0.2×0.2	

Tableau 2.4: Principales caractéristiques des calorimètres électromagnétique et hadronique du détecteur ATLAS [12].

2.2.5 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons, présenté dans la figure 2.6, est situé immédiatement après le calorimètre hadronique, couvrant le domaine $|\eta|$ <3 en pseudo-rapidité, entre les rayons R=4.5 m et 11 m. Il se compose d'un tonneau et de deux bouchons. Le tonneau est équipé de trois couches cylindriques de chambres à muons (environ 850 chambres à muons au total). Dans la région centrale, $|\eta|$ <1.5, nous trouvons les chambres MDT "Monitored Drift Tubes" et dans la région avant, 2< $|\eta|$ <2.7, les chambres CSC "Cathode Strip Chambers".

Le système magnétique de ce spectromètre est constitué d'un ensemble d'aimants supraconducteurs, composé d'un aimant toroîdal central et de deux aimants toroîdaux aux deux extrémités. L'ensemble des chambres est entouré par 8 bobines supraconductrices à air de 25 m de long chacune, ayant des rayons interne et externe respectivement de 5 m et 10 m. Le système des aimants des bouchons comprend également 8 bobines supraconductrices, sous forme de roue d'un diamètre de 10.70 m et d'une longueur de 5 m. La valeur maximum du champ magnétique créé est de 4 Tesla; ce champ toroîdal courbe les trajectoires des muons. Le spectromètre à muons doit mesurer avec une grande résolution l'impulsion des muons de 5 GeV à 1 TeV, et ce jusqu'aux plus hautes luminosités.

2.2.6 Déclenchement et acquisition

A haute luminosité du LHC, le détecteur ATLAS doit scruter 20 collisions toutes les 25 ns, c'est à dire 1.2 10^9 interactions par seconde. Ce grand débit d'entrée de 10^6 MBytes par seconde doit être filtré à un nombre d'événements intéressants de manière à ne garder qu'une quantité raisonnable d'informations pour l'analyse. Le système de déclenchement et d'acquisition est chargé de l'identification et de la sélection en ligne de ces événements.

Ce système est divisé en trois niveaux comme il est schématisé à la figure 2.7:

- Le premier niveau (LVL1) utilise les données des détecteurs de muons et calorimètres. Ces événements sont gardés dans des mémoires "pipelines" pendant un temps fixe de 2 μs (temps de latence) avant de parvenir à une décision. A ce niveau, le taux d'événements intéressants est réduit de 40 MHz à 100 kHz. Avec des seuils différents et des critères d'isolation, les signatures recherchées sont des muons, des amas calorimétriques ou de l'énergie manquante (E_T^{miss}).
- Le second niveau (LVL2) utilise les données retenues et doit réduire le taux à 1 kHz après un temps d'environ de 10 ms.
- Les données résultants de ce tri passent ensuite par le troisième niveau (LVL3) pour

un traitement complémentaire. Le temps de latence est de 1 s et le taux de sortie est de 100 Hz.

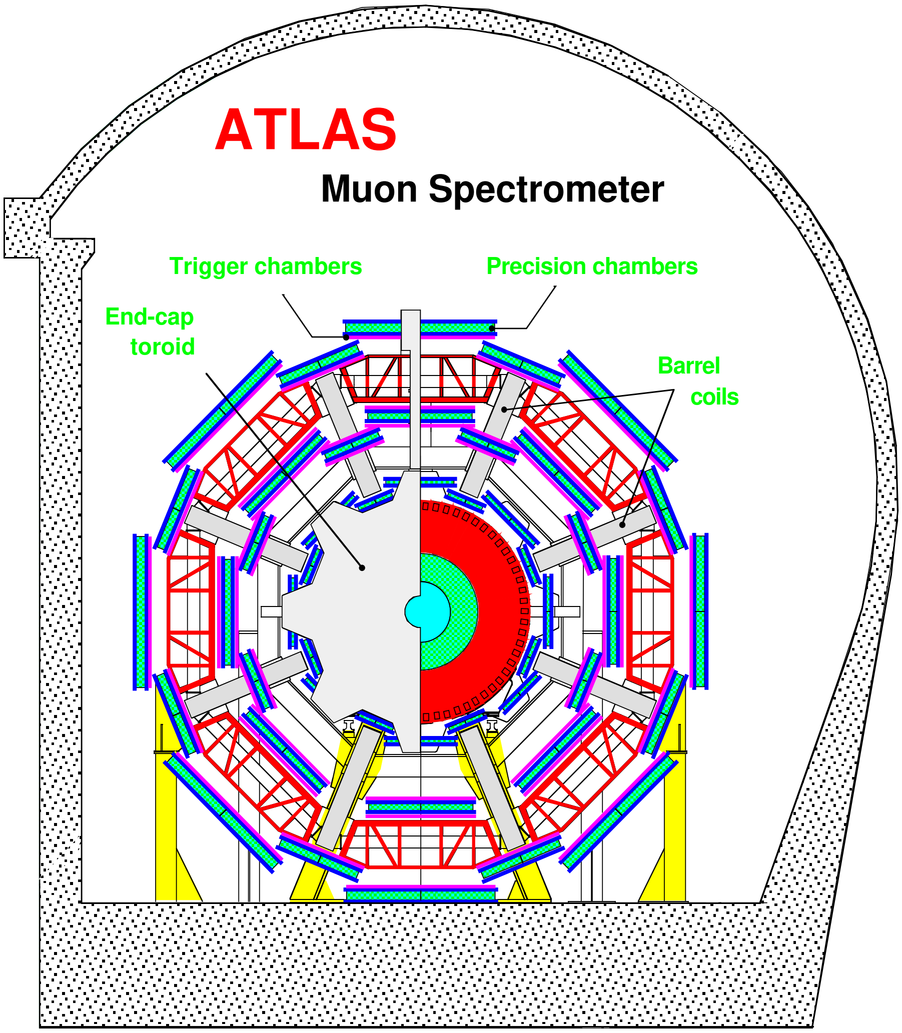

Figure 2.6: Le spectromètre à muons.

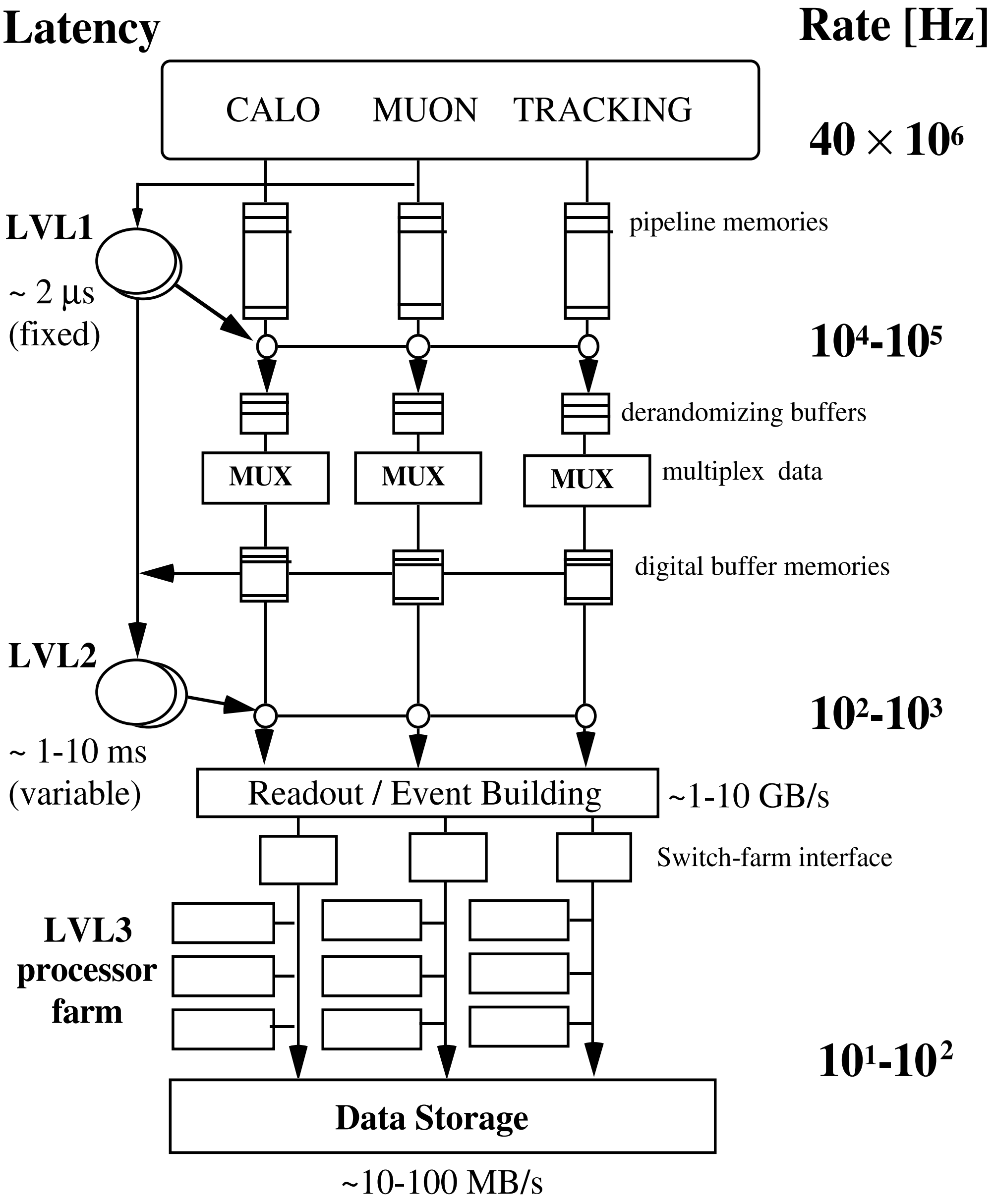

Figure 2.7: Architecture de déclenchement du détecteur ATLAS.

2.3 Les radiations au niveau du détecteur ATLAS

Le grand nombre de collisions, de particules émises et leurs interactions dans les calorimètres sont la cause d'une grande source de radiations. Un grand nombre de particules est produit au point d'interaction à une fréquence élevée. Cette source va créer un environnement radiatif assez sévère pour les détecteurs. Les radiations endommagent les matériaux qui constituent les milieux actifs et passifs de détection ainsi que l'électronique de lecture dans les différentes parties du détecteur ATLAS; il est donc primordial d'évaluer leur tenue aux radiations.

2.3.1 Niveaux de radiation attendues

Différentes études sont menées dans ce domaine. Le flux des particules est estimé en se basant sur plusieurs programmes de simulation. Il s'agit de générer des événements standards du LHC (événements de biais minimum) et de simuler les interactions des particules produites avec la matière du détecteur ATLAS. Plusieurs détails sont présentés dans les références [9, 14, 16, 17, 18]. La figure 2.8 présente les niveaux des doses radioactives cumulées par an, à haute luminosité pour le détecteur interne et les calorimètres. Les niveaux de radiation diminuent en $1/\mathrm{R}^2$ par rapport à l'axe des faisceaux et augmentent avec $|\eta|$. Les détecteurs et leur électronique sont placés près du point de collision des faisceaux, entre quelques dizaines de centimètres et quelques mètres. Dans ce volume doivent exister des milliers de détecteurs, d'amplificateurs et de systèmes électroniques, pendant une durée de vie de 10 ans avec une probabilité de remplacement nulle.

Les neutrons sont produits dans les calorimètres et diffusent dans tout le détecteur. Leur énergie est d'environ 1 MeV et le flux correspondant est relativement homogène. Le tableau 2.5 précise l'environnement radiatif dans quelques régions du détecteur ATLAS: les doses annuelles et les fluences neutroniques (E_n >100 keV).

Les matériaux organiques comme les plastiques et les gaines des câbles sont sensibles à des doses cumulées déposées par les neutrons et les particules chargées. Les matériaux comme les semi-conducteurs en silicium, qui constituent une partie du détecteur interne d'ATLAS, ont leur structure cristalline directement endommagée par les neutrons. Les effets des radiations sur les matériaux et les détecteurs vont être discutés dans les deux paragraphes suivants.

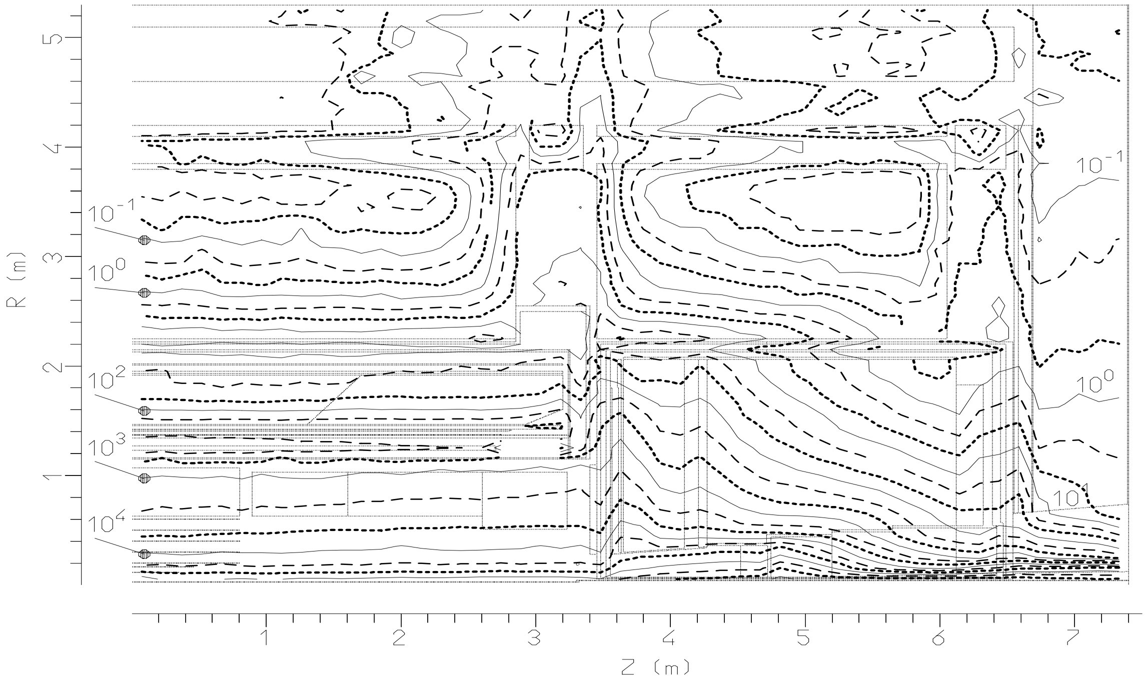

Figure 2.8: Doses annuelles intégrées (Gy/an) aux différentes positions du détecteur ATLAS.

Détecteur	Dose (KGy an^{-1})	Fluence neutronique (neutron/cm^2 an)
Pixel	34	1.6 10^{13}
SCT (tonneau)	15	1.0 10^{13}
SCT (avant)	10	1.6 10^{13}
TRT tonneau	2.5	6.3 10^{12}
TRT bouchons	4.7	1.3 10^{13}
Calor. EM (tonneau)	0.6	1.5 10^{13}
Barrel tile calor.	0.020	1.6 10^{12}
EB tile calor.	0.036	2.0 10^{12}
Barrel/EB crak	0.025	1.0 10^{12}
Calor. EM (bouchons)	53	4.1 10^{14}
Calor. HAD (bouchons)	12	6.1 10^{14}
Calor. avant	2300	1.0 10^{16}

Tableau 2.5: Doses annuelles maximales et fluences neutroniques (E>100 keV) dans les différentes parties du détecteur ATLAS [9].

2.3.2 Effets sur les matériaux

Nous commençons d'abord ce paragraphe par une introduction sur les propriétés de base des matériaux, puis nous développons les effets des radiations sur ces matériaux.

En général, les matériaux solides désignent les métaux, les céramiques et les polymères. Un matériau polymérique a pour base un polymère avec d'autres additifs. Un polymère est une macromolécule constituée de la répétition d'une structure de base dite monomère qui détermine le type de polymère et donc ses propriétés chimiques. Les propriétés physiques et mécaniques sont autant déterminées par son degré de polymérisation, la longueur des chaînes, la cristalinité, que par ses éléments de base et sa formule chimique.
Les matériaux polymériques contiennent également divers éléments qui peuvent modifier leurs propriétés physico-chimiques et mécaniques, comme les stabilisateurs, les colorants, les protections contre le feu et les durcisseurs. Les facteurs chimiques ou physiques qui altèrent les chaînes polymériques modifient les propriétés du matériau. Parmi ces facteurs, nous citons l'oxydation, les hautes ou basses températures, les contraintes mécaniques ou électriques et les radiations ionisantes.

Après des irradiations suffisamment longues, la structure des polymères purs peut être affectée selon quatre mécanismes [19]: la scission ou dégradation par rupture de la chaîne polymérique, la réticulation ou la formation d'un lien chimique entre deux chaînes, l'insaturation par formation d'une double liaison dans la chaîne et la formation de gaz par rupture et réaction d'une terminaison. L'effet de l'irradiation est quantifié en utilisant le facteur G, qui est le nombre d'événements pour une absorption d'énergie de 100 eV.

Souvent, des additifs et des charges sont ajoutés aux polymères purs, pour différentes raisons. Par exemple on ajoute, des charges organiques à certaines résines thermodurcissables, des composés aliphatiques aux résines polysters ou époxydes pour augmenter leur flexibilité, des charges minérales comme les fibres de verre pour augmenter la résistance aux radiations. Les isolants de câbles contiennent souvent des charges minérales anti-feu. Les éléments qui améliorent le plus la résistance aux radiations sont les stabilisateurs de type antioxydant [19].

Les tests de résistance mécanique aux radiations sont également nécessaires. Ils sont faits selon des normes internationales, qui définissent le type des tests mécaniques à effectuer et les méthodes d'évaluation des dégradations. Deux tests sont principalement pratiqués: le test de traction et le test de flexion. Les propriétés testées pour la traction sont l'élongation à la rupture, la résistance à la rupture et le module d'élasticité. Pour le test de flexion, les proporiétés testées sont la résistance en flexion, la déformation à la rupture et le module d'élasticité. Ici, nous donnons un exemple des résultats mécaniques après irradiation d'un composé à base d'époxyde (R 423) et d'un laminé renforcé à la fibre de verre (R 525) [20]. Les figures 2.9 et 2.10 montrent l'évolution des propriétés mécaniques (résistance et déformation) en fonction de la dose absorbée en MGy.

Ces tests mécaniques sont faits soit à des températures ambiantes soit dans des conditions cryogéniques. En général, la résistance mécanique des matériaux (rupture, module de Young, limite élastique) et leur dureté s'améliorent en abaissant la température, mais certains matériaux y sont fragiles.

Au CERN, plusieurs programmes de tests aux radiations ont permis d'évaluer le temps de vie et le comportement mécanique des matériaux et des composants dans l'environnement radiatif des accélérateurs de particules à haute énergie [20], dont la plupart sont à base de polymères. Souvent, ces tests ont été faits auprès du réacteur nucléaire ASTRA à Seibersdorf en Autriche. Parmi les éléments les plus importants et les plus exposés aux radiations dans le LHC, nous trouvons les électro-aimants, leurs bobines, les éléments d'accélérations, les câbles électriques et évidemment les détecteurs installés pour la physique du LHC. Les résultats de différents tests sont présentés dans les références [8, 14, 15, 21].

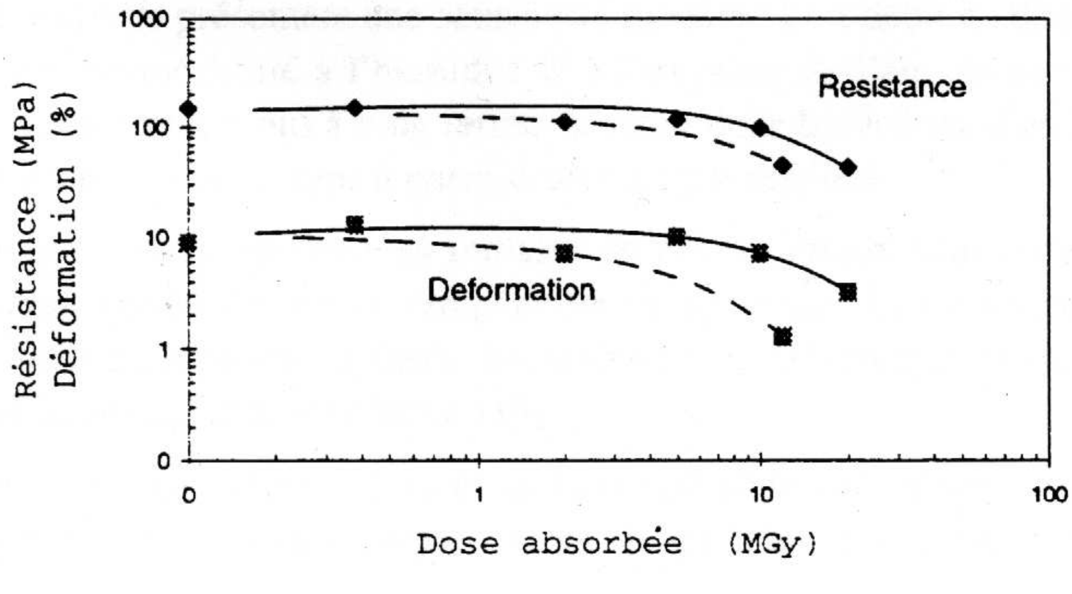

Figure 2.9: Effet des radiations sur l'époxyde R 423.

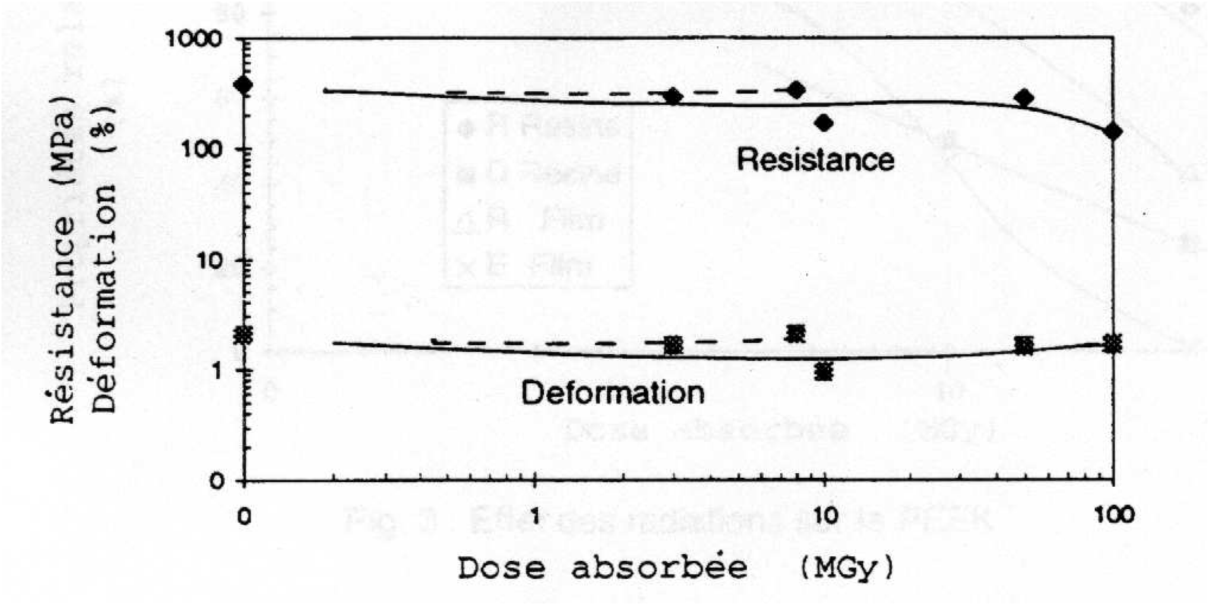

Figure 2.10: Effet des radiations sur le composite R 525.

2.3.3 Effets sur les détecteurs

Le comportement d'un détecteur est relié à un ensemble de facteurs: type de particules, énergie, flux, type de matériau, type de dopage, etc. Les principaux dommages des détecteurs sont dûs aux neutrons, protons et pions; aussi cela dépend des fluences. Pour les matériaux semi-conducteurs les dommages causés par les radiations sont le résultat des déplacements d'atomes du réseau cristallin (effet non-ionisant) et l'ionisation qui résulte des interactions des particules chargées avec les électrons des atomes. La collision d'un neutron incident sur un cristal provoque un atome de recul primaire qui génére à son tour des atomes de recul secondaires. Ainsi la qualité du cristal se dégrade par formation des lacunes et des atomes intersticiels. Les dommages sont fonction de l'énergie des neutrons incidents. La diminution de la densité des porteurs majoritaires qui en résulte se traduit par une augmentation des porteurs minoritaires et également une augmentation des résistances internes des composants électroniques, d'où une variation des caractéristiques électriques.

Les neutrons introduisent:

- une modification de la durée de vie des porteurs minoritaires.
- une modification de la densité des porteurs majoritaires.
- une augmentation de la résistivité.

Chapitre 3

Le calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS

3.1 Principes de calorimétrie

3.1.1 Introduction

Dans les expériences de la physique des hautes énergies, les calorimètres ont connu un développement croissant. Ils sont constitués par des blocks de matière d'épaisseur importante dans lesquels une particule incidente dépose presque la totalité de son énergie par interaction avec la matière. La technique de calorimétrie permet la détection et la mesure de l'énergie, la position spatiale, la direction et dans certains cas la nature de la particule primaire. Les avantages des calorimètres sont:

- La possibilté de construire des détecteurs de grandes dimensions permettant une absorption complète de la particule incidente de très haute énergie. Les dimensions augmentent de façon logarithmique avec l'énergie.

- Les mesures calorimétriques sont basées sur l'échantillonnage statistique de l'énergie des particules, ainsi la précision des mesures est d'autant meilleure que l'énergie des particules incidentes est élevée.

- Les calorimètres sont sensibles aux particules chargées et neutres, à l'exception des neutrinos et des muons.

- Les calorimètres sont finement segmentés en petites cellules pour analyser et mesurer avec une grande précision les positions et les angles des particules incidentes.

Les processus d'interaction dépendent de l'énergie et de la nature de la particule. Ces processus résultent des interactions électromagnétiques, fortes, faibles, de la particule avec les constituants du milieu. Les photons, les électrons et les positrons déposent plus facilement leur énergie à faible profondeur. Les hadrons de haute énergie pénètrent plus profondément la matière. Cette différence de comportement permet de distinguer les hadrons des photons et des électrons (positrons) et aussi le type de calorimètre associé. Dans ce chapitre nous nous interessons aux mécanismes d'interaction électromagnétique.

3.1.2 Développement des gerbes électromagnétiques

Le passage d'une particule chargée dans la matière fait intervenir plusieurs mécanismes de perte d'énergie. Les photons perdent leur énergie par la production de paires, la diffusion Compton et l'effet photoélectrique. Les électrons et les positrons perdent leur énergie essentiellement par le rayonnement de freinage ou rayonnement dit Bremsstrahlung et l'ionisation. L'importance relative de ces différents processus est liée principalement à l'énergie de la particule et au nombre atomique (Z) du milieu.

Les interactions électromagnétiques des particules chargées avec la matière se déroulent en une série d'interactions qui produisent des particules secondaires, qui vont à leur tour interagir et produire de nouvelles particules et ainsi de suite jusqu'à ce que l'énergie des particules incidentes soit absorbée ou quittent le détecteur. La dégradation successive des particules primaires provoque le développement d'une gerbe de particules secondaires dite gerbe électromagnétique.

Le développement de cette gerbe dépend de la densité électronique du milieu traversé. Le choix des matériaux constituant le calorimètre est fondamental. Les premières épaisseurs du calorimètre sont constituées de matériaux lourds comme le plomb ou l'uranium dans lesquelles se développent les gerbes. Le pouvoir absorbant est caractérisé par la longueur de radiation X_0 et l'énergie critique ε_c. Ces paramètres permettent de décrire la propagation des électrons et des photons dans un absorbant. La longueur de radiation X_0 est introduite comme unité caractéristique du développement longitudinal de la gerbe. Elle est définie comme la distance nécessaire à un électron de haute énergie pour perdre en moyenne 63.2 % (1-1/e) de son énergie par Bremsstrahlung dans le milieu traversé. La longueur de radiation est donnée en première approximation par:

$$X_0 = \frac{180\ A}{Z^2} \quad (g/cm^2) \tag{3.1}$$

A est le nombre atomique du milieu traversé et Z son numéro atomique. L'épaisseur totale est choisie de façon que les particules déposent toute leur énergie dans le calorimètre. Une épaisseur de $27X_0$ est considérée suffisante pour arrêter une gerbe électromagnétique de quelques dizaines de GeV. Dans le cas de l'ionisation, la perte d'énergie diminue pour tendre sensiblement vers une constante. Pour le rayonnement de freinage, la perte d'énergie augmente avec l'énergie de l'électron. Il existe une énergie pour laquelle les pertes d'énergie par l'un ou l'autre des deux processus sont équivalentes, c'est l'énergie critique ε_c. Cette quantité est aussi une caractéristique importante du milieu traversé par les électrons.

$$\varepsilon_c = \frac{610}{Z + 1.24} \quad (MeV) \tag{3.2}$$

Le développement latéral d'une gerbe électromagnétique est caractérisé par le rayon de Molière R_M, calculé à partir du libre parcours moyen des électrons. Le rayon de Molière R_M est donné par la formule:

$$R_M = \frac{X_0}{\varepsilon_c} \times 21.2\ MeV \tag{3.3}$$

Le rayon de Molière est un paramètre important à considérer dans l'optimisation des détecteurs. En moyenne, 99% d'une gerbe électromagnétique est contenue dans un cylindre de rayon 3.5 R_M.

3.1.3 Calorimètre à échantillonnage

Nous distinguons deux types de calorimètres (voir la figure 3.1). Les calorimètres homogènes constitués d'un bloc d'une seule matière pour le milieu actif et l'absorbant et les calorimètres inhomogènes constitués de couches d'absorbeurs passifs en alternance avec des couches de matériaux actifs de nature différente. Ce dernier type de calorimètres est dit à échantillonnage; il se caractérise par le terme d'échantillonnage a, qui définit le rapport de l'énergie déposée par les particules au minimum d'ionisation (mip) dans la partie active sur l'énergie totale déposée dans la cellule:

$$a = \frac{l_{active}.(dE/dx)_{active}}{l_{active}.(dE/dx)_{active} + l_{passive}.(dE/dx)_{passive}} \tag{3.4}$$

$(dE/dx)_{active}$ et $(dE/dx)_{passive}$ sont respectivement l'énergie déposée par unité de longueur au minimum d'ionisation dans une couche active et une couche passive de largeur respective l_{active} et $l_{passive}$.

La résolution en énergie dans un calorimètre à échantillonnage est dominée par les fluctuations sur la perte d'énergie dans les couches actives. Le terme de fluctuation statistique est donné par:

$$\frac{\sigma_E}{E} \propto \sqrt{\frac{l_{passive}}{E_{inc}}} \tag{3.5}$$

où E_{inc} est l'énergie initiale de la particule incidente.

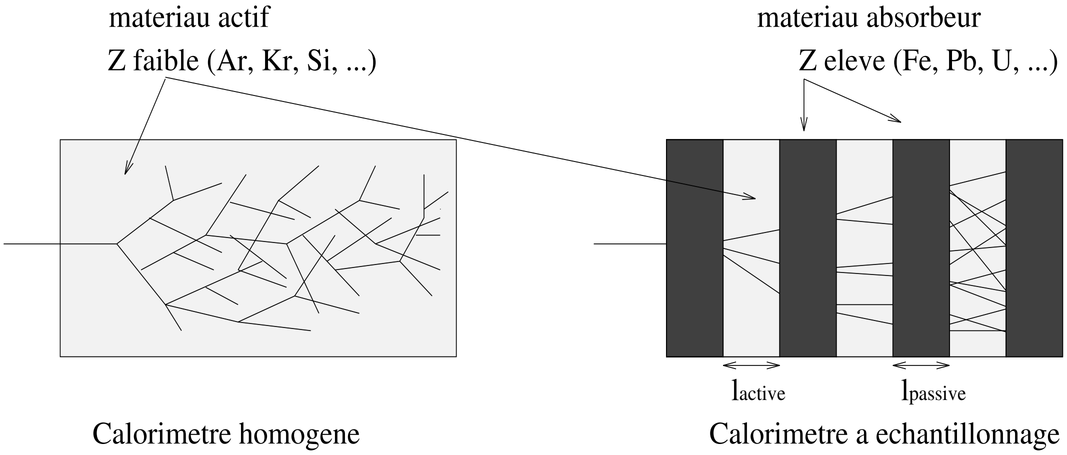

Figure 3.1: Principe des calorimètres homogène et à échantillonnage.

3.2 Calorimètre électromagnétique

3.2.1 Argon liquide

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est un calorimètre à échantillonnage constitué d'une succession de plaques d'absorbants en plomb et de couches actives remplies en argon liquide. Le choix de cette configuration réside dans le compromis entre le volume et le coût global du calorimètre.

L'argon liquide a trouvé un grand intérêt depuis l'utilisation des premiers détecteurs d'ionisation par Alvarez dans les années soixante [22]. L'argon liquide est actuellement couramment utilisé dans les grands calorimètres à échantillonnage de la physique des particules: H1, D0, NA31, HELIOS, etc. L'argon montre une bonne stabilité d'opération, il est chimiquement inerte vis-à-vis des impuretés électronégatives; pour un bon fonctionnement du détecteur l'oxygène ne doit pas dépasser 1 ppm dans l'argon liquide. L'utilisation et la manipulation sont sans grands problèmes mais demandent un grand soin et un système cryogénique pour les calorimètres de grandes dimensions. La propriété la plus intéressante est la longueur de radiation, 14 cm; celle du plomb est 6 mm, ce qui permet la construction des détecteurs plus compacts. Concernant la résistance aux radiations, la saturation des couches électroniques de l'argon lui confère une très bonne tenue aux radiations et également une réactivité chimique pratiquement nulle permettant aux électrons d'ionisation de dériver librement dans le liquide (leur durée de vie est supérieure à 10 μs). Le prix de l'argon par cm^3 dépend fortement des quantités commandées et du fournisseur. Mais il est raisonnable par rapport à celui du xénon qui a un prix élevé après liquéfaction de l'air dans lequel il est rare (0.087 ppm dans l'air atmosphérique [23]). Le choix de l'argon comme élément constitutif du milieu actif de détection du calorimètre électromagnétique d'ATLAS est motivé également par les avantages suivants:

- une calibration aisée, basée sur l'utilisation d'un système électronique ce qui permet la stabilité au cours du temps et l'uniformité spatiale de la réponse du détecteur.
- la possibilité d'une segmentation très fine des électrodes de lecture pour réduire les effets d'empilement.
- une densité relativement grande par rapport aux gaz, avec une mobilité des électrons élevée qui dépasse 2 mm/μs dans un champ électrique de quelques kV/cm.

Le tableau 3.1 donne les principales propriétés d'argon liquide.

Propriété	Valeur
Nombre atomique Z	18
Nombre de masse A	40
Longueur de radiation (cm)	14.0
Densité à 120 K (g/cm^3)	1.4
Energie critique (MeV)	41.7
Rayon de Molière (cm)	7.2
Création de paires électron-ion (eV/paire)	23.6
Vitesse de dérive (mm/μs) à un champ 1 kV/mm	4.6
Rapport Gaz/liquide	784
Radioactivité	0

Tableau 3.1: Principales propriétés de l'argon liquide.

3.2.2 Géométrie en accordéon du détecteur

La plupart des calorimètres à échantillonnage sont constitués d'une succession des plaques parallèles d'absorbeurs et de détecteurs et perpendiculaires à la direction des particules incidentes. Des espaces doivent être laissés libres pour le passage des divers connexions électriques nécessaires pour relier les détecteurs aux systèmes de lecture. Cette structure ne permet pas d'obtenir un détecteur hermétique. La vitesse de lecture du signal dépend de l'inductance L de connexions électriques et de la capacité C$_d$ des cellules de détection. Le temps de transfert du signal τ_{trans} est égal à 4 $\sqrt{LC_d}$. Pour des cellules de géométrie plane, le temps de transfert est plus grand que le temps séparant deux collisions au LHC.

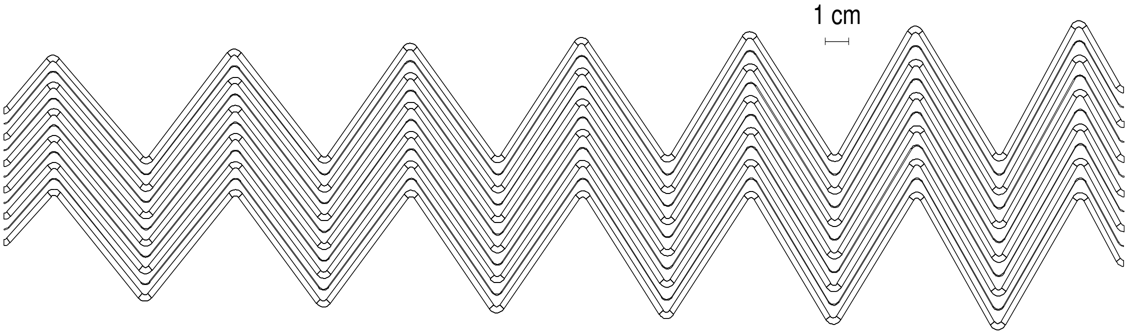

Figure 3.2: Vue d'une coupe transversale des absorbeurs et des électrodes en forme d'accordéon.

Pour avoir un détecteur plus hermétique et un gain en vitesse de lecture, le groupe de recherche & développement RD3 a conçu une nouvelle géométrie pour les électrodes et les absorbeurs dite géométrie en accordéon comme le montre la figure 3.2. Les couches des matériaux absorbeurs et détecteurs sont empilées presque parallèlement à la direction des particules incidentes. Ainsi une particule rencontrera la même quantité de matière en profondeur quel que soit l'angle d'incidence à l'intérieur du tonneau. Les pré-amplificateurs sont directement montés sur les faces avant et arrière du calorimètre, les connexions électriques des préamplificateurs sont ainsi raccourcis ce qui permet de réduire le temps de transfert du signal sur les électrodes à quelques dizaines de nanosecondes.

Les modules du calorimètre sont constitués de plaques de plomb, ondulées en accordéon, intercalées par du kapton et deux épaisseurs d'argon de 2.1 mm. Cette distance est maintenue constante quel que soit le rayon en faisant varier les angles de 100° à 70° en azimut. La stabilité de l'écart anode-cathode et le positionnement des plaques d'absorbeurs est assuré par la présence de barreaux en verre époxyde de type G10, placés longitudinalement à l'avant et à l'arrière des accordéons. Entre les plaques d'absorbeur et du kapton, des espaceurs en forme de nids d'abeilles maintiennent constants les gaps d'argon.

3.2.3 Description des composants du détecteur

Le calorimètre est constitué de deux parties principales. Une partie centrale formée de deux demi-tonneaux identiques et de deux parties avant composées de deux bouchons. Un cryostat englobe l'ensemble du tonneau pour le maintenir à la température 89.3 K de l'argon liquide. Chaque bouchon a également son propre cryostat incluant le calorimètre hadronique à argon liquide et le calorimètre avant. L'ensemble est contenu dans un cylin-

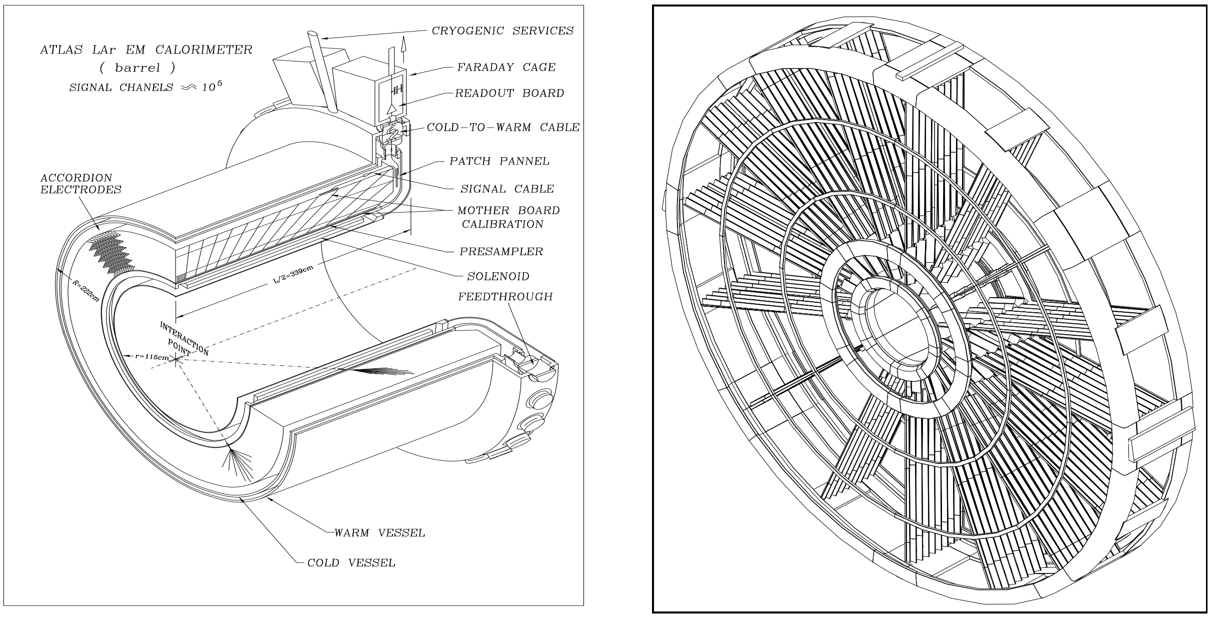

Figure 3.3: Vues d'un demi-tonneau dans le cryostat (à gauche) et d'une roue (à droite) du calorimètre électromagnétique.

dre ayant un rayon externe de 2.25 m et une longueur de 13.3 m.

a) <u>Le calorimètre central</u>

La partie centrale du calorimètre électromagnétique est de 6.3 m de long suivant l'axe z du faisceau, limité radialement entre le rayon R=1.506 m et R=1.975 m et s'étend jusqu'à $|\eta|$ <1.475 sur une profondeur de 24 X_0 à $\eta = 0$. Chaque demi-tonneau (voir la figure 3.3) est composé de 16 super-modules de 64 absorbeurs chacun. L'angle de couverture en ϕ d'un module est 22.5 °. Chaque module comporte des plaques d'absorbeurs en plomb et des anodes multicouches en kapton, lesquelles servent de condensateur pour appliquer la haute tension et recueillir la charge électrique. L'épaisseur des plaques de plomb est de 1.5 mm à $|\eta|$ <0.8 et de 1.1 mm dans la région 0.8< $|\eta|$ <1.475, cela permet de contrôler le terme d'échantillonnage (qui varie comme $\sqrt{cosh(\eta)}$) et ainsi obtenir une meilleure résolution en énergie. Une cellule physique est constituée d'une plaque d'absorbeur et de deux gaps d'argon liquide séparés par une électrode de lecture. Quatre cellules sont regroupées pour former une voie de lecture en ϕ. A $\eta = 0$, une cellule équivaut à $\Delta\eta\times\Delta\phi = 0.025\times0.025$ représente une surface de 4×4 cm^2. L'énergie déposée par une gerbe dans le calorimètre électromagnétique est la somme des énergies déposées dans les cellules touchées par la gerbe. Les instruments électroniques sont placés dans

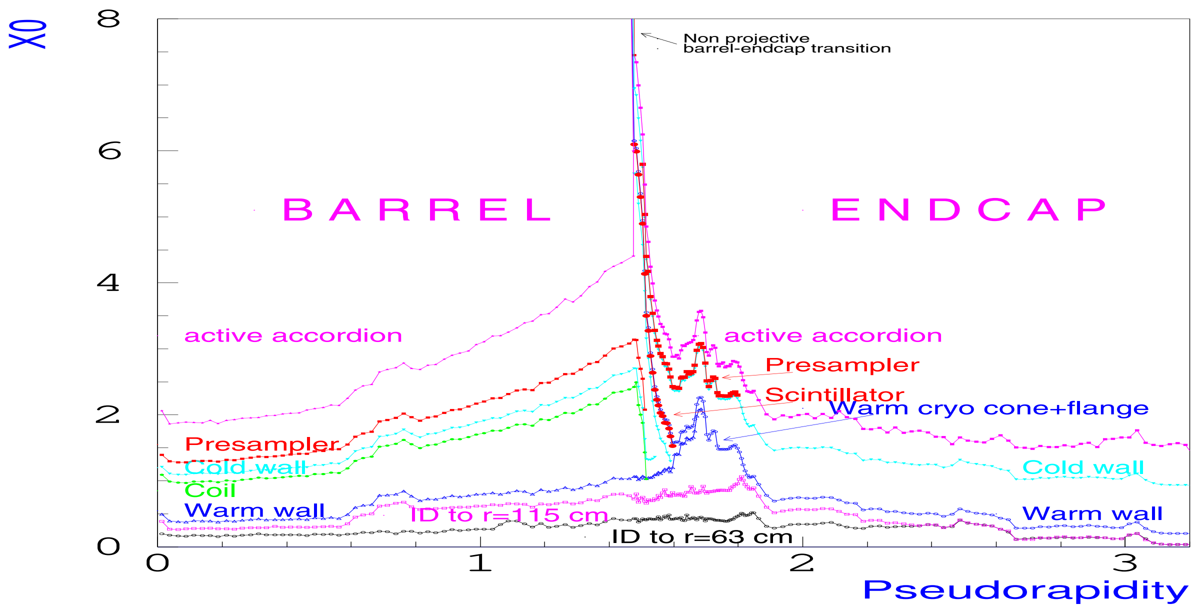

Figure 3.4: Matière inactive en longueur de radiation X_0, devant le calorimètre électromagnétique, en fonction de η.

des châssis situés sur le cryostat. Le nombre total de voies de lecture est d'environ 115000.

La présence de la matière en amont du calorimètre électromagnétique (Figure 3.4) à η=0, 1.37< $|\eta|$ <1.52 et η= 1.8, constituée par le détecteur interne, le solénoïde et le cryostat, peut provoquer un départ de gerbe hors du calorimètre et dégrader la précision de l'estimation de l'énergie des gerbes. Dans la partie de transition entre le tonneau et les bouchons, la quantité de matière dépasse 6 X_0. Afin de corriger ces pertes d'énergie, une couche de pré-échantillonneur est placée devant le calorimètre le long de l'intervalle $|\eta|$ <1.8.

La partie centrale sert aux mesures de précision. Elle est divisée en trois compartiments longitudinaux en profondeur (Figure 3.5), ce qui permet d'obtenir plusieurs estimations sur la direction de la particule incidente et les points d'impact de la gerbe produite. Le premier compartiment a une longueur de radiation de 4.3 X_0 à η=0; il sert de détecteur de pieds de gerbe. Il est très finement segmenté en η par pas de 4 mm. Le deuxième compartiment est de 16 X_0 à η=0. Sa segmentation en η est huit fois plus grande que celle du premier compartiment. Le dernier compartiment est d'une profondeur de quelques X_0. Sa segmentation est deux fois plus grande que celle du deuxième compartiment. Les deux premiers compartiments sont suffisants pour mesurer avec précision des gerbes d'énergie transversale inférieure à 50 GeV quant au dernier compartiment, il est nécessaire pour

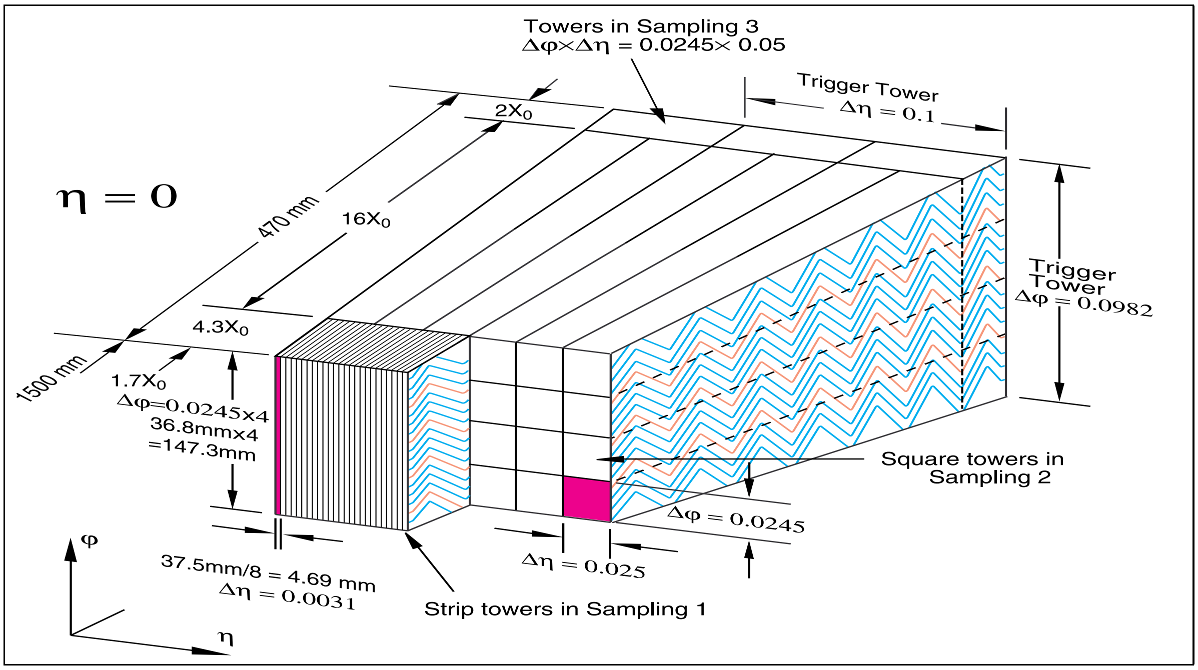

Figure 3.5: Vue schématique partielle d'un secteur angulaire du calorimètre électromagnétique tonneau.

des gerbes de hautes énergies. Le calorimètre électromagnétique représente un minimum de 24 X_0 quel que soit η, nécessaire pour contenir la totalité de la gerbe électromagnétique.

b) Les bouchons

La structure en accordéon a été retenue également pour les bouchons. Ils couvrent la région 1.375< $|\eta|$ <3.2 sur une profondeur au minimum de 26 X_0. Ils sont sous forme de deux roues et couvrent la région comprise entre le rayon R=0.296 m et 2.03 m, située au-delà de z=3.623 m. Le schéma des roues est présenté sur la figure 3.3. Les bouchons sont divisés en 8 modules dans lesquels les accordéons sont radiaux. Les granularités varient de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ à $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. Le nombre de voies est de 2×35000.

3.2.4 Performances attendues

La précision de mesure de l'énergie des électrons et des photons est liée aux caractéristiques intrinsèques du type de calorimètre choisi et les imperfections dues à sa construction. La résolution en énergie d'un calorimètre électromagnétique à échantillonnage est une somme quadratique de trois termes:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \tag{3.6}$$

L'énergie E est en GeV.

- a est appelé le terme d'échantillonnage. Il ne doit pas dépasser 10%. Il est lié aux fluctuations de la gerbe et aux fluctuations sur le processus d'échantillonnage de l'énergie dans les milieux absorbeur et détecteur; le terme d'échantillonnage se dégrade comme $\sqrt{cosh(\eta)}$. La dépendance en $\sqrt{E}$ montre qu'à basse énergie, ce terme d'échantillonnage devient plus important; les gerbes de basse énergie sont d'autant mieux mesurées que le rapport d'échantillonnage est faible.
- b traduit le bruit engendré par l'électronique de lecture et celui dû aux événements d'empilement à haute luminosité. Ce terme dépend essentiellement du nombre de cellules utilisées pour reconstruire la gerbe.
- c est appelé le terme constant. Il ne doit pas dépasser 0.7%. Ce terme est lié essentiellement aux imperfections mécaniques du détecteur comme la non-uniformité de l'espace entre les absorbeurs et les électrodes, la présence de zones mortes et de la matière devant le calorimètre, la fuite de gerbes se développant aux frontières du calorimètre ou la qualité d'étalonnage des éléments du détecteur. Le terme constant devient plus dominant à haute énergie.

3.3 Présentation de la chaîne d'électronique

3.3.1 Formation du signal

Les interactions d'une gerbe avec les abosrbeurs du calorimètre électromagnétique se traduit par la création d'une certaine quantité de paires électron-positron. Cette paire se propage dans l'argon liquide en déposant une partie de son énergie par ionisation (voir la figure 3.6).

Une cellule de détection est modélisée par un condensateur plan dont les armatures sont l'absorbeur maintenue à la masse, et l'électrode de lecture portée à la haute tension; le diélectrique est le milieu ionisable (Figure 3.7). Les électrons et les ions d'argon dérivent respectivement vers l'électrode et l'absorbeur dans un champ électrique uniforme E=U/d:

$$v_d^{\pm} = \mu^{\pm}\, E \tag{3.7}$$

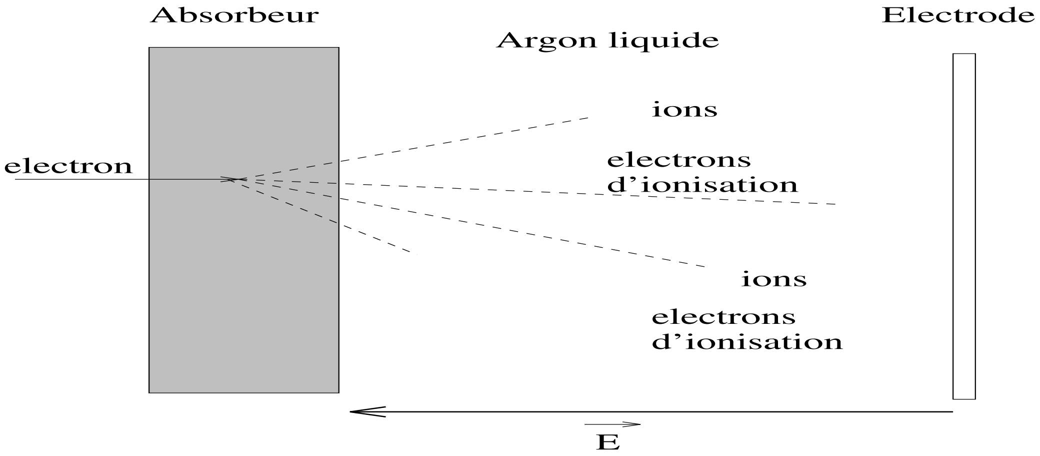

Figure 3.6: Ionisation de l'argon entre un absorbeur et une électrode.

v_d^+, v_d^-, μ^+ et μ^- désignent respectivement les vitesses moyennes et les mobilités des ions positifs et des électrons. Les électrodes sont portées au potentiel U; le courant de déplacement des charges est dû à la différence de potentiel entre les plaques.

$$\Delta U^+ = \frac{-e}{C\ d}\ v_d^+ \Delta t^+ \tag{3.8}$$

$$\Delta U^- = -\frac{-e}{C\ d}\ (-v_d^-) \Delta t^- \tag{3.9}$$

Δt^+ et Δt^- sont les temps mis respectivement par les ions et les électrons pour traverser la distance:

$$v_d^+ \Delta t^+ = d - x \quad et \quad v_d^- \Delta t^- = x \tag{3.10}$$

La forme du signal en courant s'obtient en intégrant les courants induits par une paire produite en x sur toutes les paires produites par la particule incidente. Dans le cas des particules énergétiques au minimum d'ionisation, le nombre de charge N est une distribution uniforme égale à (dE/dx)/W.

$$N = \int_0^d \frac{dE}{dx} \frac{1}{W} dx \tag{3.11}$$

W est l'énergie moyenne de création d'une paire électron-ion. Pour l'argon liquide W=23.6 eV. La vitesse de dérive des électrons est 100 000 fois plus grande que celle des ions d'argon, ainsi le courant total est dû au déplacement des électrons. Les électrons se thermalisent sous l'effet des chocs élastiques avec les atomes d'argon, et acquèrent une vitesse constante de déplacement vers l'électrode de lecture; c'est la vitesse de dérive v_d. La quantité de

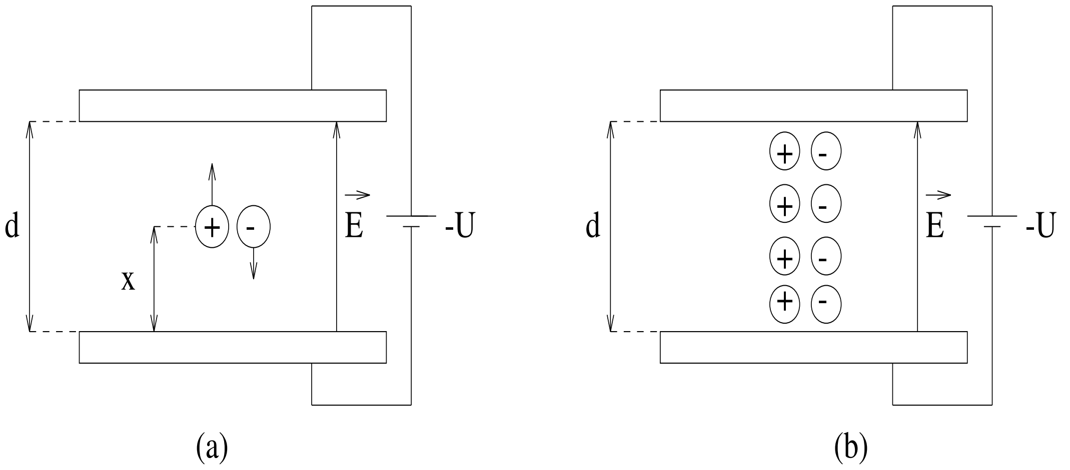

Figure 3.7: Schéma de collection des charges dans une chambre d'ionisation à argon liquide. (a) une paire d'électron-ion isolée; (b) une ionisation uniforme.

charge mesurée est déterminée par le rapport de la distance traversée sur l'espace d entre les électrodes:

$$Q = \frac{e(d-x)}{d} \tag{3.12}$$

Le déplacement des électrons induit un courant sur l'électrode:

$$i(t) = \frac{dQ}{dt} \tag{3.13}$$

Le courant total est:

$$I(t) = \begin{cases} eN\frac{v_d}{d}(1-\frac{t}{t_d}) & \text{si } 0 < t < t_d \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{3.14}$$

L'intensité du courant induit à un instant t est proportionnelle au nombre des électrons présents dans l'épaisseur d'argon à cet instant. La figure 3.8 représente la forme du courant induit en fonction du temps. Le courant maximal I_{max} est proportionnel à la charge déposée dans l'argon liquide. Le temps de montée t_m du courant est de l'ordre de quelques picosecondes; il caractérise le temps mis par la gerbe pour traverser toute l'épaisseur d'argon ainsi que la durée de thermalisation des électrons. La descente linéaire du courant s'explique par la quantité importante des électrons uniformément créés le long de la trajectoire de la particule incidente dans l'argon. Le temps de dérive t_d exprime le temps mis pour l'arrivée des électrons sur l'anode; il est de l'ordre de 400 à 450 ns pour quelques millimètres ($\sim$ 2 mm) d'épaisseur d'argon avec un champ moyen de 10 kV/cm, ce qui est bien trop long comparé au taux de croisement de 25 ns entre deux collisions au LHC. L'optimisation de la vitesse de lecture du signal sera discutée dans le paragraphe suivant.

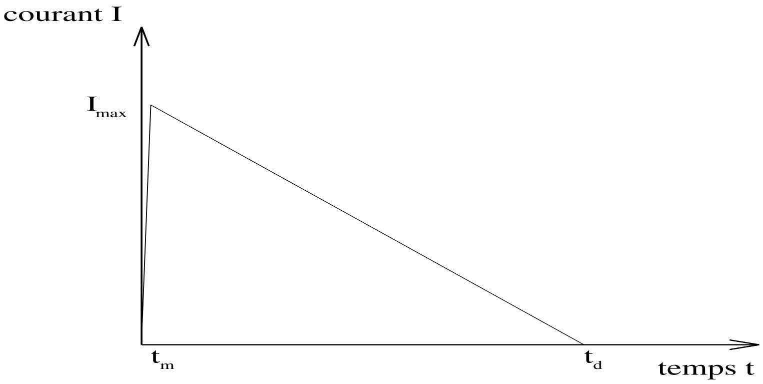

Figure 3.8: Forme triangulaire du courant induit par l'ionisation de l'argon.

3.3.2 Electronique de lecture et traitement des données

Le signal triangulaire collecté sur les électrodes est préamplifié et mis en forme, puis échantillonné. La tension de sortie est stockée dans des mémoires analogiques, et ensuite transférée vers l'étape de conversion analogique-numérique après validation du premier niveau de déclenchement du détecteur ATLAS. L'électronique assurant ces processus est placée dans des châssis dans la région de transition entre le tonneau et le bouchon du calorimètre électromagnétique, au bout du cryostat. La figure 3.9 schématise l'ensemble de ces opérations.

Après amplification du signal à la sortie du détecteur, les préamplificateurs permettent de l'amplifier afin de réduire le bruit introduit par la chaîne d'électronique. Après amplification, le courant initial est transformé en une tension. Deux types de préamplificateurs sont choisis. Un premier préamplificateur est placé sur le détecteur à froid dans le cryostat; il est à base d'arseniure de gallium (AsGa). Le deuxième est mis à l'extérieur du cryostat à chaud (technologie "0T", zéro transistors dans le cryostat); il est à base de silicium.

Le signal passe ensuite l'étape de mise en forme. Parallèlement, il est transmis au premier niveau du système de déclenchement du détecteur ATLAS. La mise en forme se fait à l'aide d'un filtre bipolaire de type CR-RC^2. La composante CR assure une différentiation du signal donnant accès au maximum du triangle tandis que la composante RC^2 assure une double intégration qui réduit la bande passante du signal pour l'adapter à l'échantillonnage. Le temps caractéristique de la mise en forme, τ = RC, est fixé pour toutes les cellules à 15 ns. Cette valeur optimale minimise la contribution du bruit électronique et d'empilement par rapport à celle du signal.

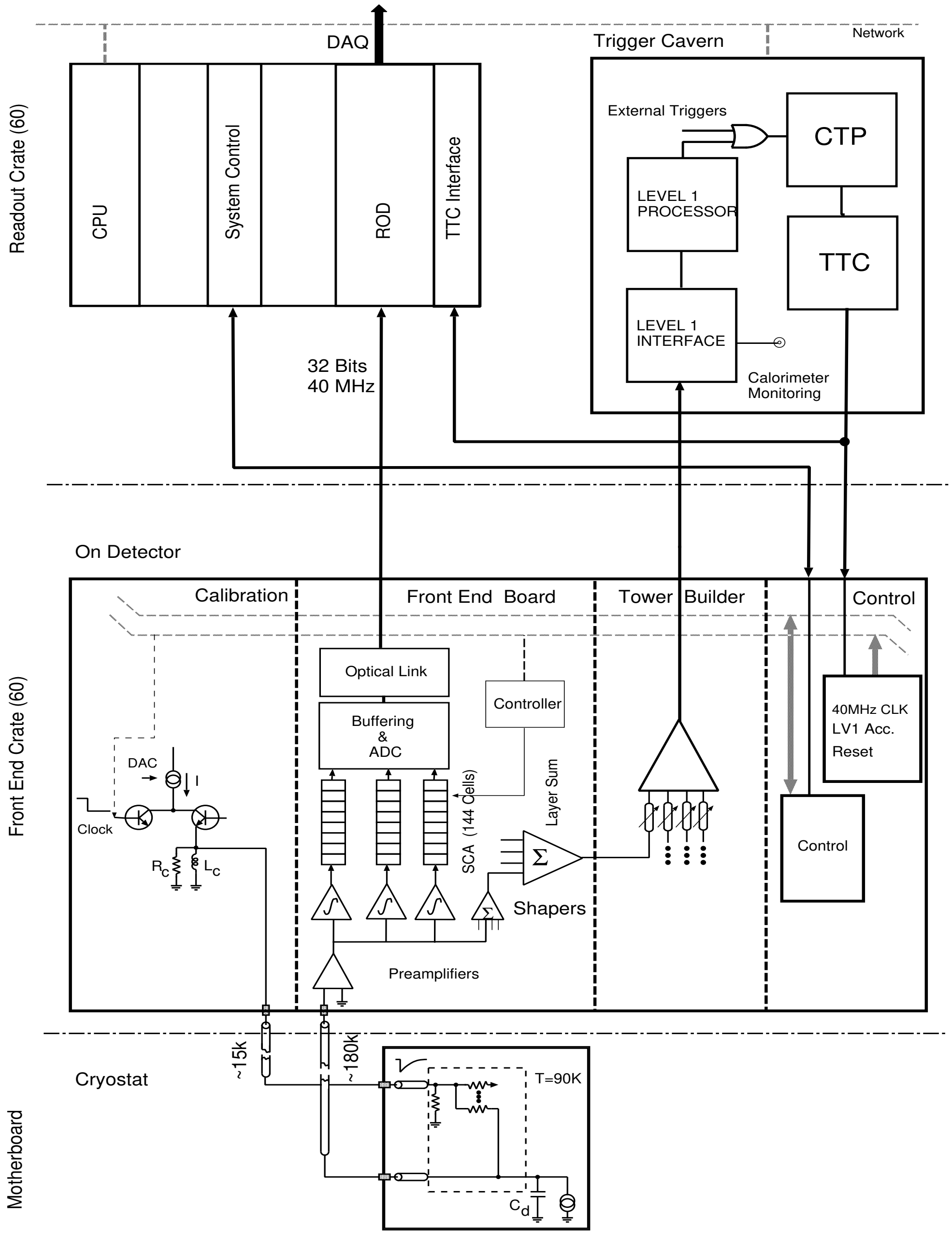

Figure 3.9: Principe de la chaîne électronique de lecture du calorimètre électromagnétique.

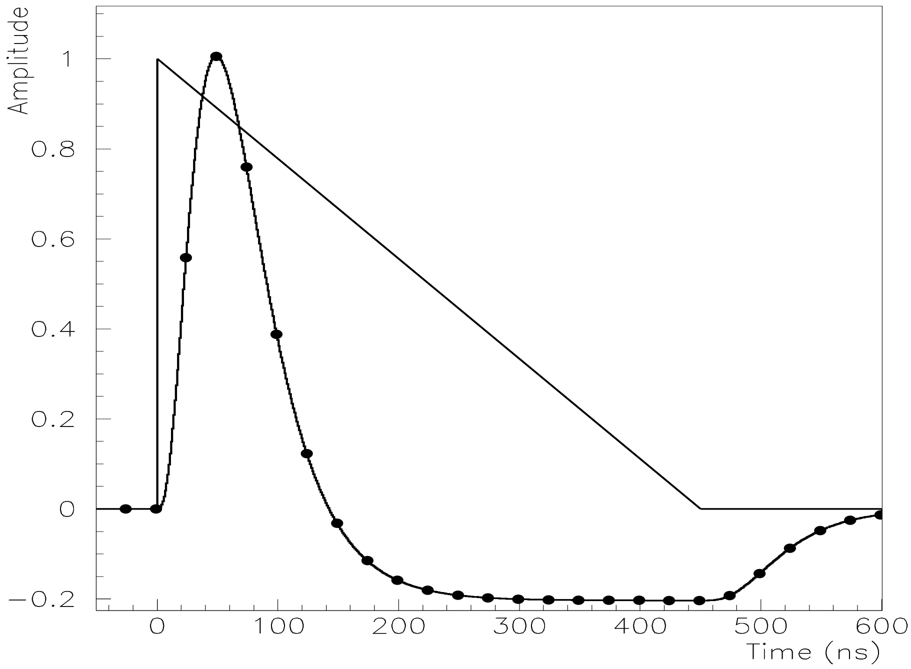

Figure 3.10: Echantillonnage du signal mis en forme. Le signal triangulaire après préamplification est aussi présenté.

Ensuite le signal est échantillonné à une fréquence de 40 MHz (voir la figure 3.10). Les échantillons sont stockés dans une mémoire analogique constituée d'un ensemble de condensateurs. Le signal échantilloné est stocké pour une durée de 2.5 μs. Si la décision du premier niveau du système de déclenchement d'ATLAS est positive, le système de gestion des pipelines analogiques transmet les échantillons à un convertiseur analogique-numérique (ADC). L'énergie éstimée E, déposée dans une cellule, peut s'exprimer à l'aide de la relation suivante:

$$E = \sum_{i=1}^{N_{ech}=5} a_i \times ADC_i \tag{3.15}$$

où ADC$_i$ représente la valeur du i-ème échantillon rendu par le module ADC. Le nombre d'échantillons utilisés, N$_{ech}$, est 5 échantillons par canal. Le coefficient a_i est calculé par la méthode de filtrage optimal [24].

3.4 Le pré-échantillonneur

3.4.1 Travail de collaboration

En Juin 1996, deux modules prototypes du pré-échantillonneur de 128 électrodes chacun ont pu être testés en faisceaux dans un cryostat à argon liquide, sur la ligne H8 du SPS au CERN [25] . Le travail de collaboration pour la production des modules du pré-échantillonneur, s'est concrétisé par la construction d'un prototype dit module 0 avec la version finale des électrodes. Il a été testé en faisceaux avec le tonneau du calorimètre électromagnétique, au CERN en Novembre 1997. Ce module correspond au module situé entre $\eta = 0.4$ et $\eta = 0.6$ du pré-échantillonneur d'ATLAS.

La fabrication des modules et la qualification des électrodes du pré-échantillonneur sont organisées selon la procédure ci-dessous :

1. La fabrication des électrodes (Anodes et Cathodes) est faite en Italie.
2. Les anodes sont envoyées directement à Casablanca où elles vont être soumises aux opérations suivantes :
    - Contrôle visuel de la qualité de fabrication;
    - Mesure des épaisseurs et sélection des électrodes ayant les bonnes dimensions;
    - Soudure de quatre résistances de 1 MΩ;
    - Contrôle à l'aide d'une loupe de la qualité des soudures;
    - Contrôle à l'aide d'un banc électronique de test, des valeurs de la résistance et de la capacité totale de chaque anode;
    - Mesure du temps de montée et de descente du courant ainsi que de la forme du signal.
    - Mesure du courant de fuite des électrodes après avoir soumis l'électrode à une haute tension de 3000 V.
3. Les anodes ayant répondu à l'ensemble des critères mécaniques et électriques de sélection sont renvoyées directement en France où elles vont être rassemblées sous forme de modules.

Les modules fabriqués sont ensuite envoyés à Grenoble et à Stockholm où ils vont être rassemblés en secteurs de 8 modules chacun. Les cartes mères sont installées sur les secteurs et testées électroniquement dans des salles blanches.

3.4.2 Description

Comme il est indiqué au Chapitre 2, le pré-échantillonneur est conçu pour corriger les pertes d'énergie due à la présence de matière en amont du calorimètre électromagnétique, afin de rendre ce dernier suffisamment performant pour les besoins physiques de l'expérience ATLAS. Le pré-échantillonneur est une couche active de 11 mm d'argon liquide, placée sur la face interne du calorimètre électromagnétique. Il est divisé en deux parties: un tonneau dans la région $|\eta| <1.52$ [11] et deux bouchons dans $1.5< |\eta| <1.8$ [26].

La partie centrale du pré-échantillonneur est composée de deux demi-tonneaux de 32 secteurs identiques chacun [27]. Chaque secteur couvre 0.2 en ϕ et 1.52 en η et 3.1 m de long suivant z. Un secteur se compose de huit modules, d'environ 1.5 cm d'épaisseur, de largeur 28 cm et d'une longueur variant de 28 à 56 cm, protégés par les jupes de support en verre-époxyde de G10. Les secteurs du pré-échantillonneur sont montés sur des rails de FR4 vissés sur les faces internes du calorimètre électromagnétique (voir la figure 3.11).

3.4.3 Les modules

512 modules équiperont les 64 secteurs du pré-échantillonneur. Chaque module contient 16 cellules (8 cellules en η et 2 cellules en ϕ) sauf le dernier module qui n'en contient que 10 cellules (5 cellules en η et 2 en ϕ). La granularité des cellules de détection est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$. Etant donné que tous les modules (sauf le dernier module) ont la même accéptance en η ($\Delta\eta = 0.2$), leur longueur augmente en fonction de η. Ainsi huit types de modules différents sont utilisés. Les électrodes des modules placés entre $\eta = 0.0$ et $\eta = 0.2$ sont inclinés avec un angle de 25 degrés par rapport à la direction d'incidence des particules et de 12 degrés pour les modules situés entre $\eta = 0.2$ et $\eta = 0.4$. Ces modules sont inclinés avec des angles différents afin de maintenir les cellules pointantes vers le vertex d'interaction et d'assurer une efficacité totale dans la détection; une particule incidente doit toucher au moins deux épaisseurs d'argon liquide. Au-delà de $\eta = 0.4$ les électrodes ne sont pas inclinées. Le nombre total des voies de lecture est de 7808 (122 pour chaque secteur). Les principales caractéristiques des modules du pré-échantillonneur sont présentées dans le tableau 3.2.

Les modules sont construits par moulage. Dans un moule dont les dimensions correspondent au module à fabriquer, on place les anodes et les cathodes séparées par des cales. Des plaques en fibre de verre sont placées au dessus des électrodes. Ces plaques sont imprégnées d'une résine époxyde qui par traitement thermique va se coller sur les bords des électrodes. Le moule est ensuite porté dans une étuve à 40°C pendant 16 heures.

Chaque cellule du pré-échantillonneur est composée d'un volume actif d'argon liquide

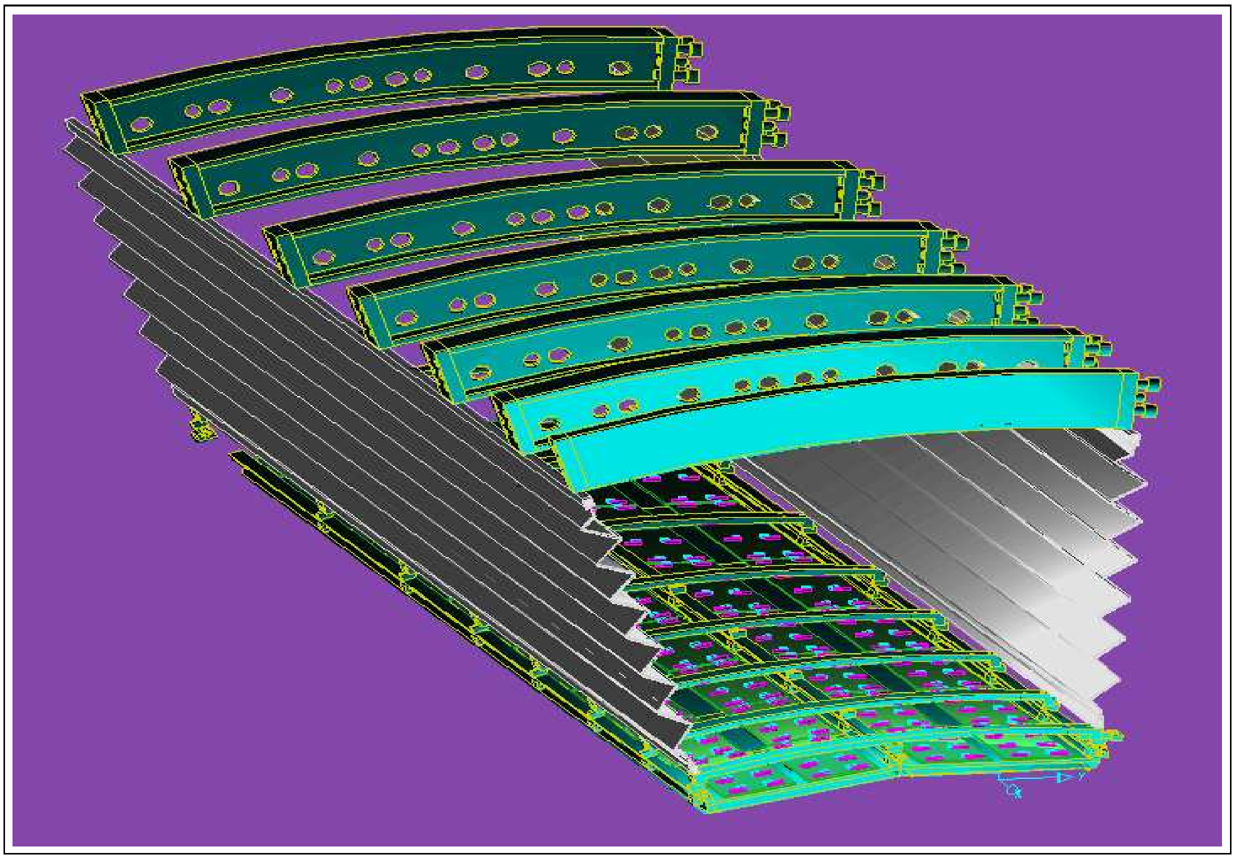

Figure 3.11: Vue de deux secteurs du pré-échantillonneur à l'avant du calorimètre électromagnétique.

de 2 mm d'épaisseur et d'électrodes de 277.5 mm de long superposées et empilées selon le profil en accordéon. La tension de service appliquée est fixée à 2 kV pour chaque module. Chaque cellule du pré-échantillonneur est lue par un préamplificateur de charge placé en dehors du cryostat d'argon liquide. Les signaux à la sortie des préamplificateurs sont transmis à l'électronique de mise en forme des signaux, constituée de filtres CR-RC^2 qui permettent d'obtenir un signal dont le temps de montée est d'environ 40 ns.

3.5 Les électrodes

Nous commencerons dans ce paragraphe par présenter la géométrie et les procédés de production des électrodes, puis nous décrirons les contrôles géométriques et les tests de haute tension des électrodes. Nous présentons en parallèle les résultats de ce travail réalisé

Module	1	2	3	4	5	6	7	8
Intervalle en η	0.0-0.2	0.2-0.4	0.4-0.6	0.6-0.8	0.8-1.0	1.0-1.2	1.2-1.4	1.4-1.52
Longueur en mm à 294 K	281.4	298.4	322.3	356.8	404.8	478.4	563.2	380.6
Nombre d'anodes	56	64	72	80	88	104	128	86
Nombre de cathodes	56	64	72	80	88	104	128	87
Nombre de cellules	16	16	16	16	16	16	16	10
Angle d'inclinaison (°)	25	12	0	0	0	0	0	0
L'épaisseur d'argon liquide (mm)	1.96	1.96	1.93	1.93	2.00	2.00	1.90	1.90

Tableau 3.2: Principales caractéristiques des différents modules du pré-échantillonneur.

au sein du groupe ATLAS du Département de Physique de l'Institut Royale de Technologie (KTH) à Stockholm. Environ 2000 électrodes qui équiperont le module 0 ont été mesurées et testées [28]. Les épaisseurs sont mesurées pour toutes les électrodes tandis que les tests de haute tension ne concernent que les anodes. Le banc de test de haute tension a été développé au KTH. Ce banc est actuellement à la Faculté des Sciences Aïn Chock de Casablanca où il sera utilisé pour la qualification des 50 000 anodes du pré-échantillonneur.

Avant de passer à la description de la construction des électrodes du pré-échantillonneur, il est important de considérer les deux points suivants:

- prévoir l'outillage, les matériaux, la structure et le procédé de construction. Il faut également optimiser les procédés de fabrication et la mise en place des électrodes et des connexions hautes tensions.

- déterminer et concevoir les différents tests de réception nécessaires pour s'assurer de la qualité des modules du pré-échantillonneur. En particulier les tests de tenue de haute tension et les contrôles géométriques des électrodes.

3.5.1 Production des électrodes

Le nombre total d'électrodes qui équiperont le pré-échantillonneur est d'environ 90 000. Les électrodes sont divisées en deux types: les anodes et les cathodes.

Les cathodes sont des circuits imprimés à deux couches obtenus à partir d'une couche de 200 μm de FR4 recouverte sur chaque côté par une couche de 35 μm de cuivre. Les cathodes ont une épaisseur moyenne de 270 μm. Les anodes sont des circuits imprimés à trois couches. Elles sont obtenues en utilisant une couche de 150 μm de FR4 recouvert par 18 μm de cuivre sur les deux côtés puis deux couches de 63 μm de tissu de verre pré-imprégné (prepreg) et finalement une couche de 18 μm de cuivre. L'épaisseur totale nominale est de l'ordre de 330 μm. Les tolérances des électrodes sont fixées à 330±40 μm et à 270±30 μm respectivement pour les anodes et les cathodes. Les vues en coupe et de profil des électrodes sont présentées dans les figures 3.12 à 3.14.

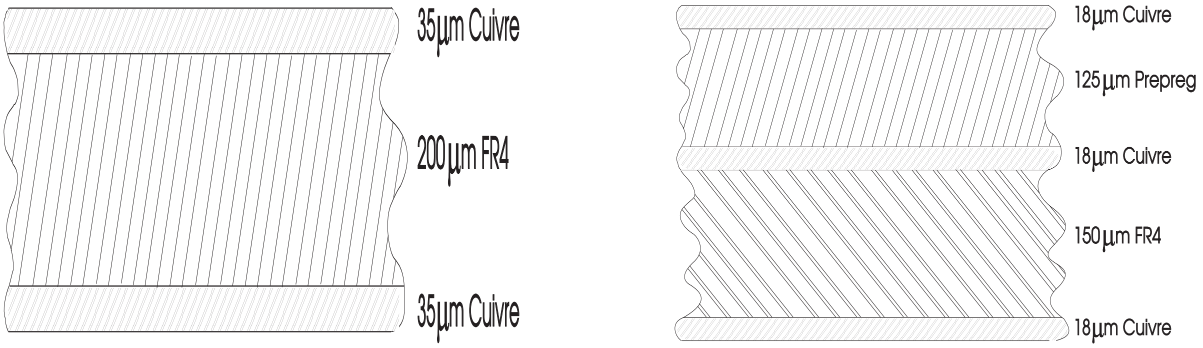

Figure 3.12: Vues en coupe des cathodes (à gauche) et des anodes (à droite).

Comme il a été indiqué, les électrodes sont inclinées à des angles différents dans la région 0.0< $|\eta|$ <0.2 (modules 1, voir le tableau 3.2) et de 0.2 à 0.4 (modules 2). Ceci implique que les électrodes correspondantes doivent être plus longues de manière à ce que l'épaisseur du pré-échantillonneur reste constante. Il en résulte que trois types d'électrodes sont nécessaires: des anodes et des cathodes de taille 1 pour les modules de type 1, des anodes et des cathodes de taille 2 pour les modules de type 2, des anodes et des cathodes de taille 3 pour les modules de type 3 à 8. Le nombre total d'électrodes pour chaque type est respectivement 4050, 4650 et 40 000. Les électrodes des modules 2 sont plus large de 0.3 mm que celles des modules de type 3 à 8. Il est conseillé de vérifier la hauteur de ces électrodes afin d'assurer un bon déroulement de l'assemblage des modules. Les électrodes qui équiperont un même module devraient avoir la même hauteur dont les tolérances sont fixées à $^{+0}_{-100}$ μm. Toutes les électrodes doivent avoir la même longueur, 277500^{+0}_{-200} μm.

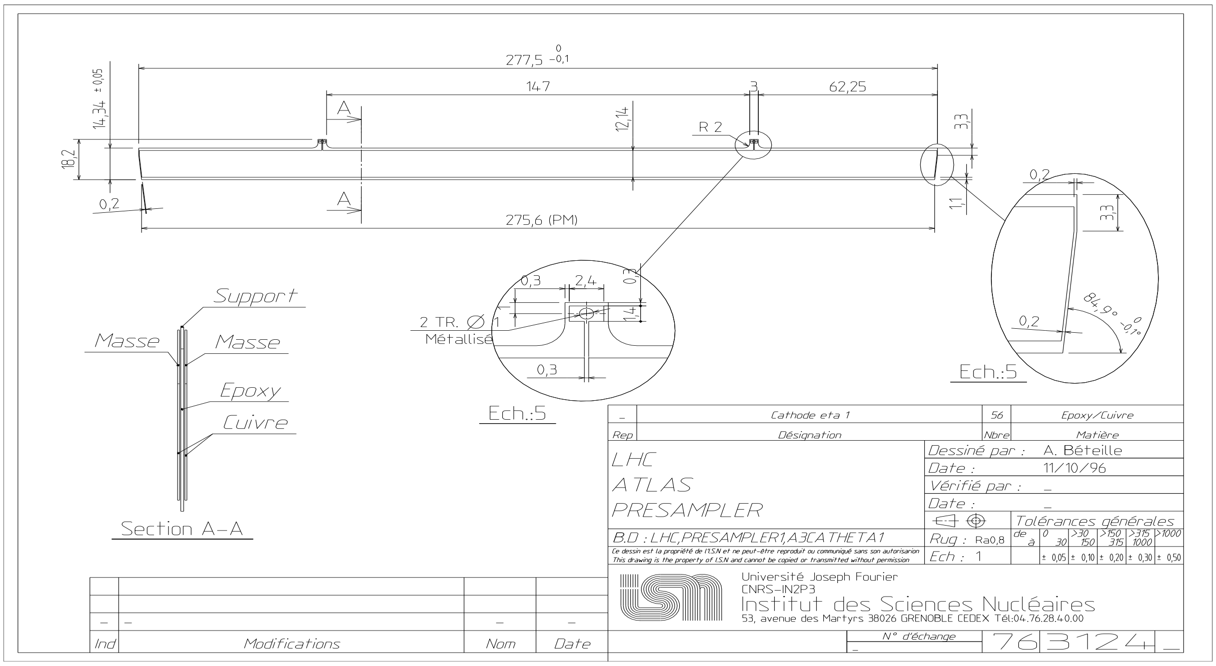

Figure 3.13: Schéma d'une cathode pour les modules de type 1.

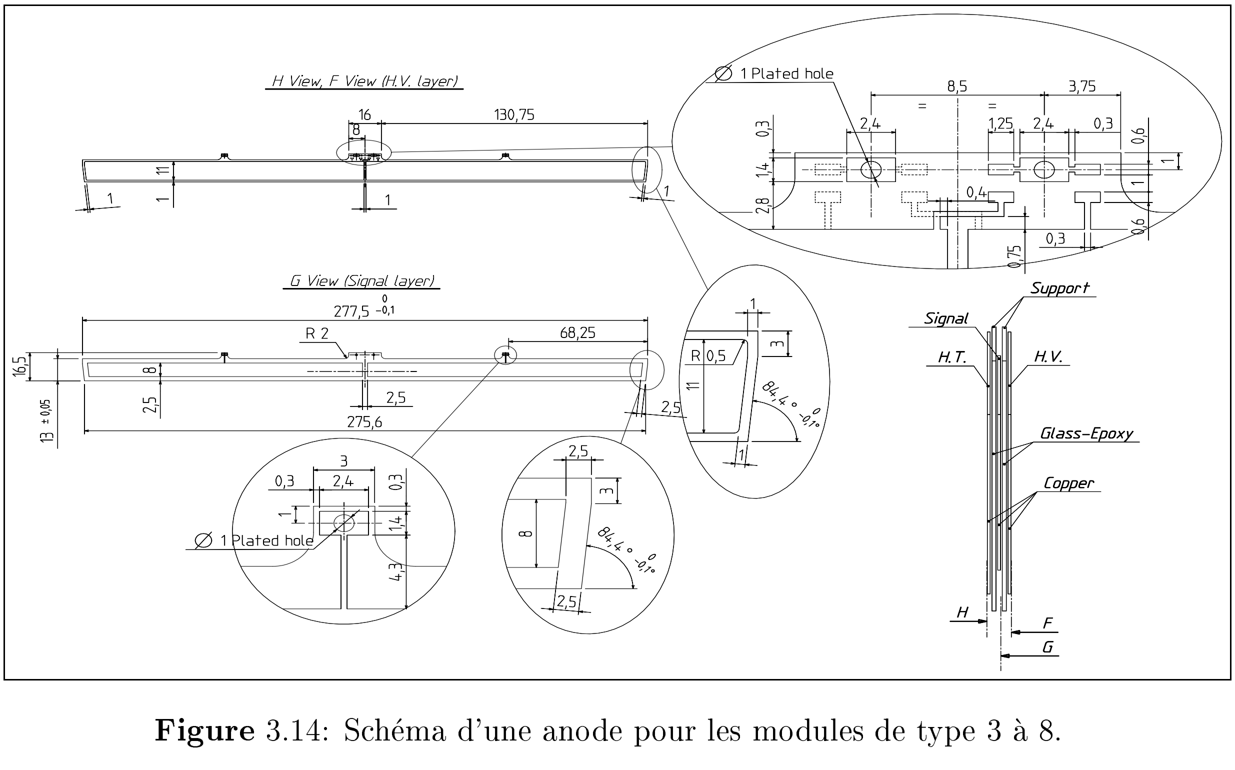

Figure 3.14: Schéma d'une anode pour les modules de type 3 à 8.

Un contrôle géométrique des électrodes avant le montage des modules est donc nécessaire, afin de sélectionner que les électrodes dont les dimensions sont comparables à celles du moule qui servira à la fabrication du module correspondant.

3.5.2 Contrôle géométrique

Trois types de contrôle géométrique doivent être effectués: mesure de l'épaisseur, mesure de la longueur et mesure de la largeur. Il est important de connaître avec précision les distributions des épaisseurs, hauteurs et longueurs des électrodes des différents modules, délivrées par différentes sociétés avant les commandes finales.

a) Mesures de l'épaisseur

Les mesures des épaisseurs sont faites à l'aide d'un micromètre en mesurant manuellement l'épaisseur à dix positions différentes tout au long de l'électrode comme il est représenté sur la figure 3.15. Les données sont enregistrées sur un micro-ordinateur. Des précautions particulières sont prises pour que la surface des électrodes soit propre, éviter le dépôt de poussières et de re-calibrer le micromètre à zéro à chaque nouvelle mesure.

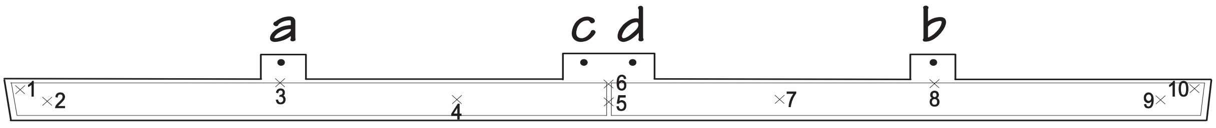

Figure 3.15: Contour d'une anode. Les points notés de 1 à 10 montrent les positions des points de mesure des épaisseurs. Les lettres a, b, c et d désignent les positions des connexions électriques.

Les épaisseurs moyennes, mesurées aux différentes positions pour les différents types d'électrodes, sont portées dans les figures 3.16 et 3.17 ainsi que l'incertitude sur les valeurs moyennes des épaisseurs. Ces distributions, ainsi que les résultats détaillés sont donnés dans les tableaux 3.3 et 3.4.

Les cathodes de taille 1 et 2 ont des épaisseurs proches des valeurs nominales et sont dans les tolérances fixées. L'épaisseur moyenne des cathodes de taille 3 est 242 μm; elle est inférieure à la valeur moyenne. Ceci est due à l'épaisseur incorrecte du cuivre utilisé lors de la production, 23 μm au lieu de 35 μm. 31 % des anodes de taille 1 sont au-delà de la moyenne nominale (361 μm). Cet écart est dû principalement à la quantité de cuivre utilisée, 26 μm au lieu de 18 μm. Il est intéressant de noter que l'épaisseur des cathodes est uniforme alors que les anodes sont plus épaisse au milieu (position 5 et 6) qu'aux extrémités (position (1;10) et (2;9)) (voir la figure 3.16). Ces fluctuations sont directement liées au processus d'application du prepreg. Une analyse détaillée a montré que la couche du prepreg faisait environ 135 μm au lieu de la valeur nominale 125 μm.

Position		1;10	2;9	3;8	4;7	5	6
Cathodes 1	Moyenne	279.4	279.6	279.7	278.5	278.2	279.2
	r.m.s	3.65	3.17	3.89	3.23	3.59	3.39
Anodes 1	Moyenne	338.6	338.8	343.0	342.6	362.1	363.4
	r.m.s	7.78	7.29	7.87	7.55	8.09	8.20
Cathodes 2	Moyenne	284.3	283.1	281.6	280.9	281.2	281.6
	r.m.s	4.80	4.44	3.58	3.66	3.91	3.82
Anodes 2	Moyenne	331.5	332.4	336.2	335.6	333.4	335.8
	r.m.s	9.3	7.2	5.2	4.8	5.0	4.6
Cathodes 3	Moyenne	241.1	241.8	241.5	240.3	240.3	240.7
	r.m.s	6.55	6.54	6.19	6.86	6.28	6.24
Anodes 3	Moyenne	335.8	336.6	339.0	341.0	342.9	343.1
	r.m.s	13.42	13.08	11.99	12.27	12.56	12.36

Tableau 3.3: Les valeurs de l'épaisseur moyenne (μm) des anodes et des cathodes de taille 1, 2 et 3, aux différentes positions avec les erreurs de la distribution correspondante.

	Anodes 1	Anodes 2	Anodes 3	Cathodes 1	Cathodes 2	Cathodes 3
Epaisseur moyenne	360.9 $\pm1.2\mu$m	334.2 $\pm0.2\mu$m	339.2 $\pm0.1\mu$m	278.1 $\pm0.16\mu$m	282.2 $\pm0.1\mu$m	242.0 $\pm0.07\mu$m
R.M.S.	8μm	5.4μm	12.6μm	3.5 μm	4.5μm	5.6μm
Epaisseur la plus petite	335μm	291μm	297μm	269μm	270μm	217μm
Epaisseur la plus grande	385μm	365μm	446μm	312μm	297μm	274μm
En dehors des tolérances	31.7%	0%	7.1%	0.8%	0%	65.8%
Nombre d'électrodes mesurées	224	82	973	240	264	398

Tableau 3.4: Valeurs de l'épaisseur moyenne pour les anodes et les cathodes de taille 1, 2 et 3. Les anodes devront avoir une épaisseur dans l'intervalle 300 μm - 370 μm. Les erreurs présentées sont les erreurs statistiques.

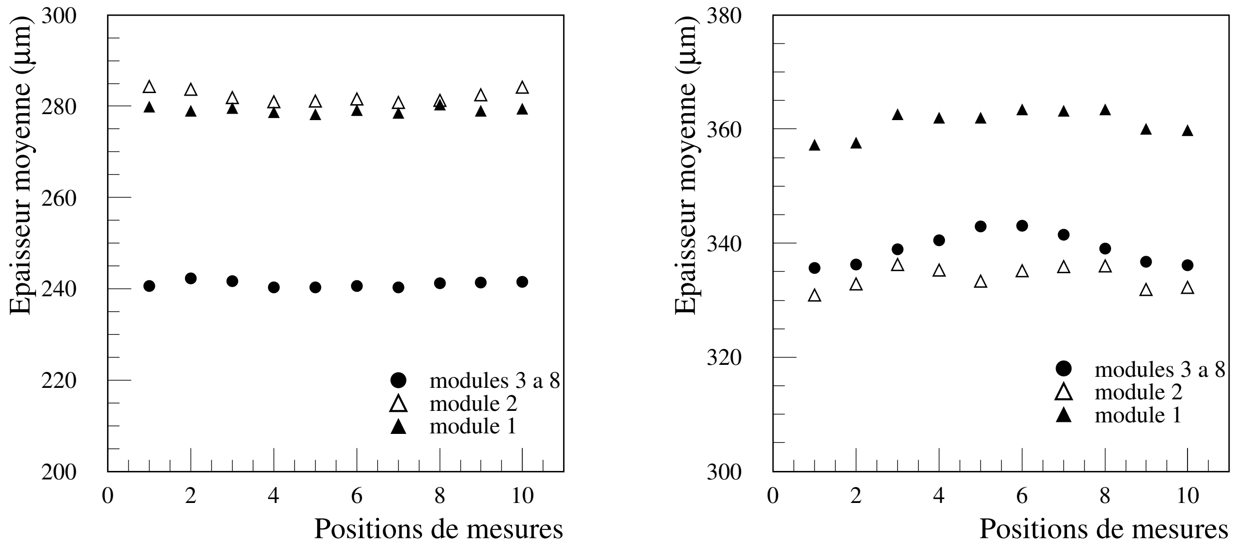

Figure 3.16: Epaisseurs moyennes en fonction de la position de mesure le long de l'électrode. A gauche celles des cathodes et à droite celles des anodes.

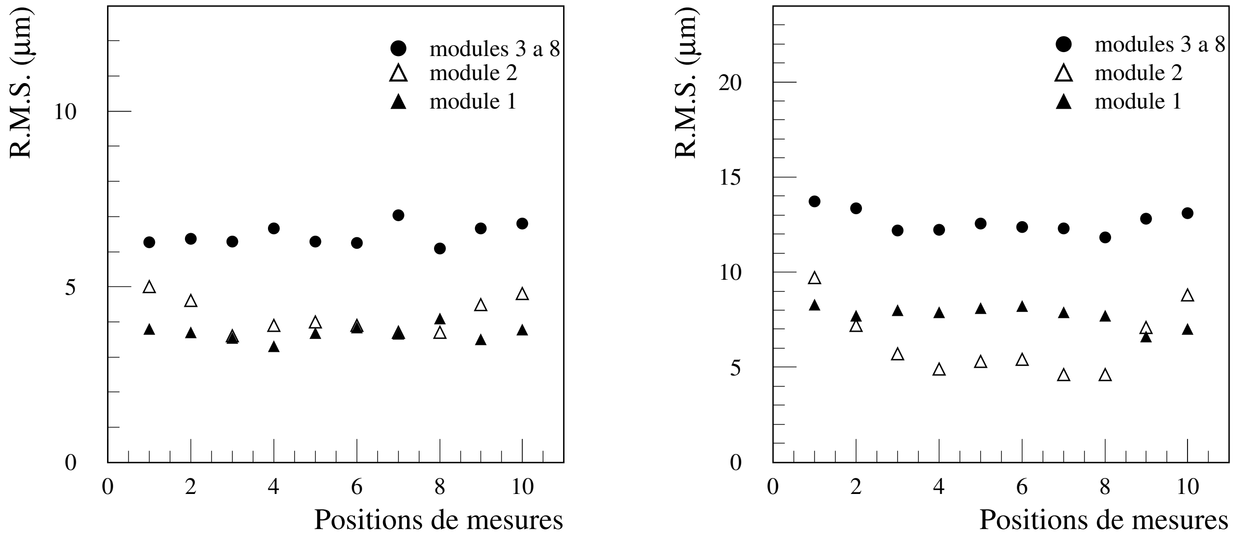

Figure 3.17: Les écarts quadratiques moyens r.m.s de l'épaisseur, pour les cathodes (à gauche) et pour les anodes (à droite).

b) Mesures de contours

Les mesures des contours sont effectuées à l'aide d'un projecteur de profile PJ-3000, constitué d'une plaque où l'électrode est placée et d'une partie optique [29]. 30 électrodes de chaque fournisseur sont mesurées. La largeur des électrodes est mesurée aux extrémités de celles-ci. Les résultats sont présentés dans les tableaux 3.5 et 3.6.

	Anodes 1	Anodes 2	Anodes 3
Longueur moyenne	277376 ±8.4μm	277409 ±50.2μm	277472 ±9.7μm
R.M.S.	46μm	275μm	69μm
Longueur la plus petite	277299	276447	277279
Longueur la plus grande	277528	277573	277667
En dehors des tolérances	6.7%	40.0%	26.0%
Nombre d'électrodes mesurées	30	30	50

Tableau 3.5: Valeurs des longueurs moyennes pour les anodes de taille 1, 2 et 3. Toutes les longueurs sont données en μm.

	Anodes 1	Anodes 2	Anodes 3	Cathodes 1	Cathodes 2	Cathodes 3
Largeur moyenne	14308 ±3.6μm	13318 ±5.4μm	13052 ±4.9μm	14356 ±2.9μm	13267 ±4.1μm	12993 ±4.7μm
R.M.S.	20μm	31μm	37μm	16μm	22μm	25μm
Largeur la plus petite	14262	13260	12940	14318	13209	12959
Largeur la plus grande	14353	13385	13130	14387	13316	13071
En dehors des tolérances	0%	0%	10.0%	0%	0%	0%
Nombre d'électrodes mesurées	30	30	50	30	30	30

Tableau 3.6: Valeurs des largeurs moyennes pour les anodes et les cathodes de taille 1, 2 et 3. Toutes les largeurs sont données en μm.

3.5.3 Tests sous haute tension

La mesure de l'énergie par ionisation de l'argon liquide nécessite d'appliquer une tension de 2 kV sur les deux couches externes de l'anode; la couche centrale permet de recueillir le signal par couplage capacitif. La tenue en tension des matériaux constituant les cellules est l'un des problèmes rencontrés. Les électrodes doivent être isolées pour éviter les court-circuits et connectés à travers une capacité élevée pour permettre le transfert des charges. Il existe cependant un risque de claquage de la haute tension à travers le cuivre, lié aux opérations de collage des électrodes sur celui-ci. Le cuivre peut être endommagé lors de la fabrication des électrodes ou déterioré lors de diverses manipulations. Un autre point à considérer est la qualité des soudures des résistances. De mauvaises soudures peuvent conduire à un court circuit de la haute tension.

En tenant compte des remarques précédentes, et pour garantir une bonne qualité des électrodes, des tests ont donc été réalisés pour toutes les anodes. Les tests de la haute tension des anodes ont été réalisés après le contrôle de leurs épaisseurs et après la soudure de quatre résistances de 1 MΩ chacune sur les faces externes de l'anode. Celles-ci sont des résistances de protection vis à vis de l'alimentation haute tension. Le banc de test, présenté dans la figure 3.18, permet de vérifier le courant de fuite de toutes les anodes par application d'une haute tension de 3 kV à leurs bornes. Ces tests sont également utiles pour mesurer les capacités et les résistances (RC) entre les points de connexions, et de vérifier les connexions des résistances. Les mauvaises connexions d'une ou plusieurs résistances ne peuvent conduire à une distribution de la haute tension sur les couches externes de l'anode. Le courant de fuite contribue comme un bruit électronique.

Comme le montre la figure 3.18, une anode est placée sur un rail en plastique isolant. Elle est ensuite portée à la haute tension à l'aide d'un connecteur. Le banc de test est muni de deux bras. Un des bras est connecté à un LCR-mètre pour les mesures de la résistance et de la capacité de l'électrode et l'autre est connecté à un testeur d'isolation. Les quatres points de connexions de l'anode pour la haute tension et pour les mesures de CR sont les mêmes (voir la figure 3.19). Les bras du banc de test peuvent être dans trois positions:

- position de repos : dans ce cas les deux bras sont vers le haut.
- position de mesure haute tension lorsque le bras de mesure HT est connecté à l'anode.
- position de mesure de résistance et de capacité lorsque le bras équipé pour les mesures de capacité et résistance est connecté à l'anode.

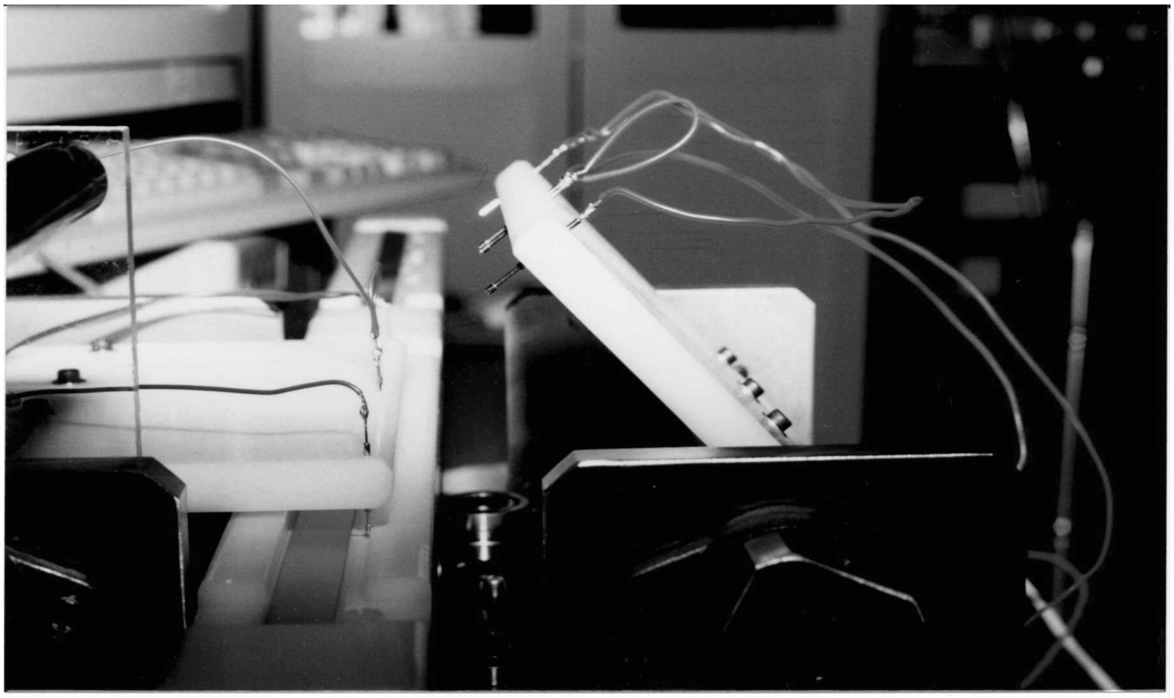

Figure 3.18: Photo du banc de test haute tension.

Le banc de test est contrôlé par un micro-ordinateur équipé d'une carte GPIB et LabPC+I/O, avec un programme LabView. Les mesures de capacité, de résistance et du courant de fuite pour une anode dure environ 15 secondes.

Lors des tests de haute tension, nous avons contrôlé la connexion des anodes en mesurant le profil du courant induit par l'application de la haute tension. Les connexions sont considérées bonnes quand le courant monte brutalement au cours de la montée en tension, le temps de montée est de quelques millisecondes, puis le courant tend vers le régime permanent où un courant de fuite à peu près constant traverse l'isolant. Pour les mauvaises connexions, le temps de montée est beaucoup plus long. Ces deux cas sont présentés dans la figure 3.20. Les premières mesures de la haute tension montraient qu'environ 10% des anodes testées présentent un courant de fuite entre 5 nA et 20 nA. Le courant de fuite chute à une valeur de 5 nA après nettoyage à l'éthanol de l'anode et des bras. Ainsi les tests de la haute tension sont particulièrement sensibles à la poussière et au degré d'humidité. Le tableau 3.7 présente les résultats des relevés de courant de fuite effectués.

D'après le schéma électrique équivalent (voir la figure 3.19), la capacité et la résistance

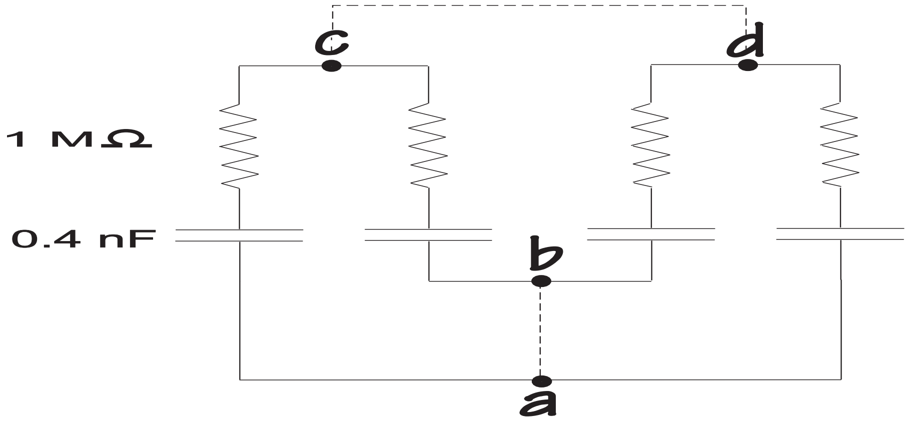

Figure 3.19: Schéma équivalent d'une anode. La ligne en pointillée représente les connexions faites par le banc de test durant les mesures. Les points a, b, c et d correspondent aux différents points de connexion de l'anode. c et d sont les points aux couches externes où est appliquée la haute tension; les points a et b représentent la couche centrale.

d'une anode mesurées par le banc de test de l'ordre de 1.2 nF et 0.25 MΩ, sous 3 kV. Le LCR-mètre utilise un signal de 1 kHz pour les mesures. La figure 3.21 montre les distributions des capacités et des résistances de 1087 anodes. Durant ces mesures, 5% des anodes avaient de mauvaises soudures. Après la re-soudure, la résistance et la capacité moyenne mesurées sont respectivement 251.9±0.7 kΩ et 1.27±0.4 nF. La capacité des anodes dépend essentiellement de l'épaisseur des couches du prepreg et du FR4. Vu la structure complexe des anodes, il est difficile de contrôler avec précision les épaisseurs des différentes couches qui les composent.

Courant de fuite	Nombre d'anodes
Court-circuit	2
20 nA $\leq$ i_{fuite}	1
5 nA $\leq$ i_{fuite} $\leq$ 20 nA	37
i_{fuite} $\leq$ 5 nA	1049
Nombre total des anodes	1089

Tableau 3.7: Relevé des courants de fuite.

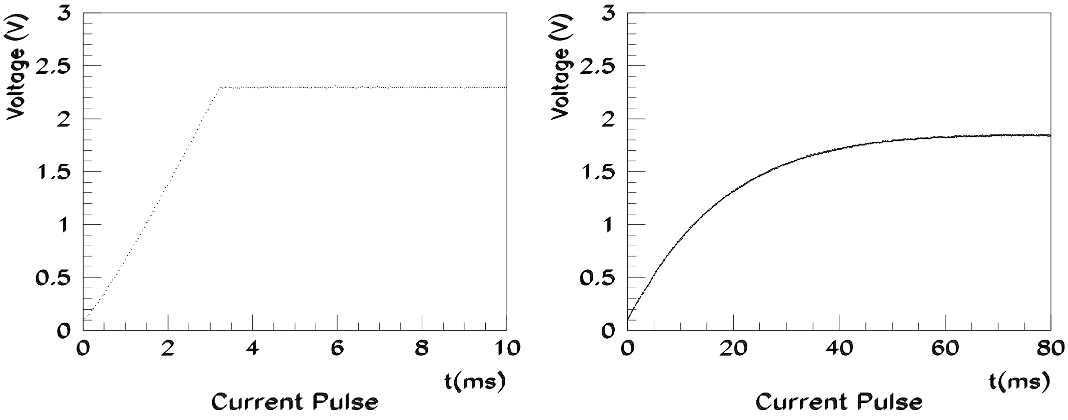

Figure 3.20: Courant de charge pour les bonnes connexions (à gauche) et pour les mauvaises connexions (à droite) [28], [29].

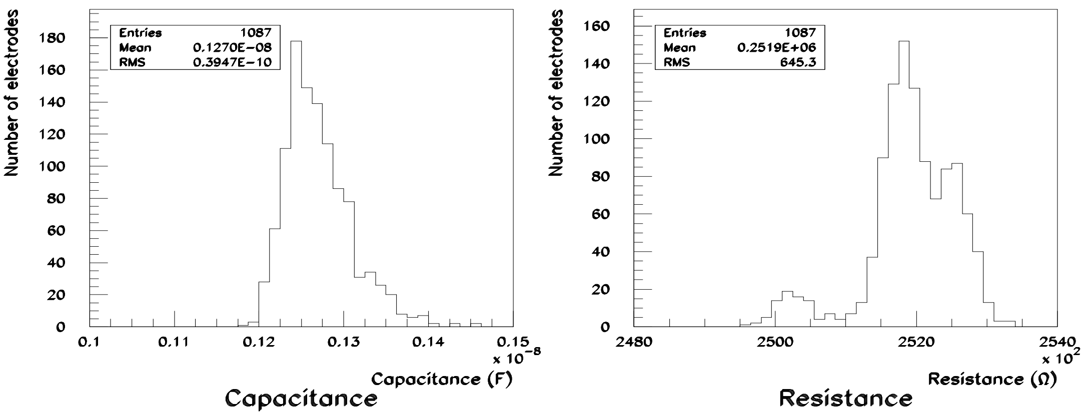

Figure 3.21: Distributions des résistances et des capacités pour 1087 anodes [28], [29].

3.5.4 Conclusion

Après ces contrôles, les anodes sont étiquetées bonnes, mauvaises ou à réparer, puis stockées en différents lots; chaque lot correspond à un module. Ces tests nous ont permis de modifier la géométrie des anodes, et de décider de ne conserver que deux types d'anodes: anodes de taille 1 pour les modules situés entre 0.0< $|\eta|$ <0.2 et des anodes de taille 3 pour les modules situés entre 0.2< $|\eta|$ <0.4 et au delà.

Le suivi et les tests effectués ont permis d'éviter tout problème lors de l'assemblage définitif des modules, ce qui valide la technologie employée. Mais vu la grande quantité d'électrodes à tester pour les 64 secteurs du pré-échantillonneur il faut encore développer des techniques de mesures et de contrôle plus rapides.

Chapitre 4

Station d'irradiation neutron

Dans le collisionneur LHC, chaque collision proton-proton produira de l'ordre d'une vingtaine de particules composées principalement de pions, protons, ..., qui par interaction avec la matière du détecteur et son environnement produiront des particules secondaires, dont des neutrons. La fluence attendue au niveau du détecteur ATLAS sera de l'ordre de 10^{13} - 10^{14} neutrons/cm^2/an selon la pseudo-rapidité [11]. Ce flux de neutrons ralentis et capturés par les différents matériaux des éléments du détecteur pourraît être à l'origine d'une détérioration des performances des sous-détecteurs ATLAS (détecteur interne, pré-échantillonneur, calorimètre électromagnétique, ...). Le choix des matériaux et des composants mécaniques électroniques affichant la meilleure résistance possible au rayonnement neutron est primordial. Afin d'étudier les effets des neutrons sur les éléments du détecteur ATLAS et de permettre une sélection optimale des composantes électroniques et mécaniques vis à vis de la résistance aux neutrons, une station d'irradiation neutron a été construite à Grenoble auprès du système d'accélérateurs Rhônes-Alpes (SARA). A l'origine, cette station était destinée uniquement à l'expérience ATLAS, puis d'autres champs d'activité telle que l'étude des réacteurs hybrides y ont été développés.

4.1 Description de l'aire expérimentale

4.1.1 Le Cyclotron SARA

Le Système d'Accélérateurs Rhônes-Alpes (SARA) a été construit au début des années quatre vingts à l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble. Ce système est constitué de deux cyclotrons montés en série. Le premier cyclotron accélère les noyaux issus d'une source ECR (Electron Cyclotron Resonance), jusqu'à une énergie de quelques MeV par nucléon. Ces noyaux accélérés sont ensuite injectés dans le deuxième cyclotron qui portera leur énergie jusqu'à une énergie maximale de l'ordre 40 MeV par nucléon. Ce système d'accélérateurs est destiné depuis son démarrage à l'étude de la physique des ions lourds pour des énergies par nucléon de l'ordre de l'énergie de Fermi. Les tableaux 4.1 et 4.2 donnent les caractéristiques des deux Cyclotrons. Dans le cas de la station d'irradiation, seul le premier cyclotron est utilisé, un faisceau de deutons est accéléré jusqu'à une énergie de 20.2 MeV. Il est ensuite dirigé sur la voie H où la cible de beryllium et le cryostat sont installés.

Contrairement à d'autres sources de neutrons tels que les réacteurs nucléaires, l'utilisation du système d'accélérateurs SARA présente les avantages suivant:

- Le spectre d'énergie des neutrons est proche de celui qui sera produit par les conditions d'opération au LHC.
- Le taux des neutrons thermiques est très faible ce qui réduit l'activation des matériaux.
- La manipulation des échantillons irradiés et l'accès à la casemate d'irradiation peuvent être effectués au plus tard deux jours après l'arrêt de l'irradiation.
- Le spectre d'énergie des neutrons peut être mesuré avec précision.
- La contamination du flux neutrons par les gammas est relativement faible.
- Source intense de neutrons.
- Possibilité d'irradiation de pièces mécaniques ou électroniques de grandes dimensions.
- Irradiation à la température ambiante ou à la température de l'argon liquide.

Aimant	Diamètre polaire	2.12 m
	Champ moyen	1.6 Tesla
	Masse	200 t
	Puissance	270 kW
Accélération		deux dés
	Tension maximum	60 kV
	Fréquence	10.5 à 16 MHz

Tableau 4.1: Caractéristiques du premier cyclotron.

Aimants	4 secteurs R_{max}	2.12 m
	Champ moyen	1.6 Tesla
	Masse des 4 secteurs	400 t
	Puissance	280 kW
Accélération		deux dés
	Tension maximum	70 kV
	Fréquence	21 à 32 MHz

Tableau 4.2: Caractéristiques du deuxième cyclotron.

4.1.2 Cible et cryostat

Le faisceau de deutons est accéléré jusqu'à une énergie de 20.2 MeV. Sa focalisation est contrôllée à l'aide d'un anneau de graphite segmenté en quatre pièces, permettant ainsi d'obtenir un faisceau d'un diamètre de 25 mm, il est ensuite arrêté par la cible de beryllium. L'épaisseur requise pour arrêter un tel faisceau est de 1.6 mm, nous avons choisi une épaisseur de 3 mm afin d'arrêter complètement le faisceau dans la cible. La cible est isolée électriquement ce qui permet de mesurer directement le courant correspondant au faisceau de deutons, en tenant compte de l'excès de 20% dû aux électrons d'ionisation du beryllium. L'absorption du faisceau de deutons par la cible de beryllium dégage une puissance de 100 W. Cette puissance est évacuée à l'aide d'un circuit d'eau en contact thermique avec la cible. En fonctionnement optimal, la température de la cible ne dépasse pas 40 °C. Le faisceau de deutons dont l'intensité est de l'ordre de 7 μA interagit avec la cible de beryllium suivant la réaction de stripping (^{9}Be(d,n)^{10}B), c'est à dire:

$$\mathrm{d} + {}^{9}\mathrm{Be} \rightarrow \mathrm{n} + {}^{10}\mathrm{B} + 4.4\ \mathrm{MeV}$$

Le cryostat est constitué de deux enceintes cylindriques (voir la figure 4.1): une enceinte froide de 20 cm de diamètre, en contact avec l'argon liquide, entourée d'une enceinte chaude de 30 cm de diamètre et de 1.128 mètre de longueur. L'enceinte froide est entourée d'une isolation thermique de 5 cm d'épaisseur. Les parois du cryostat sont fabriquées en aluminium qui a l'avantage d'avoir une faible section efficace d'activation. La partie supérieure du cryostat est fermée à l'aide d'une plaque support équipée de:

- un piquage central.
- deux piquages réchauffeurs d'azote.
- un piquage pour pompage.
- deux raccordements, un pour le passage d'argon et l'autre pour l'azote.

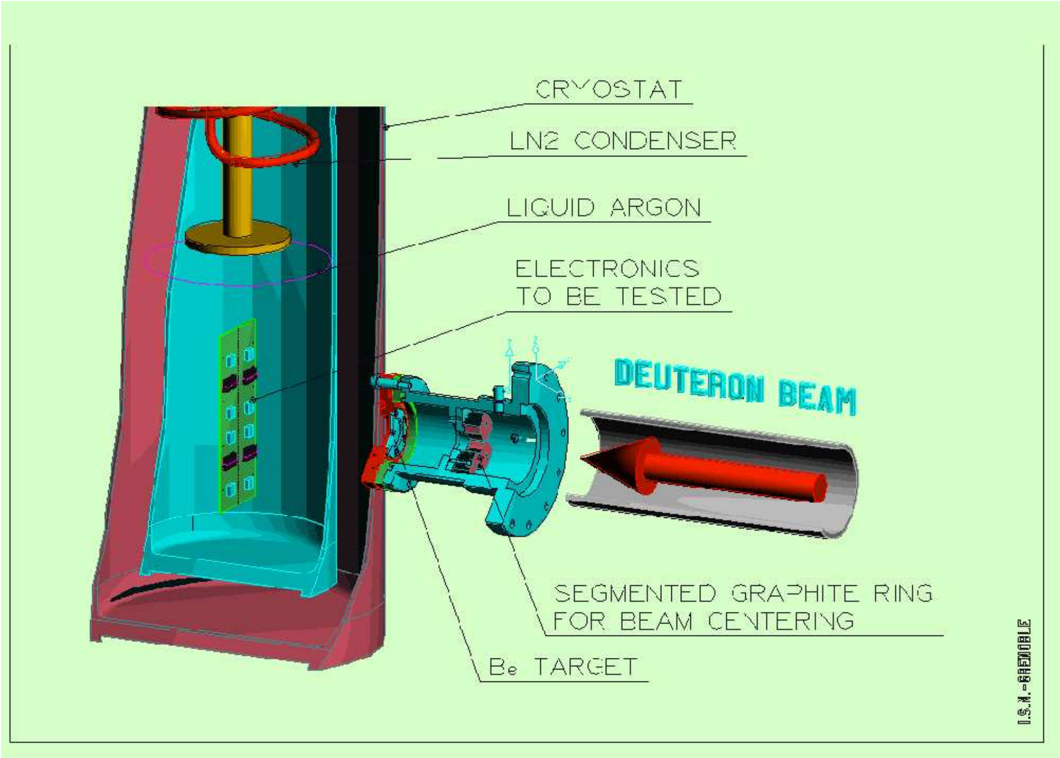

Figure 4.1: Vue générale du dispositif d'irradiation.

- un raccordement pour la sortie des câbles reliant le détecteur et la salle d'acquisition.

Le volume d'argon liquide pouvant être contenu par le cryostat est de 10 litres. L'argon est maintenu à l'état liquide par une circulation d'azote liquide dans un échangeur thermique installé à l'intérieur du cryostat. Le cryostat est installé contre la cible afin d'avoir une distance minimale d'irradiation de 10 cm. Les circuits électroniques ou opto-électroniques (fibres optiques, pré-amplificateurs,...) sont contrôlés pendant l'irradiation. Le suivi de l'évolution des caractéristiques d'un échantillon sous irradiation est effectué en ligne.

L'ensemble de cette installation est contrôlée à partir d'une salle d'acquisition située juste au dessus de la casemate d'irradiation. La casemate d'irradiation est construite avec du béton baryté; les murs ainsi que le toit font deux mètres d'épaisseur. Les calculs des fuites neutrons à l'aide du code neutronique MORSE, ont montré qu'elles sont négligeables (Figure 4.2); ces calculs ont été confirmés par les mesures effectuées par le service de radioprotection de l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble.

Une fluence de l'ordre de 2. 10^{14} n/cm^2 est obtenue en deux jours d'irradiation. La station d'irradiation SARA est bien adaptée pour l'étude de la stabilité de la pureté de

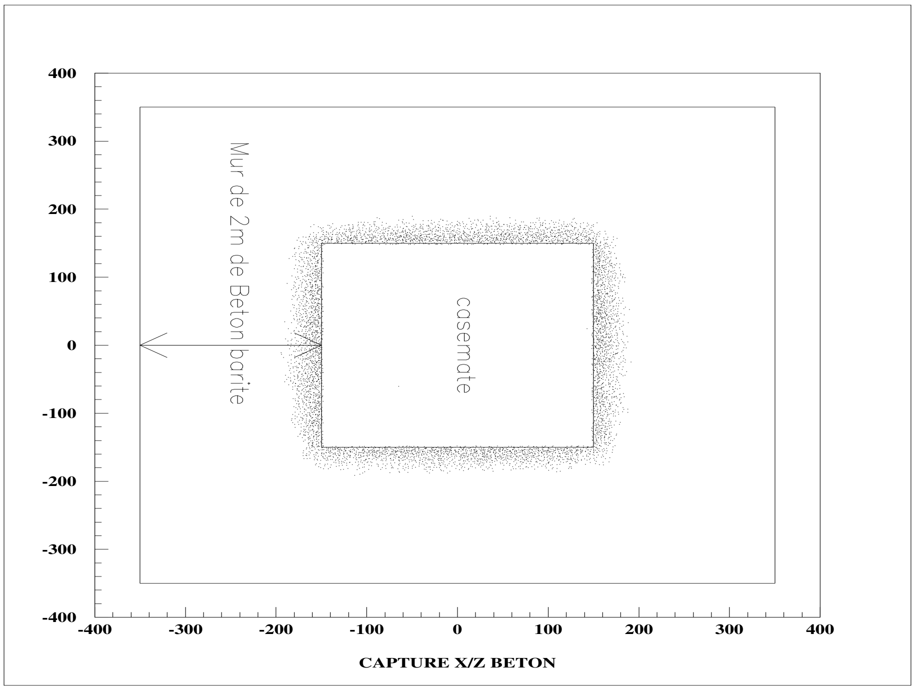

Figure 4.2: Distribution des captures neutron dans le béton baryté.

l'argon liquide, car sa contamination gamma est relativement faible (22% gammas, 78% neutrons) et son spectre neutron est comparable à celui attendu au LHC.

4.2 Dispositif expérimental de détection

Le dispositif expérimental de détection (Figure 4.3) est constitué d'un cylindre en verre de diamètre 10 cm et de hauteur 5 cm, rempli avec un scintillateur organique sous forme liquide [30], le NE213. Ce cylindre est couplé optiquement à un photomultiplicateur. Le NE213 a une fluorescence retardée qui dépend de la nature de la particule. La composante retardée ou le temps de descente du signal associé aux neutrons est plus long que dans le cas des gammas. Cette propriété est exploitée pour différencier les deux signaux, ce qui permet de séparer les neutrons des gammas. Cette technique largement utilisée en instrumentation nucléaire est appelée Pulse Shape Discrimination (PSD). Le signal issu du photomultiplicateur est intégré deux fois. Une première fois sur toute la durée du signal (200 ns), ce qui donne la charge totale Q_{1L}. Une deuxième intégration est effectuée sur une durée de 130 ns et démarre 70 ns après le démarrage de la première intégration. Cette deuxième intégration donne la charge retardée Q_{2L}. Cette double intégration est schématisée dans la figure 4.4.

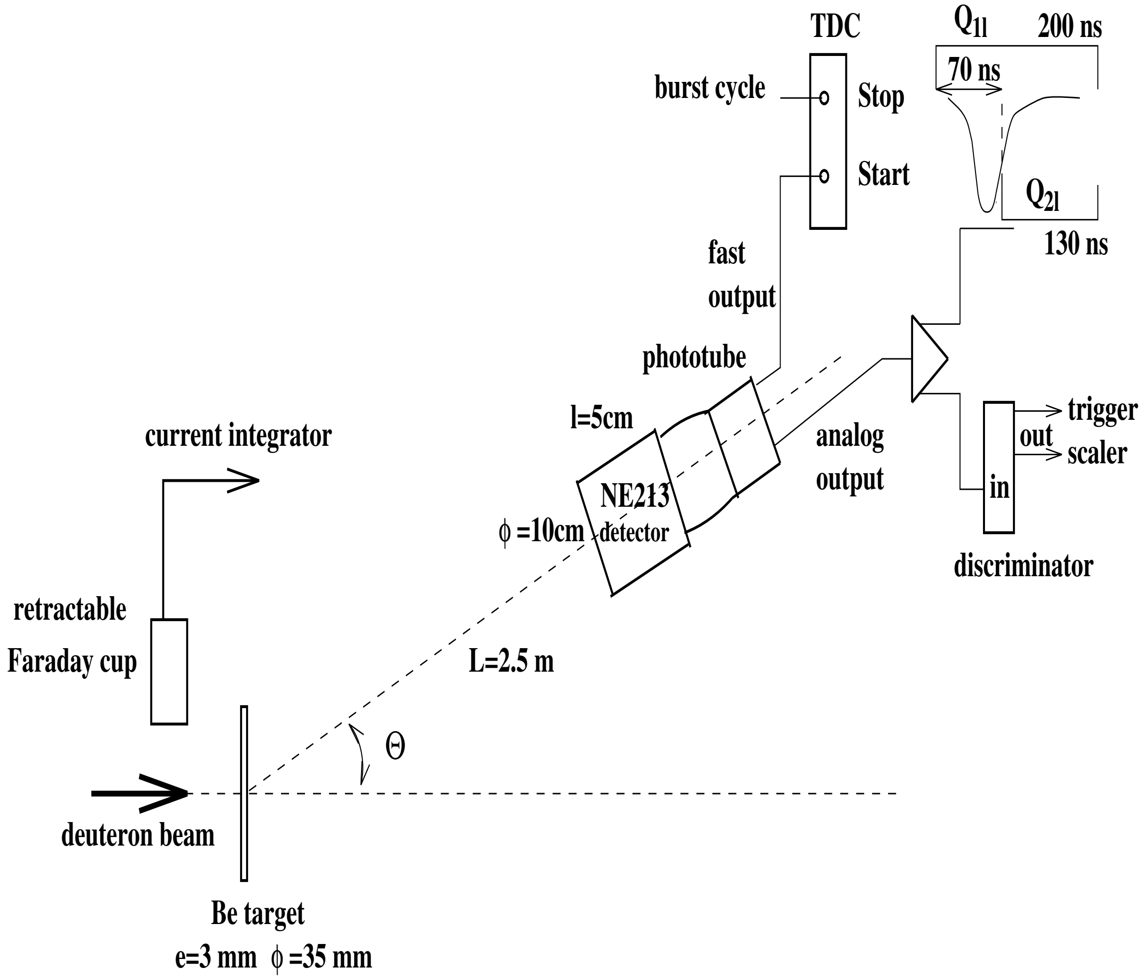

Figure 4.3: Dispositif expérimental de production et de détection des neutrons.

La variable sans dimension $\frac{Q_{2L}}{Q_{1L}}$ va dépendre de la durée de la charge retardée Q_{2L} et par conséquent de la nature de la particule. Le pouvoir de discrimination d'un système de détection est donné par un facteur de mérite qui caractérise la séparation neutron-gamma. Le facteur de mérite est donné par $M = \frac{<n>-<\gamma>}{\sigma_n+\sigma_\gamma}$ où $< n >, < \gamma >$ désignent le pic neutron et le pic gamma, σ_n, σ_γ les demi-largeurs à mi-hauteur des deux pics.

La coupure PSD ainsi que le facteur de mérite sont déterminés pour chaque tranche d'énergie. Ces deux variables dépendent de l'énergie, principalement à basse énergie où le facteur de mérite est moins bon. Les coupures déterminées pour chaque tranche d'énergie sont ajustées par un polynôme du deuxième degré de la forme :
$P(Q_{1L}) = C_0 + C_1 \times Q_{1L} + C_2 \times Q_{1L}^2$, qui est appliqué ensuite aux données brutes.

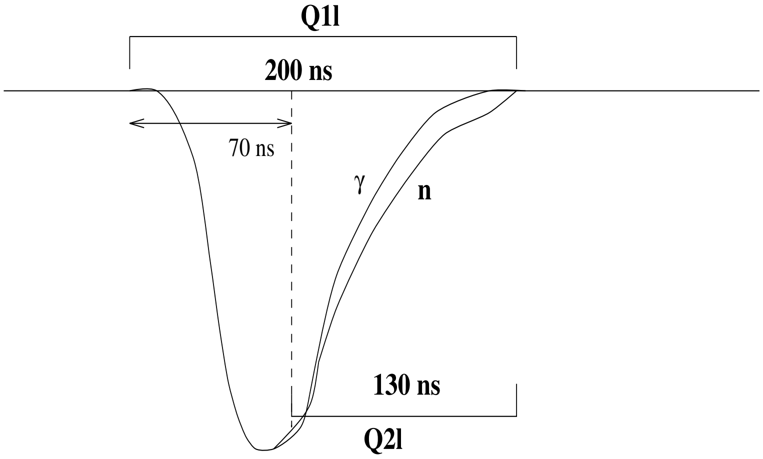

Figure 4.4: Différence de signaux neutron et gamma.

La proportion de neutrons d'énergie supérieure à 1 MeV pour chaque angle est donnée dans le tableau 4.3. Ce système de détection combiné avec la méthode du temps de vol (Time Of Flight: TOF) nous permet de mesurer le spectre d'énergie des neutrons au delà de 100 keV. La calibration en énergie du détecteur se fait à l'aide de deux sources gamma, le ^{137}Cs d'énergie $E_\gamma = 662$ keV et le ^{54}Mn d'énergie $E_\gamma = 835$ keV, ainsi que par la courbe de réponse en lumière du NE213 ramenée en énergie équivalente des électrons publiée dans la référence [31].

La partie basse énergie ($E_n < 100$ keV) du spectre neutron a été mesurée auparavant avec la même technique du temps de vol appliquée à un détecteur de fission. Ce détecteur présente l'avantage d'avoir une bonne efficacité pour les neutrons de basse énergie. Il est constitué de plaques d'Uranium-235 (^{235}U) placées à quelques millimètres devant une jonction (diode au silicium), l'ensemble est installé dans une enceinte sous vide. La dépendance en énergie de l'efficacité de ce système est proportionnelle à la section efficace de fission qui est connue avec précision dans cette gamme d'énergie. Les propriétés cinématiques des produits de fission ne sont pas affectées par la variation de l'énergie des neutrons. Ainsi la variation de l'efficacité de ce système de détection en fonction de l'énergie des neutrons correspond directement à la variation de la section efficace de fission en fonction de l'énergie des neutrons.

Ce dispositif de détection est placé à une distance de 70 cm par rapport au centre de la cible de beryllium, cette distance est choisie de telle sorte que les neutrons d'énergie de l'ordre de 100 keV puissent la couvrir en moins de 280 ns qui correspond à la période du burst du faisceau. Le spectre en énergie des neutrons mesuré lors d'une première

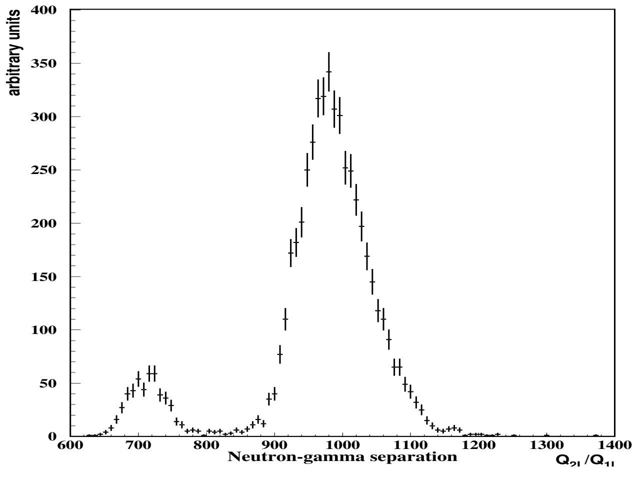

Figure 4.5: Discrimination neutron-gamma.

expérience réalisée en 1993 [32] est comparé dans la figure 4.6 au spectre que nous avons mesuré dans cette étude. Le taux de neutrons d'énergie supérieure à 1 MeV est de: 5.45 10^7 neutrons $(nA)^{-1}s^{-1}Sr^{-1}$.

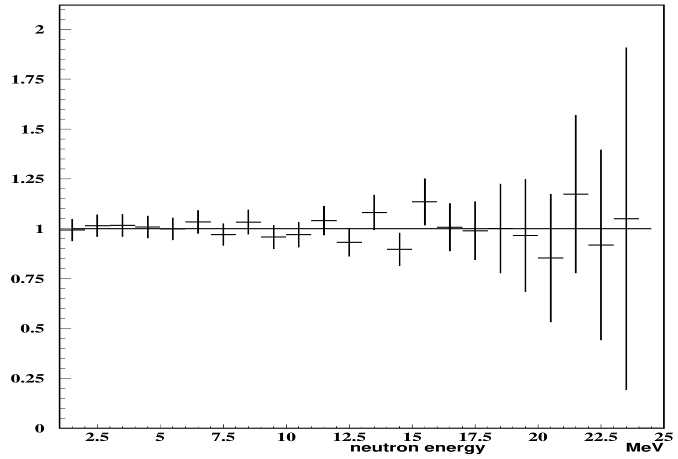

Figure 4.6: Rapport des spectres mesurés à 0° en 1993 et en 1996.

4.2.1 Mesure du temps de vol

L'énergie des neutrons est mesurée par la méthode du temps de vol (TOF : Time Of Flight). La mesure de ce dernier est effectuée par un TDC (Time to Digital Converter) dont le signal de démarrage (start) est donné par le photomultiplicateur couplé au détecteur, l'arrêt (stop) est donné par le signal du burst de deutons au niveau de la cage de Faraday placée juste en amont de la cible de beryllium. La distance de vol des neutrons entre la cible et le détecteur est de 2.5 m, ce qui correspond à un temps de vol pour les gammas de 8.4 ns avec une résolution de 2 ns due principalement à la durée du faisceau de deutons. La calibration du TDC est effectuée à l'aide de lignes de retard calibrées introduites sur le signal start ou stop. La conversion du spectre de temps de vol en spectre d'énergie des neutrons, après application du critère de sélection correspondant au PSD, c'est à dire après rejet des gammas (Figure 4.5), est effectuée à l'aide de l'expression ci-dessous:

$$E_n = \frac{cste}{t^2}$$

Avec t le temps, E_n est l'énergie des neutrons et cste une constante.

4.2.2 Efficacité de détection des neutrons

L'efficacité du détecteur est calculée par un programme Monte-carlo [33] qui tient compte de la géométrie du détecteur et de l'énergie des neutrons c'est à dire de l'énergie déposée par les protons de recul. La figure 4.7 donne l'efficacité de détection des neutrons en fonction de leur énergie. La convolution du spectre en énergie des neutrons ($\Phi(E_n)$) avec l'efficacité donne l'efficacité moyenne pour des neutrons d'énergie entre 1 et 25 MeV:

$$\epsilon_n = \frac{\int_1^{25} \epsilon(E_n)\Phi(E_n)dE_n}{\int_1^{25} \Phi(E_n)dE_n}$$

Le tableau 4.3 donne l'efficacité moyenne pour chaque angle et pour des énergies des neutrons comprises entre 1 MeV et 25 MeV.

4.3 Distribution angulaire

La distribution angulaire (en θ) du flux de neutrons est mesurée en placant le détecteur à un angle θ par rapport à l'axe du faisceau et à une distance de 2.5 m par rapport au centre de la cible (Figure 4.3). Les événements enregistrés à chaque position contiennent les données suivantes:

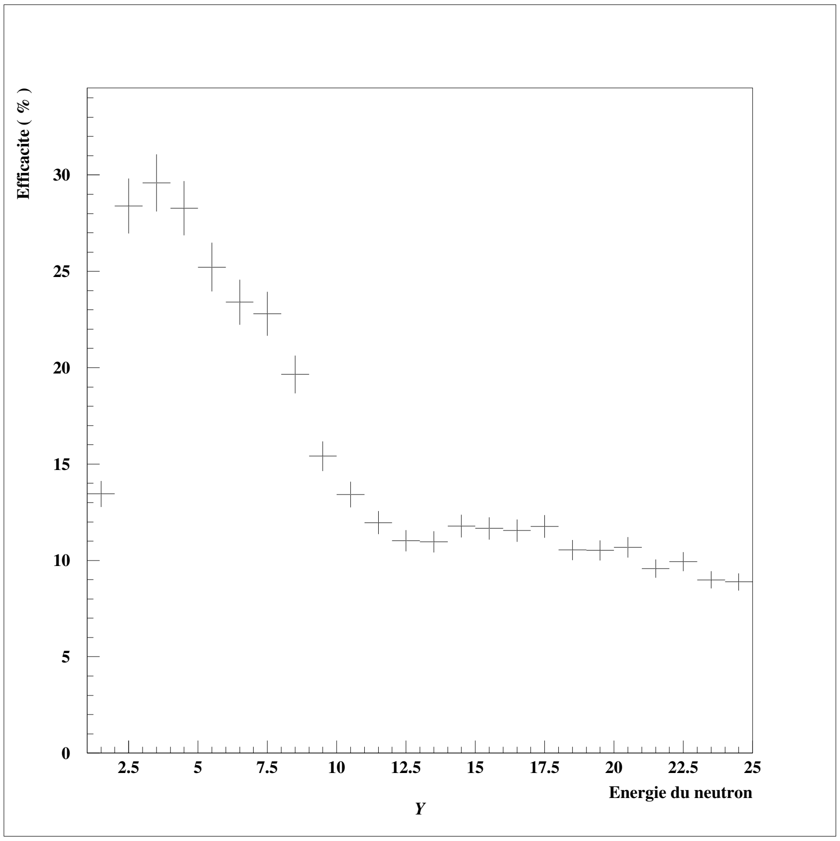

Figure 4.7: Efficacité de détection du neutron.

- la charge totale Q_{1L}.
- la charge retardée Q_{2L}.
- le temps de vol donné par le TDC.

L'intensité ou le courant correspondant du faisceau de deutons est mesurée à l'aide d'une cage de Faraday placée devant la cible de beryllium. La sortie de la cage de Faraday est reliée à un intégrateur de courant qui donne le courant total pour chaque irradiation.

4.3.1 Normalisation des spectres

A partir des données brutes de temps de vol, on déduit le spectre de temps de vol des neutrons par application des critères de sélection suivants:

- L'événement doit satisfaire la coupure PSD.
- On détermine l'origine du temps du TDC, à l'aide des paramètres de calibration et du pic des photons.

Le spectre temps de vol des neutrons est ensuite converti en spectre d'énergie à l'aide de l'expression :

$$E_n = \frac{cste}{t^2}$$

Où la constante cste tient compte de la distance Source-Détecteur.

Pour chaque angle θ nous déduisons le spectre en énergie des neutrons à partir du spectre temps de vol (TOF), la variation relative du flux neutrons normalisé au flux à 0° est donnée par la fonction suivante:

$$R(\theta) = \frac{\phi(\theta)}{\phi(0^\circ)} = 1. - 8.10\ 10^{-3}\ \theta - 1.7\ 10^{-3}\ \theta^2 + 5.61\ 10^{-5}\ \theta^3 - 5.0\ 10^{-7}\ \theta^4 \qquad (4.1)$$

$$\phi(0^\circ) = 5.45\ 10^7\ (\pm 15\%)\ \text{neutrons.(nA)}^{-1}\text{s}^{-1}\text{Sr}^{-1} \qquad (4.2)$$

θ est en degrés.

L'erreur de ±15% sur la normalisation provient principalement des erreurs sur:

1. la valeur de l'efficacité calculée par un programme Monte-Carlo [33].
2. la mesure du courant du faisceau de deutons.

La variation du flux en fonction de l'angle θ est donnée dans la figure 4.8.

4.3.2 Mesure de la fluence par activation du ^{58}Ni

L'utilisation de cette méthode d'activation nous permet, d'une part, de contrôler la validité de la méthode de temps de vol, d'autre part elle nous permet d'avoir une mesure rapide et simple de la fluence en un point donné d'un échantillon. Cette méthode d'activation est basée sur la réaction d'échange de charge ^{58}Ni(n,p)^{58}Co dont la fonction d'excitation est tabulée dans la référence [34]. Nous avons utilisé du nickel naturel sous forme de pastilles de 4 mm de diamètre et de 125 μm d'épaisseur. Ces pastilles sont collées directement sur l'échantillon à irradier. L'activité de ces pastilles est ensuite mesurée au laboratoire de basse activité de l'Institut des Sciences Nucléaires. La section efficace moyenne est déterminée par la convolution du spectre neutrons entre 0 degré et 40 degrés, avec la fonction d'excitation donnée dans la référence [34]. La section efficace moyenne est donnée dans le tableau 4.3. Elle peut être ajustée en fonction de θ selon:

$$\sigma(\theta) = 440.4 - 5.98\ \theta + 0.526\ \theta^2 - 0.0340\ \theta^3 + 5.57\ 10^{-4}\ \theta^4 \qquad (4.3)$$

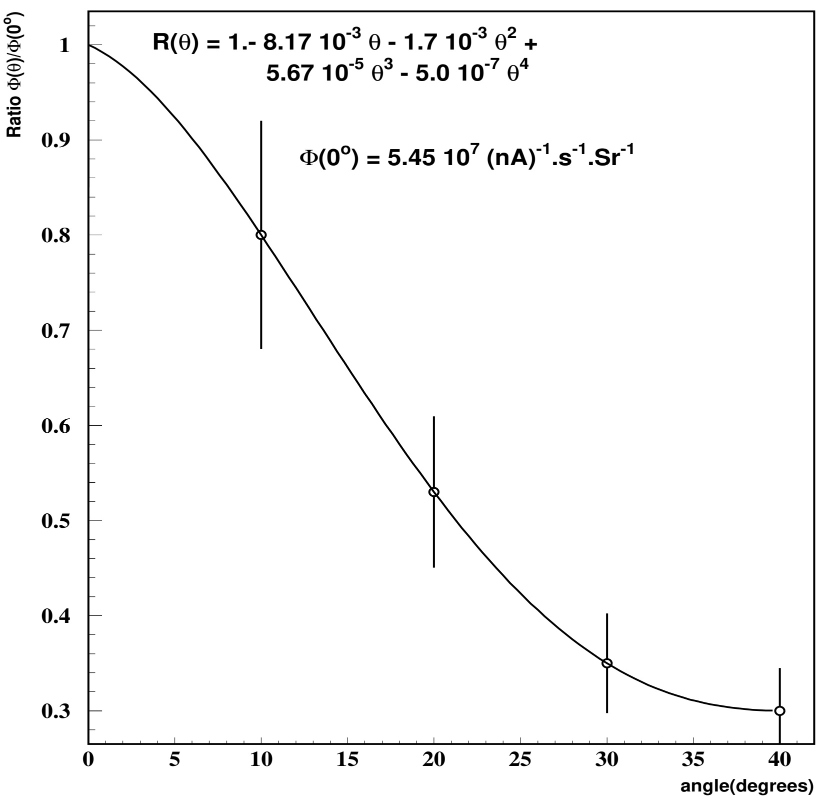

Figure 4.8: Variation du flux neutron normalisé à 0° en fonction de θ .

Dans cette équation l'angle est en degré. L'erreur sur la section efficace de la réaction ^{58}Ni(n,p)^{58}Co est de ±15% [34] qui provient principalement de l'erreur sur la normalisation du spectre neutron.

A l'aide de ces sections efficaces moyennes et de l'activité mesurée pour chaque pastille de ^{58}Ni nous avons déterminé le flux neutrons aux différents angles à l'aide de la relation très simple:

$$\phi(\theta) \;=\; cste \;\times\; \frac{A(t)}{\sigma} \tag{4.4}$$

Où A(t) est l'activité de la pastille mesurée au laboratoire basse activité à l'aide d'une Germanium calibrée avec une source de ^{58}Co étalonnée, σ est la section efficace moyenne de la réaction ^{58}Ni(n,p)^{58}Co. La constante cste tient compte des facteurs suivants :

- La période du ^{58}Co $T_{\frac{1}{2}}$ = 70.78 jours.

Angle	Neutrons $(nA)^{-1}s^{-1}Sr^{-1}$	Energie moyenne des neutrons (MeV)	Efficacité moyenne %	Section efficace (mb)
0°	$5.45\ 10^7$ (15%)	6.9±.3	24.0	440.±66
10°	$4.37\ 10^7$ (154%)	6.7±.3	24.2	405.±61
20°	$2.91\ 10^7$ (15%)	6.1±.3	24.7	348.±52
30°	$1.93\ 10^7$ (15%)	4.3±.2	26.3	268.±40
40°	$1.64\ 10^7$ (15%)	4.9±.2	25.7	292.±44

Tableau 4.3: Section efficace moyenne de ^{58}Ni(n,p)^{58}Co.

- Le nombre de noyaux de ^{58}Ni contenus dans la pastille, connaissant l'abondance du ^{58}Ni (68.077 %) dans le Nickel naturel.
- La surface de la pastille.
- La charge totale reçue par la pastille.

L'écart des flux mesurés par la méthode du temps de vol (TOF) et la méthode d'activation est inférieur à 8% ce qui est compatible avec l'erreur totale de 15% sur la normalisation des spectres. Par conséquent les deux méthodes de mesure donnent les mêmes résultats dans la limite de l'erreur sur la normalisation.

L'erreur sur la section efficace moyenne est estimée à ±15% à partir de la référence [34]. La fluence déduite des mesures d'activation du ^{58}Ni est en bon accord avec les mesures effectuées par la méthode de temps de vol. La différence entre les résultats des deux méthodes est inférieure à 8%, différence qui est largement compatible avec les erreurs que nous avons sur le flux neutrons et la section efficace moyenne du ^{58}Ni.

Le flux et le spectre d'énergie des neutrons dans le calorimètre à argon liquide, ont été simulés à l'aide du code FLUKA [18], en utilisant la géométrie du détecteur ATLAS. Le calcul montre qu'après 10 années d'opération du LHC, le flux de neutrons au niveau du calorimètre électromagnétique est de 2.10^{14} n/cm^2 et, que la dose des gammas absorbée est de l'ordre de 0.5 MRad. L'énergie moyenne des neutrons est de l'ordre de 1 MeV avec une limite inférieure de 100 keV.

a) Spectre d'énergie des neutrons

Une mesure du temps de vol du neutron entre la source et le détecteur permet de mesurer la vitesse et par conséquent l'énergie des neutrons. Le spectre d'énergie des neutrons émis est présenté dans la figure 4.9, il s'étale jusqu'à 20 MeV, avec une énergie moyenne de 6 MeV.

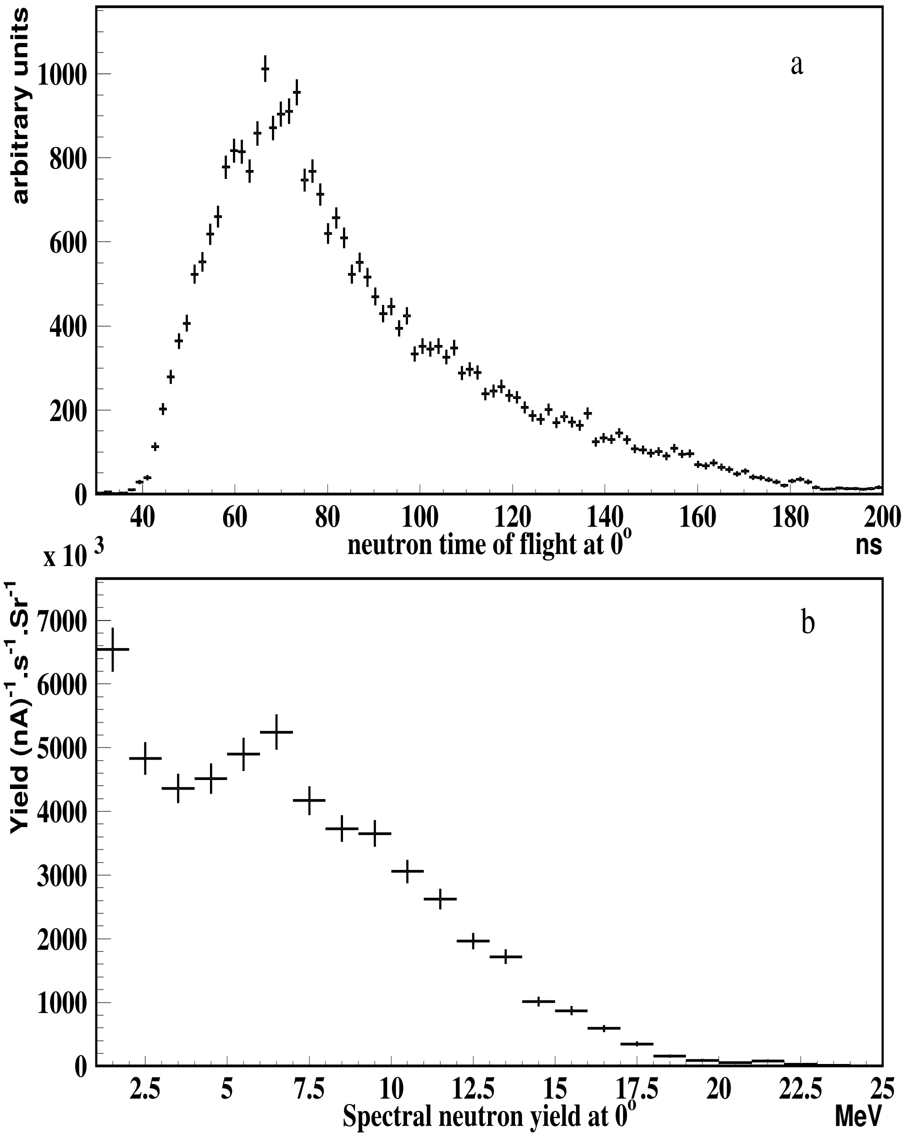

Figure 4.9: a) Le temps de vol des neutrons; b) Spectre d'énergie des neutrons à 0 degré.

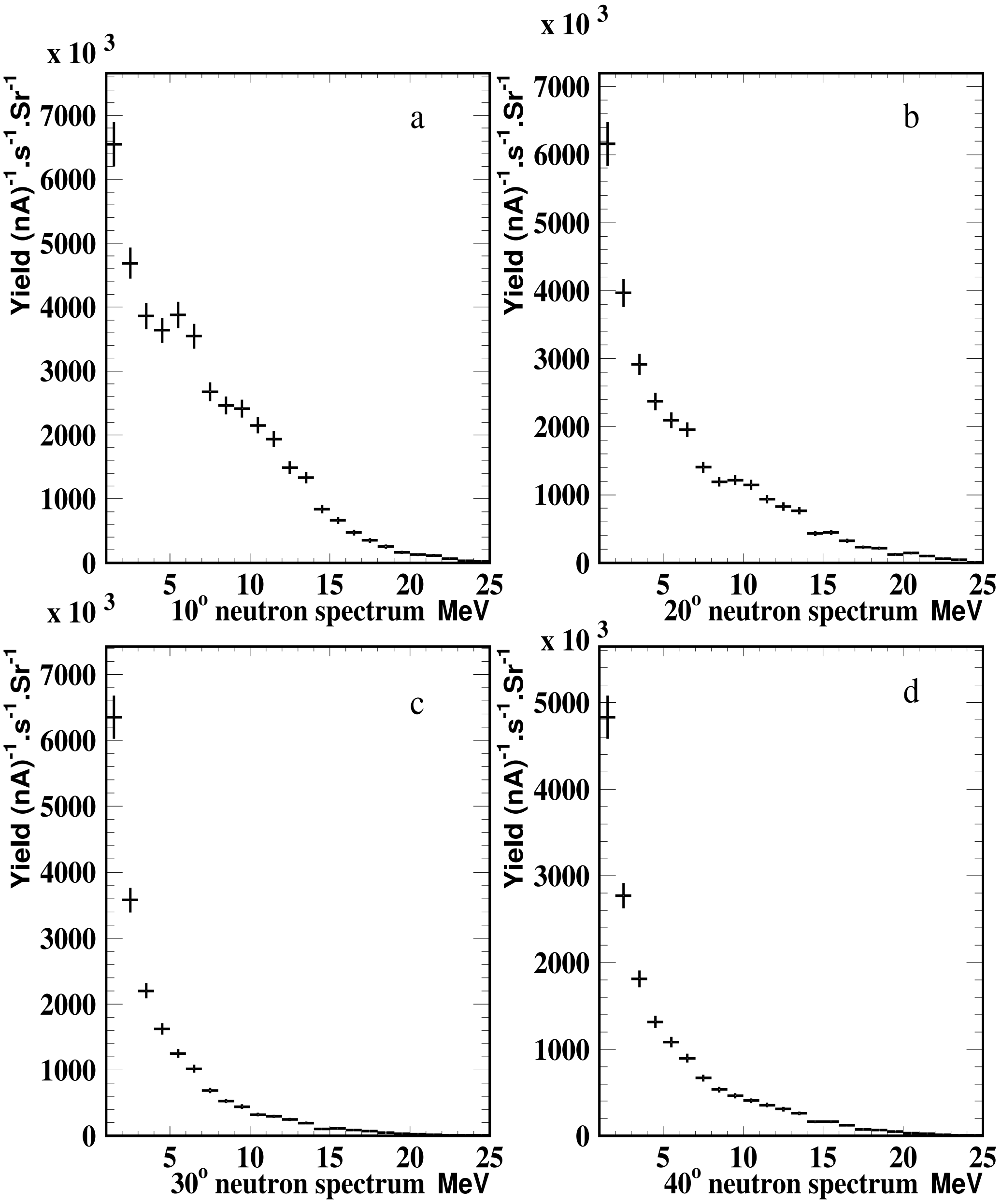

Figure 4.10: Spectre de neutrons aux différents angles de détection θ.

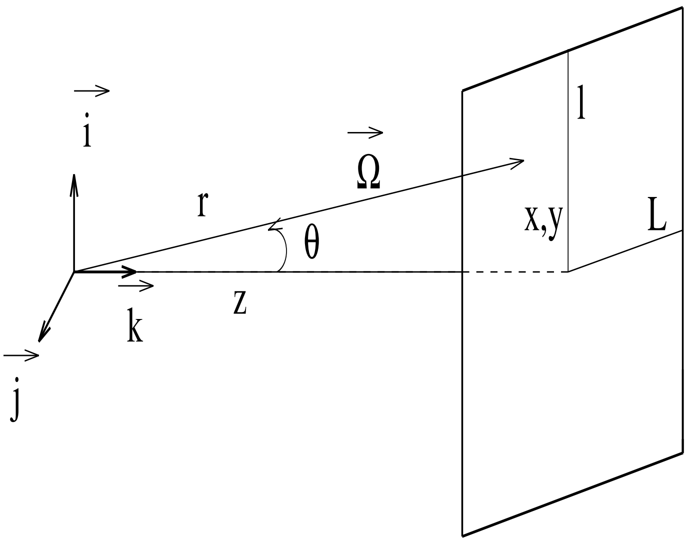

Figure 4.11: Schéma d'une plaque irradiée.

b) Mesure du flux neutronique

Dans le but de mesurer le flux neutronique reçu par un échantillon suivant l'angle polaire θ, une technique d'activation a été utilisée. En effet, des pastilles de Nickel de 4 mm de diamètre et 125 μm d'épaisseur placées aux différents angles θ (0, 10, 20, 30, 40), ont été irradiées pendant 13 jours par un flux de neutrons selon la réaction suivante: ^{58}Ni(n,p)^{58}Co. Cette mesure fournit une valeur du flux de 75% à 0° et 69% à 40°.

Pendant deux jours d'irradiation, la fluence neutronique atteinte est de l'ordre de 2.10^{14} n/cm^2, à 10 cm de la cible de beryllium. Il faut noter que cette fluence est du même ordre de grandeur que celle attendue dans le LHC. Le flux de neutrons détectés, est porté en fonction de l'angle de détection sur les courbes de la figure 4.10. Les distributions angulaires du flux et de l'énergie moyenne des neutrons paramétrisées sont données par:

$$\phi(\theta) = 5.45 - 4.4333\ 10^{-2}\ \theta + 9.1333\ 10^{-2}\ \theta^2 + 3.333\ 10^{-3}\ \theta^3 - 2.6667\ 10^{-5}\ \theta^4 \quad (4.5)$$

$$E(\theta) = 6.94 - 1.355\ 10^{-1}\ \theta + 2.12333\ 10^{-2}\ \theta^2 - 1.185\ 10^{-3}\ \theta^3 + 1.76667\ 10^{-5}\ \theta^4 \quad (4.6)$$

$\phi(\theta)$ est en neutrons (nA)$^{-1}$cm^{-2} s^{-1} et E(θ) est en MeV.

Connaissant la formule analytique des fonctions qui ont permis de reproduire les distributions angulaires du flux et de l'énergie moyenne des neutrons, on pourra donc déduire la dose déposée par les neutrons dans une plaque de 8cm×8cm, située à 10 cm de la cible de beryllium (Figure 4.11). Elle est de l'ordre de 1.914 10^7 neutrons.$(nA)^{-1}cm^{-2}s^{-1}$, soit 1.157 10^{16} neutrons/cm^2.jour pour un courant de deutons de 7μA. Ces calculs sont effectués pour chaque échantillon irradié à l'aide du programme MATHEMATICA.

4.4 Fluence équivalente à 1 MeV pour Si et GaAs

L'étude du durcissement et des dommages des composants électroniques et des matériaux par les neutrons est basée sur :

- le calcul de la fluence équivalente à 1 MeV.
- les fonctions d'excitation (section efficace) de déplacement KERMA.

Les endommagements d'une source neutrons sont en général caractérisés par la fluence équivalente à 1 MeV [35]. La fluence équivalente à 1 MeV est la fluence (neutrons/cm^2) qui déposerait la même quantié d'énergie de déplacement que la fluence de neutrons d'énergie autre que 1 MeV.

Les endommagements sont proportionnels à l'énergie de déplacement d'un réseau qui est calculée directement à partir des tables de sections efficaces KERMA.

La fluence équivalente à 1 MeV est donnée par l'expression ci-dessous:

$$\phi_{eq}(1MeV) = \frac{\int_{E_{Min}=1\ MeV}^{E_{Max}=\infty} \phi(E)D(E)dE}{\overline{D}(1MeV)} = M\int_{E_{Min}=1\ MeV}^{E_{Max}=\infty} \phi(E)dE \qquad (4.7)$$

Avec ϕ(E) le spectre en énergie des neutrons et D(E) section efficace de déplacement KERMA pour le matériau considéré [36].

$\overline{D}$(1 MeV) est la section efficace de déplacement au voisinage de 1 MeV. Cette valeur moyenne $\overline{D}$(1 MeV) de KERMA est calculée de la même façon que dans la référence [37]. La méthode utilisée consiste à paramétriser D(E) par une fonction du type :

$$D(E, A, B) = AE(1 - \exp(-\frac{B}{E}))$$

A partir de l'ajustement de cette fonction avec les valeurs tabulées de D(E) nous déduisons les valeurs de A et B. Ainsi, la valeur $\overline{D}$(1 MeV) à 1 MeV est calculée pour le matériau considéré. Nous avons déterminé les valeurs de $\overline{D}$(1 MeV) pour le Si et GaAs, elles sont égales à :

- Pour le Silicium Si : $\overline{D}$(1 MeV) = 92.1 MeV mb.

Angle	Neutrons $(\mathrm{nA})^{-1}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{Sr}^{-1}$	Energie moyenne (MeV)	Facteur équivalent M	
			Si	GaAs
0°	5.45 10^7 (15%)	6.9±.3	1.6±.2	2.7±.3
10°	4.37 10^7 (15%)	6.7±.3	1.6±.2	2.6±.3
20°	2.91 10^7 (15%)	6.1±.3	1.5±.2	2.4±.3
30°	1.93 10^7 (15%)	4.3±.2	1.4±.2	2.0±.3
40°	1.64 10^7 (15%)	4.9±.2	1.4±.2	2.2±.3

Tableau 4.4: Facteur équivalent M en fonction de θ.

- Pour le GaAs : $\overline{D}(1 \text{ MeV}) = 68.4$ MeV mb.

A l'aide de ces deux valeurs nous déduisons pour Si et GaAs les valeurs du facteur équivalent M défini par:

$$\phi_{eq}(1MeV) = M \int_{E_{Min}=1\ MeV}^{E_{Max}=\infty} \phi(E)dE \tag{4.8}$$

La variation du facteur équivalent M en fonction de l'angle θ est donnée dans le tableau 4.4 et la figure 4.12 -(d).

4.5 Conclusion

Grâce à l'ensemble des travaux que nous avons réalisé [32], [35], [38], [39] la station d'irradiation a été complètement caractérisée. Cette station destinée à l'origine aux besoins propres de l'expérience ATLAS et du LHC a vu son champ d'application s'étendre à d'autres domaines, tels que :

- Les réacteurs hybrides;
- les nouveaux combustibles nucléaires;
- les composants opto-électroniques pour l'industrie...

Cette station a fonctionné pendant 5 ans et a répondu à une demande soutenue de la part des industriels et des centres de recherche. Elle a été arrêtée définitivement avec l'arrêt du Système d'Accélérateurs Rhônes-Alpes (SARA). D'autres stations basées sur le même principe ont pris la relève pour ce type de travaux.

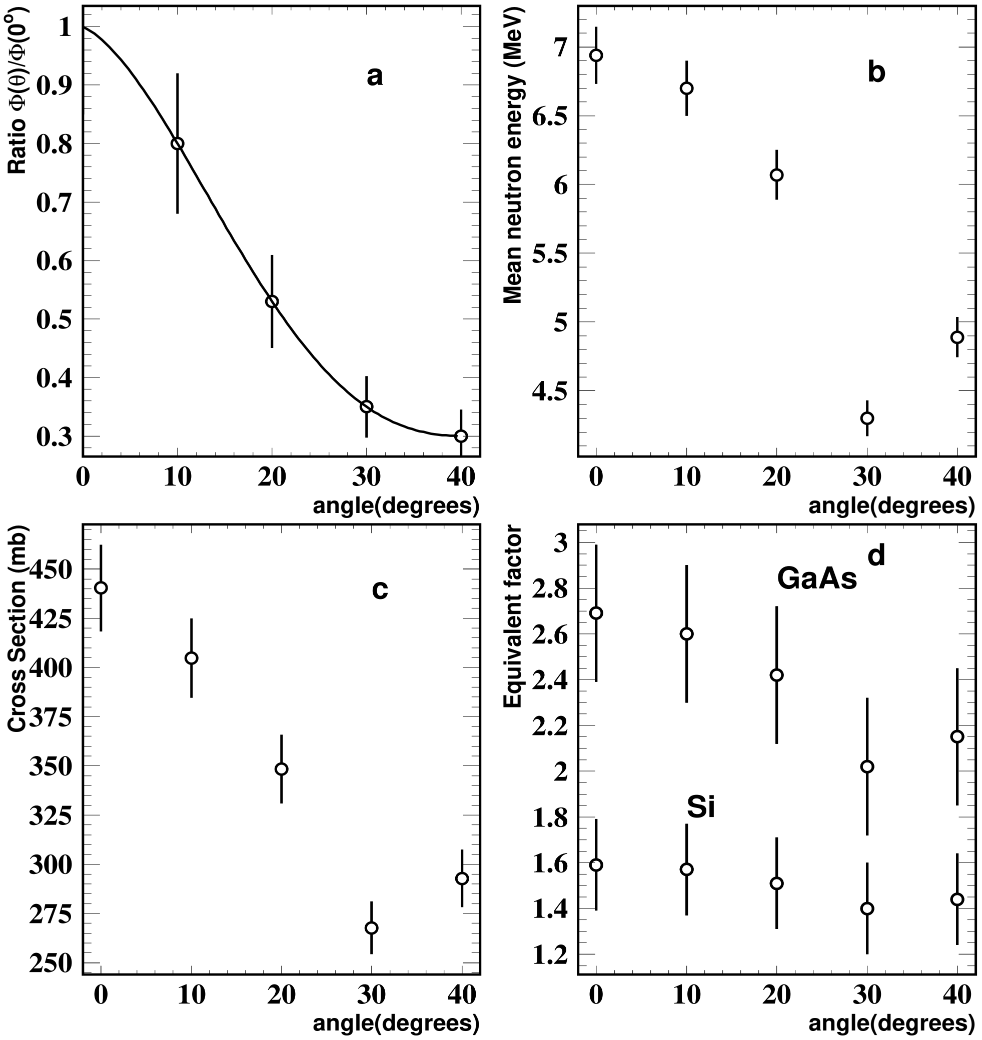

Figure 4.12: (a) Variation en fonction de θ du flux normalisé à 0°. (b) Energie moyenne des neutrons en fonction de l'angle θ. (c) Section efficace moyenne de la réaction ^{58}Ni(n,p)^{58}Co. (d) Facteur M pour GaAs et Si.

Chapitre 5

Tests d'irradiation neutronique

Le comportement réel de la pureté de l'argon liquide sous irradiation résulte d'un ensemble de facteurs: énergie et fluence des particules, type de matériaux, systèmes et procédures de purification durant les expériences.

La question fondamentale est de savoir si la pureté de l'argon liquide sera maintenue pendant les dix années de fonctionnement du LHC sous une haute fluence neutronique.
Pour répondre à cette question, une station de neutrons a été installée à l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble. Il s'agit d'irradier avec des neutrons des matériaux plongés dans de l'argon liquide. Les neutrons interagissant avec les matériaux, créent des composés chimiques indésirables dans le liquide tels que l'oxygène, l'azote, etc. Cette pollution induit différents types de processus qui affectent la collection des charges dans le liquide.
L'objectif assigné était de vérifier si la pureté de l'argon liquide resterait stable sous une haute fluence neutronique.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la description des propriétés et caractéristiques des matériaux irradiés et les conditions d'irradiations. La deuxième et la troisième parties seront consacrées au site expérimental de purification et aux principes de détection dans l'argon liquide. Ensuite l'électronique de lecture associée au détecteur (cellule alpha) sera développée. La méthode d'acquisition des données est décrite dans la dernière partie de ce chapitre.

5.1 Présentation du site d'irradiation

5.1.1 Matériaux prototypes

Le choix des matériaux constituant le calorimètre électromagnétique est un point assez délicat, puisque ces matériaux doivent répondre à plusieurs critères physico-chimiques de qualité : propriétés mécaniques, électriques, physiques et tenue aux rayonnements.
A part les composants électroniques et optiques, les matériaux organiques sont parmi les plus sensibles aux rayonnements. Pour la sélection selon leur résistance aux rayonnements, une grande quantité de matériaux a été soumise à des essais d'irradiation au CERN [40]. Auprès de SARA, nous avons choisi de mesurer l'effet de l'irradiation neutron de ces matériaux sur la pureté de l'argon liquide . Ce choix se justifie par l'importance de la pureté de l'argon liquide vis à vis de la collection de charges et par la possibilité de sa dégradation, suite à l'irradiation.

Au début, ces matériaux ont été testés séparément à la température ambiante et à la température de l'azote liquide qui est comparable à la température de l'argon liquide; puis, ils ont été irradiés par un flux neutronique pendant deux jours.
Au LHC, la fluence que subira un matériau dépendra de son emplacement selon la pseudo-rapidité et de sa position radiale, les différents matériaux ne recevront pas la même dose neutronique. Cependant, auprès de SARA, il est possible de choisir une fluence égale pour tous les matériaux à tester, c'est la fluence moyenne estimée pour le calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS pendant dix ans de fonctionnement: $2.\ 10^{14}$ neutrons/cm^2.

Il existe un lien direct entre le comportement des matériaux sous irradiation et le comportement de la pureté de l'argon liquide sous irradiation. Partant de l'environnement radiatif, la démarche doit suivre l'enchainement qui débute de l'interaction avec les matériaux et aboutit aux conséquences dans l'argon liquide. Pour chaque test, l'analyse permet, d'estimer le niveau de pollution du liquide. Cette analyse fixe les choix des matériaux dans le calorimètre électromgnétique et le pré-échantillonneur et met en évidence les points essentiels pour maintenir la pureté de l'argon liquide.

En général, les matériaux ont été fournis par des fabricants, suivant les spécifications du CERN. Certains nous ont été fournis comme prototypes, mais la plupart de ces matériaux sont des échantillons proches des matériaux définitifs. Les câbles et les connecteurs qui nous ont été fournis sont dans la configuration finale. Le tableau 5.1 donne les noms des fournisseurs des matériaux ainsi que quelques informations sur la quantité testée. Les échantillons exposés à l'irradiation neutronique dans le cryostat à argon liquide, comprennent divers matériaux et composants qui seront utilisés dans le calorimètre

Matériau	Elément	Référence	Quantité	Date
FR4	modules	Von Roll Veronite 64220	30	05/96
Pré-imprégné	collage des modules	CTMI 5512-1383-1808-50/110	29	06/96
G10	barreaux de support des modules	Von Roll Isola 64220 et 64060	30	06/96
Epoxy	bouchons du calorimètre EM	Ciba-Geigy 5052 Epoxy CPPM	30	09/96
Pré-imprégné	collage des modules	CTMI 5512-1383-1808-50/110	15	04/97
Câbles	kapton signal	AXON P511295	10	05/97
Nid d'abeille	espaceurs des plaques d'absorbeurs	Hexcel-Honeycomb HRH 10 3/8 2.0		06/97
Connecteur	connecteur de la câblerie	LAL	1	07/97
Cartes mères	tonneau EM pré-échantillonneur	Techni Rhône-Alpes	18	10/97
Echantillon du Pré-échantillonneur	pré-échantillonneur	ISN		03/98

Tableau 5.1: Matériaux testés sous irradiation.

électromagnétique [41]. Les plus courants de ces matériaux sont [42]:

- G10 (Von Roll Isola 64060), c'est un empilement de tissus de fibres de verre imprégnés à chaud d'une résine époxyde. Dans le pré-échantillonneur, le G10 est sous forme de barreaux qui servent au support des modules.

- FR4 (Von Roll Veronite 64220), c'est du G10 plus des additifs pour le rendre autoextinguible. Ces additifs sont du brome, du chlore et du cyanure. Le FR4 irradié correspond au FR4 des modules et du support.

- Pré-imprégné (CIMI 5512-1383-1805-50/110), c'est une résine qui sert au collage des modules.

- Epoxy (Ciba-Geigy 5052), c'est le verre époxyde des jupes des bouchons du calorimètre électromagnétique.

5.1.2 Irradiation

Les tests d'irradiation neutronique ont été effectués auprès de l'accélérateur SARA, sur la ligne H du faisceau extrait de l'accélérateur (cf Chapitre 4).

Les tests d'irradiations ont concerné principalement les matériaux et les composants électroniques qui seront utilisés pour la construction du calorimètre électromagnétique et du pré-échantillonneur du détecteur ATLAS. Les échantillons utilisés dans cette étude ont des dimensions (surface, longueur) spécifiques grandes par rapport aux grandeurs qui seront utilisés dans ATLAS (Tableau 5.2). Le choix des dimensions tient compte de la quantité de matière totale qui servira à la construction du détecteur final. Nos tests donneront des effets de pollution d'argon liquide plus grands que ceux normalement attendus, ce qui conforte la validité des prédictions de nos tests.

Les tests d'irradiation ont debuté en Avril 1996, et se sont déroulés sur une période de trois ans en trois étapes:

- D'Avril à Octobre 1996, étude de la pureté de l'argon liquide suite à une contamination d'oxygène, d'azote et après irradiation du FR4, Pré-imprégné, G10 et Epoxy.
- D'Avril à Octobre 1997, irradiation du Pré-imprégné, câbles, Nid d'abeille, connecteurs et cartes mères.
- De Mars à Juillet 1998, irradiation des électrodes, quelques échantillons du pré-échantillonneur, et d'autres éléments.

En général, les matériaux sont sous forme de plaques de surface de 8×8 cm^2 et d'épaisseur 1.6 mm. Tous les échantillons irradiés ont la même forme et les mêmes dimensions. Ils furent irradiés avec des neutrons d'énergie moyenne de 6 MeV, à une température de 85 K et aux fluences indiquées dans le tableau 5.2. La fluence est mesurée en neutrons/cm^2 (n/cm^2). Les plaques sont plongées dans 5 litres d'argon liquide, et placées juste au dessus de la cellule de détection dans l'axe du faisceau de manière à recevoir le maximum de neutrons (Figure 5.2).

Au début, nous avons irradié chaque type de matériau séparément afin d'obtenir des informations plus précises. Pour chaque test, nous avons mesuré, avec le montage de la figure 5.5, des spectres de dépôt d'énergie. La méthode de calibration des données sera décrite plus loin. L'analyse des données avant et après les irradiations nous a permis de déduire les paramètres suivants :

- le facteur d'atténuation du signal (Q/Q_0).

Matériau	Surface ou longueur totale	Surface ou longueur spécifique	Fluence (× 10^{14} n.cm^{-2})
FR4	3840 cm^2	768 cm^2/l	1.6
Pré-imprégné (29 plaques)	3712 cm^2	742.4 cm^2/l	2.0
G10	3840 cm^2	768 cm^2/l	2.5
Epoxy			2.5
Pré-imprégné (15 plaques)	1856 cm^2	371.2 cm^2/l	2.5 (1^{ere} irradiation) 0.9 (2^{eme} irradiation)
Câbles	64 m	13 m/l	2.4
Nid d'abeille	1 m^2	0.2 m^2/l	1.4
Connecteur			3.0
Cartes mères	1500 cm^2 400 m^2 330 cm^2	300 m^2/l 80 cm^2/l 66 cm^2/l	1.8
Echantillon du Pré-échantillonneur			2.3

Tableau 5.2: Dimensions des matériaux irradiés auprès de SARA et fluence neutronique (n.cm^{-2}) à laquelle ils ont été testés. Le volume total d'argon liquide est de 5 litres.

- la longueur d'absorption (λ).

Dans ces mesures, nous avons fait varier légérement deux paramètres d'un test à l'autre: la fluence des neutrons et la surface (ou la longueur) spécifique des échantillons irradiés. Il était alors possible d'étudier l'effet de ces paramètres sur nos résultats.
Durant ces tests, nous avons veillé à ce que la fluence neutronique obtenue en deux jours d'irradiation soit égale à celle prévue dans le LHC pendant dix ans de fonctionnement. Nous avons aussi pris toutes les précautions afin que l'argon liquide utilisé soit pur avant le début des irradiations et d'éviter toute fuite d'air à l'intérieur du cryostat durant les expériences.

5.2 Site expérimental

5.2.1 Description du système de purification

Le schéma du système de purification est présenté dans la figure 5.1. L'argon est purifié dans l'état gazeux à l'aide d'un purificateur et dans l'état liquide par un système de pompes. Après purification, l'argon est liquifié dans le cryostat par condensation. Le système de purification a deux parties principales qui peuvent être utilisées alternativement ou en parallèle:

- Une partie ultra-vide, composée principalement d'une pompe ionique et des pompes turbo-moléculaires, qui permettent d'obtenir des pressions inférieures à 10^{-7} torr.
- Une partie vide classique, sur laquelle ont lieu les opérations de prépompages de cellule et de prépurification.

Le niveau des impuretés dans l'argon liquide est mesuré en utilisant un moniteur de pureté muni d'une chambre d'ionisation. Pour garder un haut niveau de pureté, les matériaux utilisés pour la construction du moniteur et de la chambre sont principalement en inox, les vannes en contact avec l'argon sont en métal. Ils sont préalablement lavés à l'alcool pour éliminer les poussières.

Le schéma de la figure 5.1 montre un réservoir de stockage d'azote liquide d'une capacité maximale de 500 litres. Le transfert d'azote dans le cryostat se fait à travers une ligne flexible, isolée et sous vide. Le réservoir du gaz d'argon est une bouteille de 200 bar, fourni par Air Liquide de Grenoble (99.999% Ar, <0.2 ppm O_2). La liaison entre le réservoir d'argon et le cryostat se fait par un tube en cuivre.

La figure 5.2, présente une photo assez détaillée du cryostat. Dans la partie supérieure de l'enceinte froide, on a un tube serpentin d'azote, en aluminium enroulé; de deux mètres de long afin d'avoir une large surface de condensation du gaz argon. Le niveau d'argon liquide est contrôlé par deux sondes de niveau capacitif et ponctuelles. La température et la pression dans le cryostat sont mesurées, respectivement, à l'aide d'un thermocouple et d'un manomètre. L'enceinte froide contient de l'argon liquide. L'ensemble est installé dans un vide d'isolation.

Durant les tests, le cryostat est rempli de cinq litres d'argon liquide, afin qu'il couvre entièrement la cellule de détection et l'échantillon à irradier. La cellule de détection sera décrite dans les paragraphes qui suivent.

5.2.2 Procédures de purification

Comme nous l'avons déjà mentionné, une installation à vide est indispensable pour maintenir la pureté de l'argon liquide dans le cryostat. Les fuites d'air sont parmi les sources dominantes de contamination de l'argon. Tous les constituants du système de purification ont été préalablement lavés. Le niveau des impuretés dans l'argon liquide avant de commencer les irradiations doit être maintenu à un niveau très bas afin de détecter la

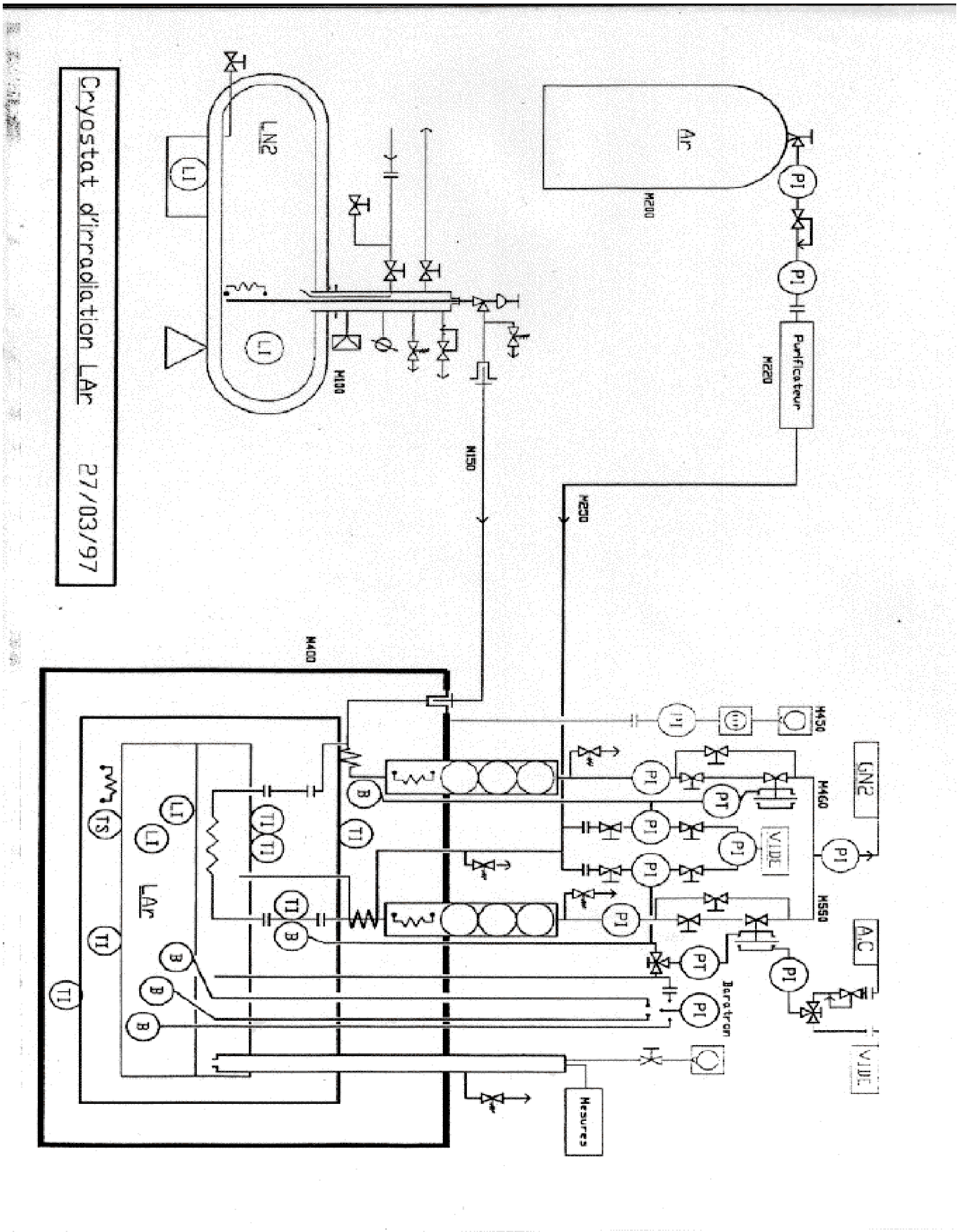

Figure 5.1: Installation à vide avec le cryostat d'irradiation.

Figure 5.2: Photo du cryostat à argon liquide.

pollution produite dans le liquide par les impuretés résultant de l'irradiation.

Dans une première étape, l'air contenu dans le cryostat est évacué pendant 12 heures; puis le cryostat est rempli avec de l'argon gazeux purifié de l'humidité, des poussières, du CO_2 et des traces d'oxygène restantes. Le contenu du cryostat est à nouveau évacué pendant quelques heures, puis on rempli à nouveau le cryostat par de l'argon gazeux. Ce processus est répété trois fois. Durant cette opération : rinçage du gaz d'argon, qui vise à enlever tous les résidus d'air du gaz d'argon, la température du cryostat est de 20 °C.

La deuxième opération consiste à faire circuler l'azote liquide afin de liquéfier l'argon; lorsqu'une pression de 1100 mbar est atteinte, la circulation d'azote est arrêtée. Le gaz d'argon est alors introduit dans le cryostat jusqu'à l'obtention d'une pression de 1200 mbar. Pendant 24 heures, ces deux opérations: purification et condensation, sont déclenchées automatiquement et en parallèle.

Pendant la troisième opération qu'on appelle phase d'entretien, le cryostat est alimenté en continu par de l'azote afin d'obtenir une température de 85 K: condition de liquéfaction totale de l'argon. Ce processus permet de maintenir la température constante pendant toute la période des tests, et de prise des données, qui dure en moyenne six jours.

L'efficacité de la purification est suivie au moyen d'un moniteur de pureté, que nous allons décrire au paragraphe suivant.

5.2.3 Moniteur de pureté

Le moniteur de pureté de l'argon liquide est une chambre d'ionisation ouverte portant une source alpha d'Americium-241 (3 kBq, 15 mm de diamètre) montée sur sa cathode, et plongée également avec les matériaux à irradier dans l'argon. La cellule de détection est placée entre deux électrodes en inox, tenues en place par deux disques en résine époxyde de 30 mm de diamètre et 5 mm d'épaisseur. L'anode est constituée d'un disque central de 15 mm de diamètre, qui collecte les électrons; et d'un anneau extérieur qui est connecté à une haute tension. L'épaisseur d'argon liquide de la cellule de détection (bande de transport des charges) est de 0.7 mm. La source alpha et la cellule de détection sont schématisées sur la figure 5.3.

Comparée à d'autres détecteurs, la chambre d'ionisation à argon liquide présente plusieurs avantages:

- Une calibration très simple, avec un signal de test.
- Le détecteur a une bonne homogenéité dans tout le volume.

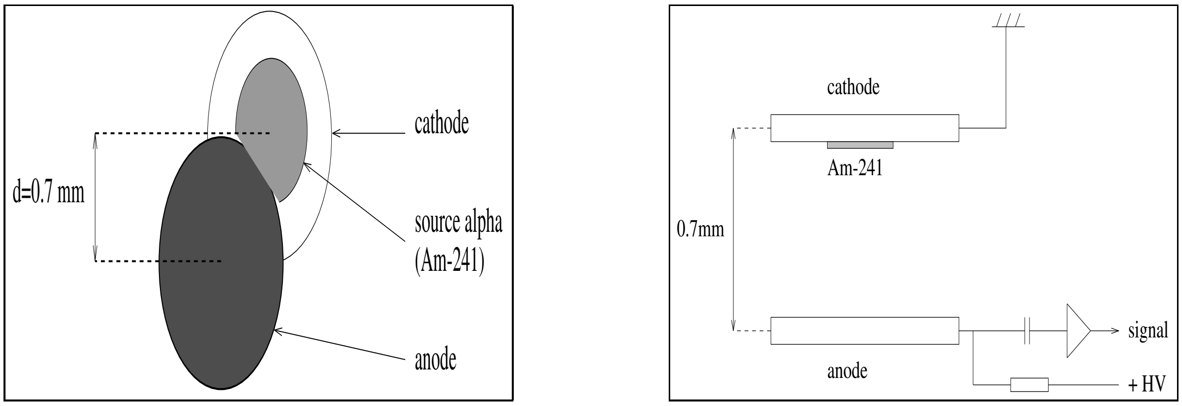

Figure 5.3: Schéma de la source alpha Am-241 et de la cellule de détection.

- Différents types de particules de même énergie peuvent avoir la même hauteur de signal, ainsi il est possible d'étudier avec plus de détails le développement des gerbes dans les directions latérale et longitudinale.

5.3 Principes de détection

L'utilisation des chambres d'ionisation remplies avec du liquide présente plus d'avantages comparée à l'utilisation des chambres d'ionisation contenant du gaz. En effet les liquides ont une densité 1000 fois plus grande, par conséquent l'énergie moyenne pour la production d'une paire électron-ion est plus faible, dans l'argon liquide (LAr) elle est de 23.6 eV et pour le xénon liquide (LXe) elle est de 16 eV. Ainsi, les chambres d'ionisation remplies avec du liquide sont d'excellentes candidates pour les détecteurs à échantillonnage des calorimètres. Elles sont homogènes, ce qui leur confèrent de bonnes propriétés de mesure. Cependant elles présentent aussi des désavantages techniques, dont on peut citer :

- Les gaz rares ne deviennent liquides qu'à très basse température. Les températures typiques d'opération sont 85 K pour LAr, 117 K pour LKr et 163 K pour LXe.
- Un autre désavantage, est le niveau de pureté requis, en effet le taux des impuretés électronégatives doit être extrêmement bas, du fait de la faible vitesse de dérive des électrons dans une haute densité du liquide. Pour rendre cette opération possible, il faut que le libre parcours moyen des électrons soit très grand par rapport à la distance entre les deux électrodes. Cela nécessite que la concentration des impuretés électronégatives comme l'oxygène doit être réduite à un niveau de l'ordre de 1 ppm. La vitesse de dérive, à 10 kV/cm, dans LAr est de l'ordre de 0.4 cm/μs. L'addition d'une très faible quantité d'hydrocarbone (0.5% CH_4) peut augmenter la vitesse de dérive. Cela vient du fait que le mélange des molécules gazeuses, change l'énergie

> moyenne des électrons. La section efficace de diffusion des électrons dépend fortement de l'énergie des électrons. Par conséquent, un faible changement dans l'énergie peut avoir un effet dramatique sur les propriétés de dérive des charges.

Au Chapitre 3, nous avons développé la forme du signal dans une cellule de détection à argon liquide. Nous avons supposé que les électrons d'ionisation ne sont affectés ni par l'effet de recombinaison ni par l'effet de capture, ce qui n'est pas toujours vrai. Les paires électron-ion peuvent se recombiner sous l'effet de la force d'attraction électrique. Les électrons restants dérivent dans le champ électrique et peuvent être soit collectés par l'anode en produisant une impulsion électrique, soit capturés par des impuretés électronégatives présentes dans le liquide. Ces deux effets se traduisent par une diminution de la quantité de charges collectée:

$$\frac{dn_e}{dt} = -k_n - k_s n_e n_s - k_r n_e n_p \tag{5.1}$$

où n_e est la concentration des électrons, n_s et n_p sont les concentrations des atomes ou molécules électronégatives et des ions positifs, k_s est le facteur de capture, k_r est le facteur de recombinaison et k_n est la constante de neutralisation.

5.3.1 L'effet de recombinaison

Le processus de la recombinaison est décrit par la réaction:

$$e^- + M^+ \xrightarrow{k_r} M^{**} \longrightarrow M \tag{5.2}$$

où M^+ est un ion positif, M^{**} est un atome dans un état métastable et k_r est le facteur de recombinaison.

Trois modèles sont proposés pour expliquer le phénomène de recombinaison:

a) Le modèle de recombinaison en colonne

Ce modèle a été proposé par Jaffe (1913) [43] et Kramers (1952) [44]. Il décrit la recombinaison en colonne entre les ions massifs; celle-ci dépend de l'angle d'émission de la particule avec le champ électrique extérieur. Pendant une ionisation par des particules lourdes, les ions sont formés très près de la trajectoire des particules ionisantes, à l'intérieur d'une colonne, de diamètre b, axée sur la trajectoire des particules ionisantes; les ions positifs se recombinent avec les électrons pendant leurs dérives respectives vers la cathode et l'anode. Une faible recombinaison est obtenue pour de grandes valeurs du champ. Une forte recombinaison se produit pour une grande densité d'ions positifs (dE/dx) le long du trajet des électrons. Ce modèle est décrit par la relation:

$$\frac{\partial n_\pm}{\partial t} = \mp\mu_\pm \; E \; sin\phi \; \frac{\partial n_\pm}{\partial x} + D_\pm \Delta n_\pm - k_r n_- n_+ \tag{5.3}$$

où: $\mu_\pm$: les mobilités des ions et des électrons.
ϕ : l'angle d'émission des particules ionisantes par rapport au champ électrique.
D$_\pm$=$\frac{\mu_\pm kT}{e}$: le coefficient de diffusion.
k$_r$: le facteur de recombinaison.

Kramers a donné une relation relativement simple en supposant que dans un champ extérieur, le terme de diffusion devient négligeable devant les termes de déplacement et de recombinaison. Le rapport du nombre de charge N$_0$ collecté après recombinaison sur le nombre de la charge initiale N$_{ini}$ est:

$$\frac{N_0}{N_{ini}} = \frac{Q_0}{Q_{ini}} = \frac{2f}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\sqrt{z}}{f e^z + 1} dz \tag{5.4}$$

$$f = \frac{E \; b \; sin\phi}{4\sqrt{\pi} e N_{ini}} \tag{5.5}$$

b) Le modèle d'Onsager

La recombinaison initiale décrite par Onsager (1938) [45], se produit quand les paires d'ions venant du même atome ou molécule ne sont pas suffisamment séparées. L'électron se recombine avec l'ion initial tant qu'il ne trouve pas un champ électrique supérieur au champ coulombien qui le maintient dans le voisinage de l'ion. Onsager a calculé le rapport N$_0$/N$_{ini}$:

$$\frac{N_0}{N_{ini}} = \frac{Q_0}{Q_{ini}} = e^{\frac{-r_{kT}}{r_0}} (1 + E \; \frac{e^3}{2\varepsilon_0 k^2 T^2}) \tag{5.6}$$

où: r$_{kT}$ = $\frac{e^2}{\varepsilon_0 kT}$: le rayon d'Onsager.
r$_0$: la longueur de thermalisation.
k : constante de Boltzmann.
T : la température.
ε_0 : la constante diélectrique du milieu.

c) Le modèle de Box

Ce modèle a été proposé par Thomas et Imel en 1987 [46]. Il est basé sur les modèles de Jaffe et Kramers. Dans leur calcul ils ont considéré que le facteur de diffusion des électrons est négligeable; ils ont tenu compte également du fait que la vitesse de dérive des ions est 100 000 fois plus faible que celle des électrons. L'équation 5.3 est simplifiée à la forme ci-dessous:

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} = k_r n_- n_+ \tag{5.7}$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} = -\mu_- \ E \ sin\phi \frac{\partial n_-}{\partial x} - k_r n_- n_+ \tag{5.8}$$

La résolution de ce système d'équation est faite en prenant comme conditions initiales, pour t=0, $n_+ = n_-$ et en considérant que chaque paire électron-ion est isolée (Modèle de Box). Ainsi:

$$\frac{Q_0}{Q_{ini}} = \frac{1}{\xi} \ ln(1+\xi) \tag{5.9}$$

$$\xi = \frac{N k_r}{4a^2 \mu_- \ E} \tag{5.10}$$

$\xi E = 470$ kV/cm, pour une source alpha (^{241}Am) [46].

5.3.2 L'effet de capture

La capture d'un électron par un atome ou une molécule électronégative présente dans le liquide est décrite par la réaction suivante:

$$e^- + S \overset{k_s}{\longrightarrow} S^- \tag{5.11}$$

où: S : un atome ou une molécule électronégative.
k_s : le facteur de capture de l'électron.

Le nombre d'électrons capturés pour une durée dt est:

$$\frac{dn_e}{dt} = -k_s n_s(t) n_e(t) \tag{5.12}$$

En désignant par $n_e(t_0)$ le nombre d'électrons présents à l'instant initial t=0 et en intégrant la relation 5.12, on obtient le nombre d'électrons $n_e(t)$ présents dans le liquide à l'instant t:

$$n_e(t) = n_e(t_0) \ e^{-\frac{t}{\tau_s}} \tag{5.13}$$

$$\tau_s = \frac{1}{k_s . n_s(t)} \tag{5.14}$$

$$k_s(E) = \int_0^\infty \sigma(\varepsilon) . f(\varepsilon, E) \ d\varepsilon \tag{5.15}$$

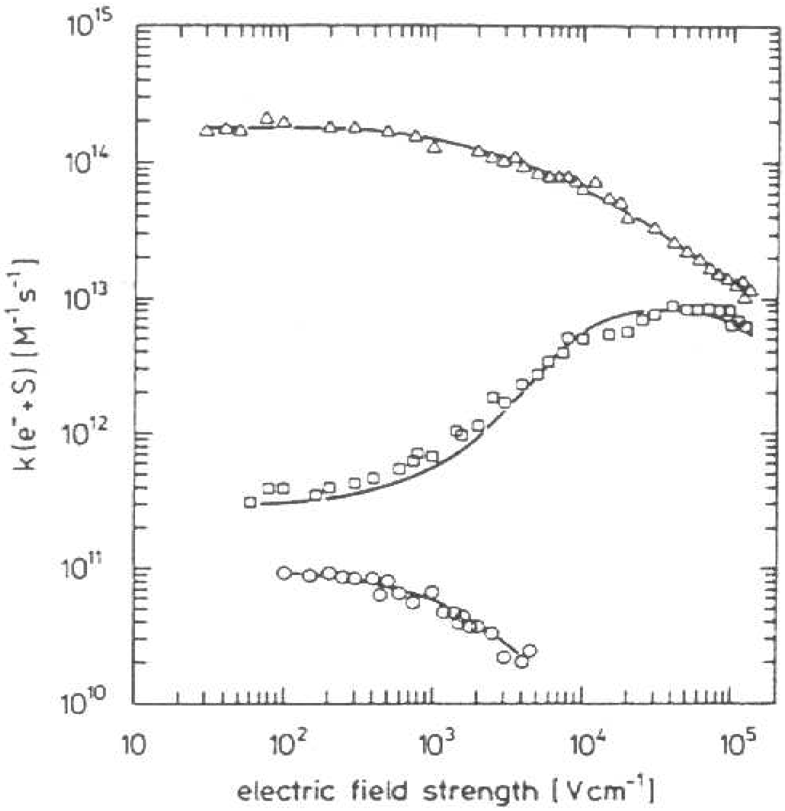

Figure 5.4: Facteur de capture des électrons k_s ($mol^{-1}s^{-1}$) en fonction du champ électrique (V/cm) dans l'argon liquide (T=87 K) en présence de SF_6 (triangle), N_2O (carré) et O_2 (rond) [47].

où: τ_s : la durée de vie moyenne des électrons.

ε : l'énergie de l'électron.

$\sigma(\varepsilon)$: la section efficace d'interaction entre l'électron et l'impureté S.

$f(\varepsilon, E)$: la distribution de l'énergie de l'électron.

Le facteur de capture des électrons par SF_6, NO_2 et O_2 dans l'argon liquide à 87 K est présenté dans la figure 5.4. Le facteur de capture pour SF_6 est très élevé, à un champ de 10 kV/cm, il est de l'ordre de 10^{14} $mol^{-1}s^{-1}$ et décroît avec le champ. Pour l'oxygène, ce facteur est 10^3 fois plus faible; il décroît également avec le champ. Pour NO_2, le facteur k_s croît avec le champ.

La longueur d'absorption de l'électron λ par une impureté électronégative est reliée à la vitesse de dérive v_d et à sa durée de vie τ_s par la relation suivante:

$$\lambda = v_d \; \tau_s = \mu_e \tau_s \; E \tag{5.16}$$

μ_e est la mobilité de l'électron. λ est reliée à n_s par:

$$\lambda = \alpha \; \frac{E}{n_s} \tag{5.17}$$

$$\alpha = \mu_e \; \frac{E}{k_s} \tag{5.18}$$

Pour une source alpha, la constante α est donnée par [46]:

$$\alpha = (0.14 \pm 0.03) \; \frac{ppm \; cm^2}{kV} \tag{5.19}$$

Ainsi la concentration de l'oxygène dans l'argon liquide est:

$$n_{O_2} = \rho_{O_2} = \alpha \; \frac{E}{\lambda} = \alpha \; \frac{E}{v_d . \tau_s} \tag{5.20}$$

5.3.3 Le signal de la cellule alpha

La source d'Americium émet des particules alpha d'une énergie de l'ordre de 5.5 MeV. Les particules alpha ionisent les atomes de l'argon liquide en libérant un certain nombre d'électrons et d'ions positifs. Sous l'action d'un champ électrique extérieur, les charges se dirigent selon leur nature d'un côté ou de l'autre de la cellule et sont ensuite collectées par les électrodes. Etant donné que la mobilité des électrons est 10^5 fois plus grande que celle des ions positifs, le courant total de dérive est donné par le courant de dérive des électrons vers l'anode. La collecte de ces électrons donne lieu à un signal électrique dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée par les particules alpha dans l'argon liquide.

Noyau	Energie de particule alpha (MeV)	Probabilité de transition (%)
Am-241	5.388	1.4
	5.443	12.8
	5.486	85.2
	autres	0.6

Tableau 5.3: Energies des alpha d'une source Am-241 et probablités de transition correspondantes.

Les alphas sont des particules ionisantes lourdes, chaque particule émise, dépose toute son énergie cinétique dans environ 100 μm [48] de la bande de transfert de charge en ionisant l'argon liquide, ainsi les électrons dérivent tout au long de la bande de transfert de charge (presque la totalité des 0.7 mm). Par conséquent, le courant mesuré présente une grande sensibilité à l'atténuation produite par la capture électron-impuretés électronégatives.

Le courant totale à l'anode est:

$$I(t) = \begin{cases} \frac{Q_0}{t_d}\, e^{-\frac{t}{\tau}} & \text{si } 0 < t < t_d \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{5.21}$$

où $t_d = d/v_d$ est le temps de dérive des électrons vers l'anode. v_d leur vitesses de dérive et d est l'épaisseur de la cellule de détection. τ est la durée de vie de ces électrons.

La charge collectée s'obtient en intégrant le courant donné dans la relation 5.21:

$$Q(t) = \int_0^t \frac{Q_0}{t_d}\, e^{-\frac{t'}{\tau}}\, dt' \tag{5.22}$$

$$= \begin{cases} Q_0\, \frac{\tau}{t_d}\, (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) & \text{si } 0 < t < t_d \\ Q_0\, \frac{\tau}{t_d}\, (1 - e^{-\frac{t_d}{\tau}}) & \text{si } t \geq t_d \end{cases} \tag{5.23}$$

Nous avons $v_d = \lambda/\tau$, ainsi:

$$Q(\lambda) = Q_0\, \frac{\lambda}{d}(1 - e^{-\frac{d}{\lambda}}) \tag{5.24}$$

D'après le Modèle de Box (voir le paragraphe 5.3.1):

$$Q_0(E) = Q_{ini} \frac{E}{E_0}\, ln(1 + \frac{E_0}{E}) \tag{5.25}$$

où $E_0 = \xi E = 470$ kV/cm. Q_{ini} est la charge initiale produite par ionisation des atomes d'argon par les particules alpha d'énergie moyenne $E_{alpha} = 5.479$ MeV.

$$Q_{ini} = e\, \frac{E_{alpha}}{W} = 37.1\ fC \tag{5.26}$$

$W = 23.6$ eV et $e = 1.602\ 10^{-19}$ C est la charge électrique.

En insérant les relations 5.17 et 5.25 dans 5.24, on obtient la charge Q en fonction de la concentration des impuretés électronégatives (ppm O_2) et du champ électrique E:

$$Q(\rho, E) = Q_{ini} \frac{E}{E_0}\, ln(1 + \frac{E_0}{E})\, \frac{\alpha E}{\rho d}\, (1 - e^{-\frac{\rho d}{\alpha E}}) \tag{5.27}$$

5.4 Présentation de la chaîne d'électronique

5.4.1 Description

La figure 5.5 schématise la chaîne d'électronique associée au détecteur. Elle se compose d'un générateur, un pré-amplificateur de charges et d'autres circuits intégrés. L'acquisition des données se fait à l'aide d'un oscilloscope numérique Lecroy 9100.
Cette électronique devra obéir aux exigences suivantes:

- sélectionner les événements physiques correspondant aux électrons parmi le bruit de l'activité d'argon et les extraire du piedestal.
- permettre une meilleure production des grandeurs nécessaires pour l'analyse: amplitude, temps de montée, etc.

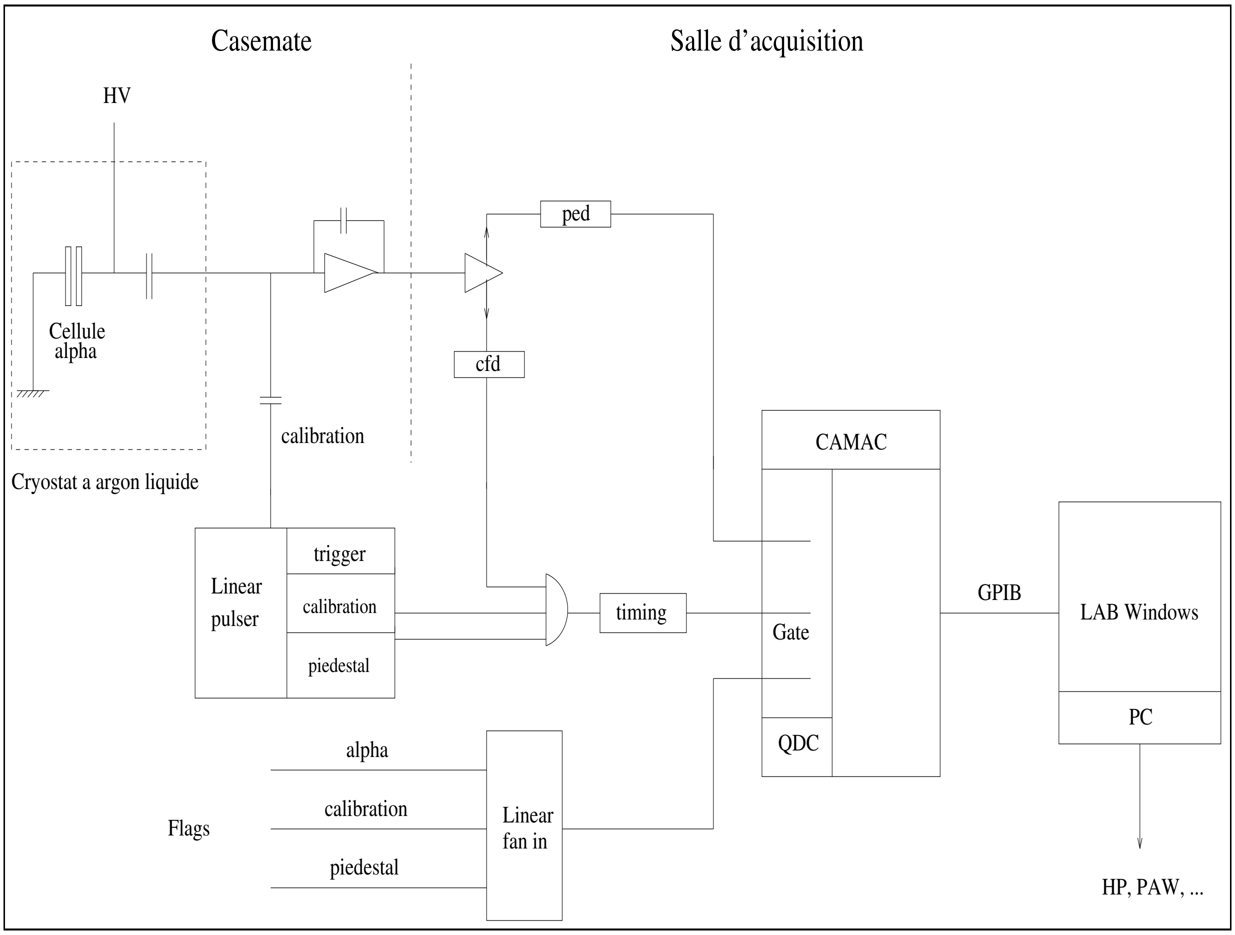

Figure 5.5: Moniteur de pureté et chaîne d'acquisition.

5.4.2 Electronique de lecture

La cellule alpha est maintenue à une tension variant entre 400 à 1600 volts. Cette tension est appliquée à travers un réseau de résistances et de capacités.

Le pré-amplificateur est un amplificateur de charge (Figure 5.6). Sa boucle de contre-réaction est réalisée par une capacité de 1 pF. Ce pré-amplificateur est placé à l'extérieur du cryostat. La connexion à l'anode de la cellule est faite par un câble coaxial de liaison de 100 Ω et de 1.2 mètre de longueur. Cette technologie a été choisie pour que le pré-amplificateur soit moins sensible aux radiations en neutrons et fonctionne avec un faible bruit. En parallèle à l'entrée du pré-amplificateur, nous avons placé un réseau de capacités et de résistances, qui permet d'injecter au niveau du pré-amplificateur une impulsion de calibration délivrée par un générateur d'impulsions.

Les signaux issus du pré-amplificateur sont extraits de la casemate d'irradiation par des câbles adaptés à l'électronique de mise en forme des signaux située dans la salle d'acquisition. Il s'agit d'un amplificateur du type Ortec 450 avec un gain fixe de 10×12.5. Les temps d'intégration et de dérivation de la mise en forme étaient de 145 ns. Dans les deux premiers test d'Avril 1996, cette constante de temps était de 500 ns. Ce filtre permet d'optimiser le rapport signal sur bruit et assure une bonne séparation entre le signal physique des particules alpha et le signal correspondant aux particules bêta dues à l'activité de l'argon pendant l'irradiation.
Ensuite, le signal est intégré à l'aide d'un convertisseur de Charge Digital CAMAC, doté d'une porte de 100 ns (le temps de collection des charges). La porte de 100 ns est choisie pour encadrer le maximum du signal mis en forme, assurant la collection de toute la charge. La porte d'intégration ainsi que le seuil du signal de déclenchement de l'acquisition sont obtenus à l'aide d'un discriminateur à fraction constante, dans le but de normaliser en amplitude et en largeur le signal alpha. Les signaux sont observés avec un oscilloscope LeCroy 9100, qui est lié à une station de contrôle (HP) pour la visualisation des spectres et l'analyse des données.

5.4.3 La calibration

La calibration électronique ainsi que la mesure du piedestal sont effectuées régulièrement pendant l'acquisition des données.

La calibration est faite par l'injection d'une charge connue pour obtenir une relation entre la charge détectée et sa représentation sur l'ADC. Elle permet également de contrôler la linéarité de la chaîne d'acquisition. Un générateur d'impulsions délivre une impulsion de tension d'amplitude stable et de forme identique au signal du détecteur, cette impulsion

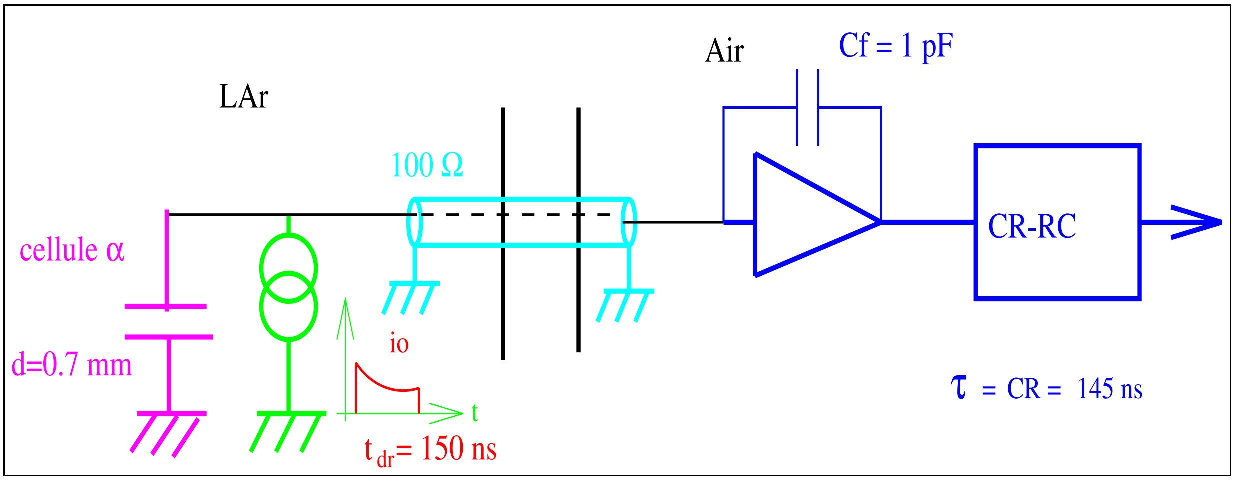

Figure 5.6: Montage électronique utilisé pour les tests d'irradiation.

est envoyée sur une entrée test du pré-amplificateur de charges via un circuit de calibration.

5.4.4 Mesure du bruit d'électronique

Pour optimiser avec une grande précision la charge déposée dans la cellule de détection, il est nécessaire d'avoir une meilleure estimation possible du bruit généré par la chaîne d'acquisition. En effet, l'étude du bruit s'effectue à partir d'événements piedestaux ou à déclenchement aléatoire.

La figure 5.7 montre la distribution du signal piedestal; le décalage au zéro du piedestal est de l'ordre de 500 à 1000 canaux sur les 4000 canaux utilisés.

5.5 Acquisition des données

5.5.1 Avant irradiation

L'acquisition est effectuée à partir de l'oscilloscope numérique Lecroy en utilisant l'option de moyennage pour minimiser le bruit.
Le système d'acquisition devait traiter trois types de signaux simultanément: le signal alpha, le signal piedestal et le signal de calibration. Ce système comprend une structure principale située dans la salle d'acquisition au dessus de la casemate (l'aire expérimentale avec le cryostat à argon liquide). L'électronique d'acquisition ainsi que la logique de déclenchement sont des standards CAMAC. Le monitoring s'effectue à l'aide d'une station HP.

Les signaux enregistrés contiennent:

- Le signal alpha donné par la cellule après collection des électrons; subit une première amplification dans le pré-amplificateur, puis une deuxième amplification dans l'amplificateur, et enfin une mise en forme par le filtre CR-RC. Le signal ainsi obtenu est linéairement dépendant de l'énergie des alpha et presque linéairement dépendant du champ électrique et de la concentration des impuretés. La durée du signal alpha est donnée par le temps de collection totale des charges t_d sur l'épaisseur de la cellule. Pour une épaisseur d'argon liquide de 0.7 mm, t_d est de l'ordre de 150 ns pour un champ électrique appliqué de 10 kV/cm. La charge est déterminée en mesurant l'intensité du courant sur un intervalle de temps assez proche du temps de dérive. Les temps de mise en forme sont choisis assez longs pour collecter toute la charge, mais assez courts pour minimiser toute contribution du bruit.

- Le signal de calibration de la cellule de détection : Comme nous l'avons déjà mentionné, ce signal est délivré par le générateur, sur une fenêtre de déclenchement déplacée en temps afin de le différencier du vrai signal (signal alpha).

- Le signal piedestal (ou l'impulsion de base) est mesuré en ligne pendant l'acquisition des événements physiques, par des déclenchements aléatoires. Ces événements aléatoires permettent de calculer les piedestaux, dont il sera tenu compte lors de l'analyse.

La figure 5.7 montre l'allure typique des spectres obtenus. En haut, nous avons deux pics. Le premier pic, situé autour du canal 1200 est un pic de bruit et le pic situé au canal 2500 correspond aux électrons d'ionisation (signal alpha). Le deuxième et le troisième signal correspondent respectivement au pic de calibration et du piedestal.

La donnée recherchée est la charge déposée dans l'argon liquide de la cellule. Cette information est contenue dans l'amplitude du courant de dérive des électrons d'ionisation. C'est elle qui est extraite et digitalisée par la chaîne d'acquisition. Le signal alpha et le signal test de calibration seront soustraits du piedestal afin d'obtenir une détermination plus précise de la charge déposée. La charge relative est extraite de la façon suivante:

$$Q_{relative}(E) \ = \ \frac{x_{alpha}(E) - x_{piedestal}}{x_{test} - x_{piedestal}} \tag{5.28}$$

x est la charge (numéro du canal du ADC) correspondant au maximum (en coups) de chaque signal.

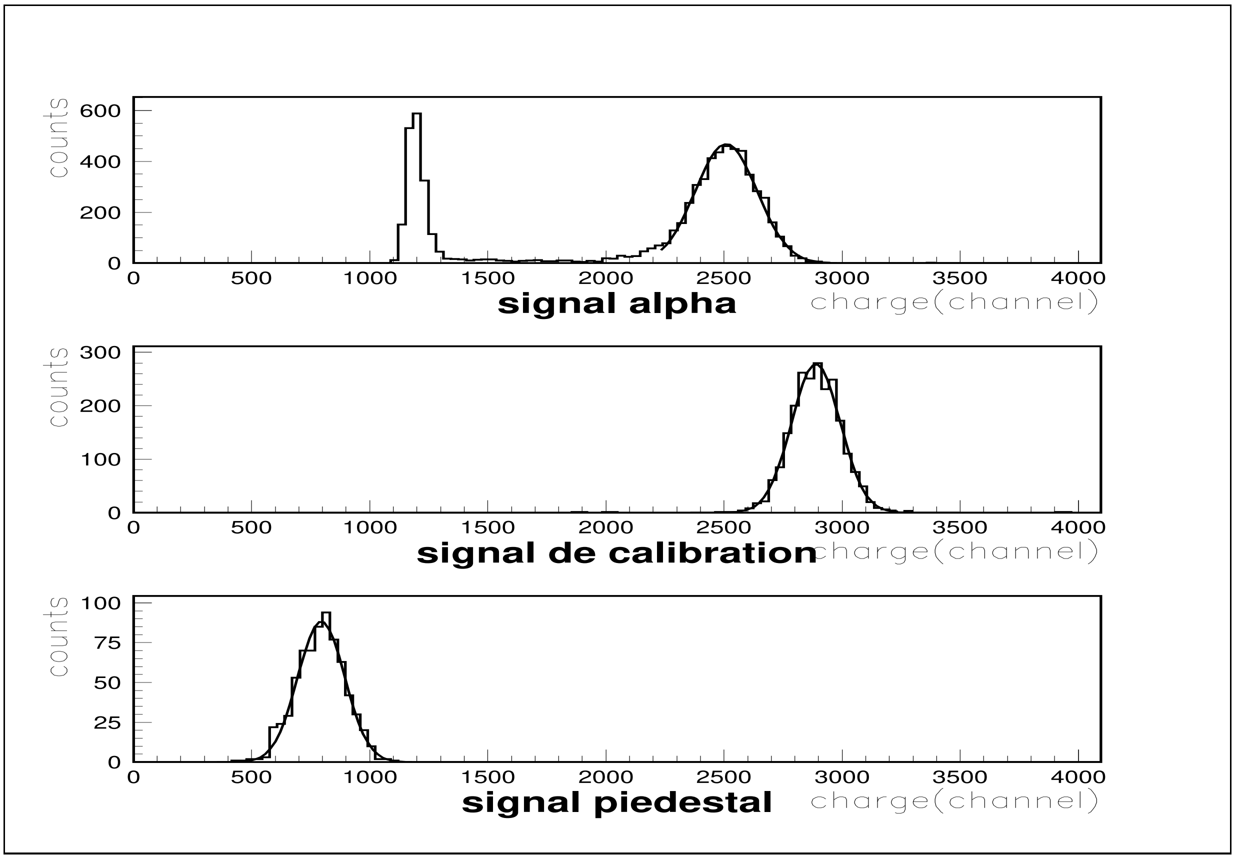

Figure 5.7: Spectres des signaux alpha, test et piedestal avant l'irradiation.

Une série de mesures des différentes valeurs de $Q_{relative}$ en variant le champ électrique E, est faite, avant de commencer les irradiations. Ces valeurs seront considérées comme les références pour analyser nos résultats après les irradiations.

Il est important de mentionner ici que durant les deux années de tests, nous avons remarqué une bonne stabilité des mesures des charges effectuées avant les irradiations. La figure 5.8 montre le rapport de deux charges mesurées lors d'essais pendant des périodes différentes: Juin 1996 et Juillet 1997.

Dorénavant, on note la charge relative mesurée avant irradiation par Q_0, et par Q la charge après irradiation.

5.5.2 Effets d'irradiations

Avant l'irradiation, on voit un signal bien défini de la source alpha (Figure 5.7). Après quelques heures d'irradiation, le détecteur donne un spectre sans véritable pic. En fait, c'est une nouvelle source de radiation qui s'ajoute et qui "noyait" le signal alpha. Il s'agit des particules bêta dues à l'activité de l'argon-41. Cet isotope résulte du processus de

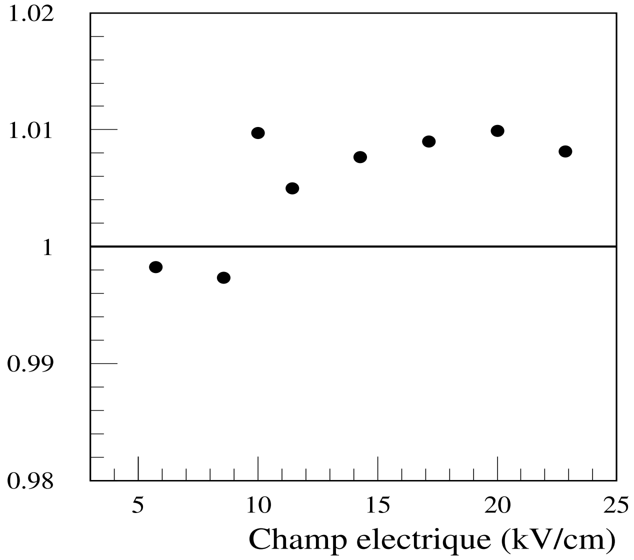

Figure 5.8: Rapport des charges en fonction du champ électrique, mesurées pendant deux expériences différentes.

capture des neutrons par l'isotope ^{40}Ar :

$$^{40}Ar + \mathrm{n} \rightarrow {}^{41}Ar \rightarrow {}^{41}K + \beta^{-}, \qquad \mathrm{T}_{1/2} = 1.8 \text{ h}$$

où n est un neutron.

L'allure du signal durant une irradiation est présentée dans la figure 5.9.
Pendant les irradiations, un suivi de la charge Q est fait pour deux valeurs du champ électrique 17.1 kV/cm et 22.9 kV/cm.

Après l'irradiation (arrêt du faisceau de deutons), il faut attendre au moins 48 heures, pour obtenir une atténuation significative du signal bêta. Ensuite, une nouvelle mesure de la charge Q est faite sous les mêmes conditions qu'avant les irradiations.

Comme il a déjà été indiqué, le bon fonctionnement du détecteur dépend de son efficacité de collection des électrons.
Lors de collisions neutroniques avec l'un des matériaux décrit au paragraphe 5.1.1, il se peut que de nouveaux atomes soient créés dans le liquide. Les impuretés ainsi créées par l'irradiation ont un effet nuisible sur le bon fonctionnement du détecteur. Elles peuvent en effet attirer les électrons libérés et les capturer. Et ainsi, ces électrons ne contribuent pas au signal. Les résultats obtenus hors de ces électrons "perdus" étaient comparés aux

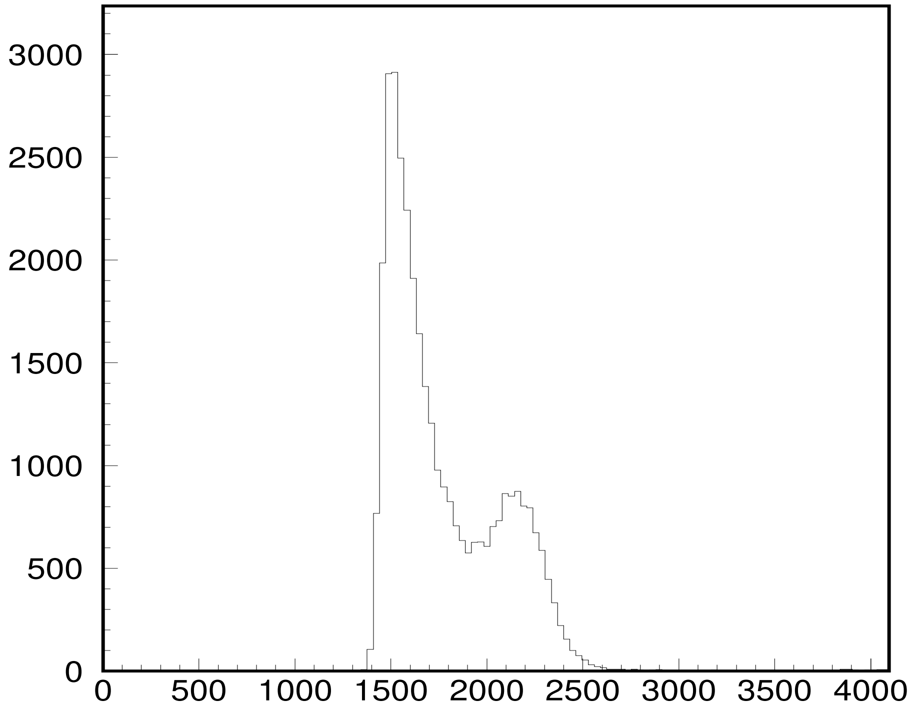

Figure 5.9: Signal alpha "noyé" par le signal bêta lors de l'irradiation du FR4/Prepreg, à un champ électrique de 22.9 kV/cm.

charges Q_0 mesurées dans le détecteur non irradié. Le rapport de ces charges Q/Q_0 donne le facteur d'atténuation du signal qui est relié à la longueur d'absorption par la relation suivante:

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\lambda}{d}\,(1 - e^{-\frac{d}{\lambda}}) \tag{5.29}$$

L'analyse des résultats se base sur la comparaison des rapports Q/Q_0 de deux courbes expérimentales. Si ces rapports ont des valeurs proches de l'unité, on peut conclure que le matériau irradié n'a pas introduit de contamination dans l'argon. Par conséquent l'utilisation de ce matériau dans la construction d'ATLAS ne déteriorera pas ses performances.

5.6 Conclusion

Les paramètres qui peuvent influencer l'efficacité de collection des charges sont la concentration des impuretés, le temps de mise en forme et le champ électrique appliqué. Le premier paramètre est assez évident. En effet, un détecteur pollué devient moins efficace parce qu'il contient plus d'impuretés électronégatives qui empêchent les charges de traverser complétement toute son épaisseur; le temps de mise en forme peut limiter le temps d'intégration des charges. Si les charges mettent beaucoup de temps à traverser le détecteur parce qu'il est épais ou parce qu'il y a beaucoup d'impuretés, un temps de mise en forme trop court coupera une partie du signal. Le champ électrique est un paramètre important pour diminuer les effets de recombinaison ou de capture. Pour des valeurs de champ élevées, l'efficacité du détecteur s'améliore davantage.

Chapitre 6

Résultats des tests d'irradiation

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats des tests d'irradiation, effectués au cours des trois dernières années, en particulier lors de la sélection des composants qui rentreront dans la construction du détecteur ATLAS et du collisionneur LHC. Il faut noter que tous les résultats ont été obtenus par des irradiations neutroniques, à la température de l'argon liquide 85 K, dans un volume d'argon liquide d'environ 5 litres. La plupart des matériaux soumis à ces essais ont été fournis avant la construction des premiers modules du pré-échantillonneur et du calorimètre électromagnétique. Nous avons effectué ces essais selon les conditions de fonctionnement prévues pour le détecteur ATLAS, dans les cas où cela était possible. Pour des raisons pratiques et techniques, quelques exceptions étaient inévitables, par exemple les dimensions des échantillons, et la fluence neutronique pendant l'irradiation. Le but de tous les essais des matériaux présentés, est d'étudier avant leur installation et leur utilisation, le degré de contamination de l'argon par le dégazage éventuel (radiolyse) de ces matériaux utilisés dans un champ intense de radiation. Ces essais sont faits d'une manière accélérée, où l'on distribue la dose totale intégrée au cours d'une période de deux jours, alors que les mêmes doses ne seront accumulées pendant le fonctionnement réel, qu'au bout d'une période de dix ans.

Dans la première partie de ce chapitre nous décrivons le test du cryostat vide. L'effet de la contamination de l'argon liquide par l'oxygène et l'azote est l'objet de la deuxième partie. Dans la dernière partie nous présentons les résultats des irradiations neutroniques.

6.1 Le test du cryostat vide

L'une des expériences réalisées en 1996 au début des tests, était le test d'irradiation du cryostat vide. Le cryostat contenait seulement de l'argon liquide. Il est utile de faire cette étude car elle permet de vérifier si les matériaux constituant le cryostat n'apportent pas de contamination à l'argon liquide et éventuellement le degré de cette contamination.

Lors de ce test, la constante de temps de l'amplificateur était de 500 ns. Du fait du grand bruit pendant l'irradiation, le signal piedestal n'était pas mesuré avec une grande précision. Après quelques jours d'irradiation, le facteur d'atténuation du signal a été de l'ordre de 1%.

Comme le bruit dû aux irradiations augmente avec le temps de mise en forme de l'amplificateur, il est utile de prendre des temps de mise en forme plus courts bien que cela diminue le signal. Il y a donc concurrence entre les deux effets du signal diminuant et du bruit croissant. Une valeur du temps de mise en forme de 145 ns est un bon compromis pour avoir le meilleur rapport signal sur bruit. Ainsi, la constante de temps de l'amplificateur est réglée à 145 ns, le signal piedestal est mesuré complètement. Après une irradiation avec une fluence de 0.8 10^{14} n/cm^2, le signal alpha est réduit de 2%. L'évolution de l'atténuation du signal en fonction du temps de prises des données est présentée dans la figure 6.1.

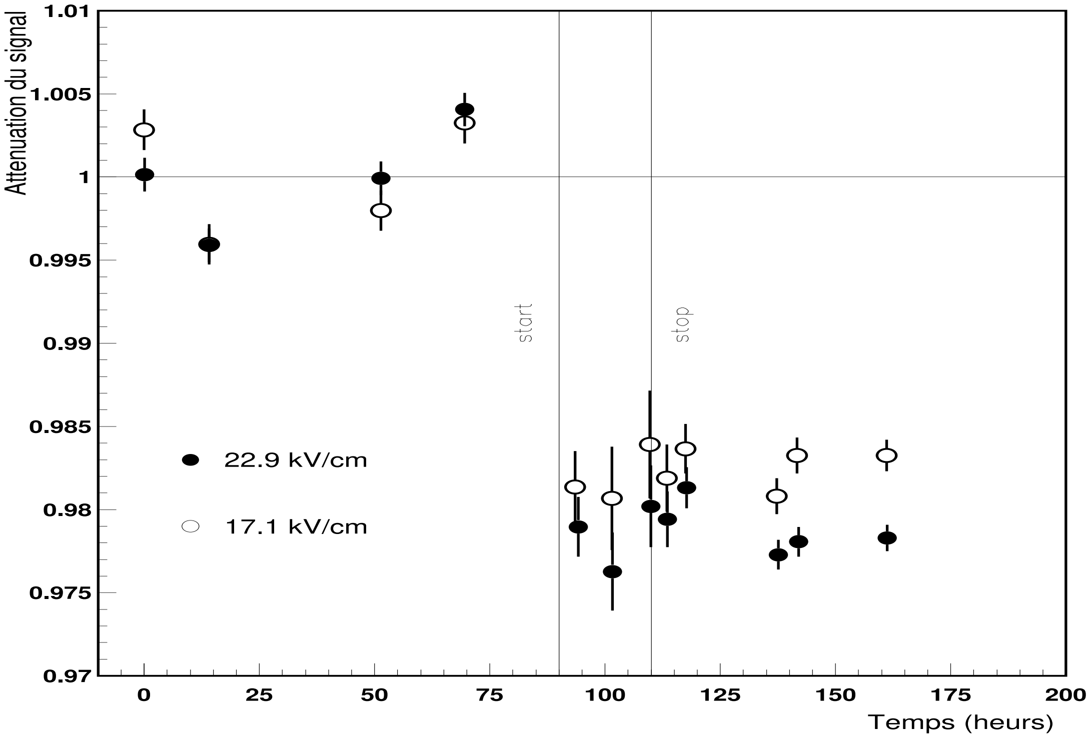

Figure 6.1: Evolution de l'atténuation du signal en fonction du temps de prise des données, pour deux valeurs du champ électrique 17.1 kV/cm et 22.9 kV/cm.

Un autre test effectué en septembre 1996, au cours duquel des plaques d'époxydes furent irradiées, a montré que l'époxyde n'introduit aucune pollution dans l'argon liquide (aucune atténuation du signal n'a été observée). Une interprétation possible du premier résultat (atténuation du signal de 2% dans cryostat vide) est que le cryostat n'était pas parfaitement dégazé.

6.2 Les contaminations par l'oxygène et l'azote

Le transport des électrons dans l'argon liquide en présence de quelques gaz comme le SF_6, N_2O, CH_4, N_2, O_2, etc, a fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales [46, 47, 50, 51, 54, 56, 58].

Dans le but de connaître le degré de pollution dans l'argon liquide en présence de l'un des contaminants cités plus haut et la sensibilité de notre moniteur de pureté, nous avons ajouté différentes doses d'oxygène et d'azote dans l'argon liquide pur (voir le tableau 6.1). L'oxygène et l'azote ont été choisis, car ils posent un grand problème pendant la purification de l'argon liquide. Ces deux contaminants proviennent de l'air et par manque d'efficacité de pompage du cryostat pendant le remplissage en argon; de faibles quantités d'oxygène peuvent subsister qui introduiront un effet dramatique sur la dérive des électrons. Par contre, plusieurs études [50, 54] ont montré que l'azote a un faible effet. Cette différence est due à l'affinité électronégative de chaque élément.

Le niveau initial des impuretés dans le liquide, avant d'ajouter les polluants n'est pas connu avec précision. Une longueur d'absorption de 60 cm à un champ de dérive de 10 kV/cm implique une impureté initiale de 0.0233 ppm d'équivalent en oxygène d'après la relation semi-empirique 6.1 (voir le paragraphe suivant).

Gaz	Dose (ppm)	Volume d'argon liquide (litres)
Oxygène	3.4	2
Oxygène	6.8	2
Azote	100	—
Azote	200	—
Azote	300	—
Azote	400	3

Tableau 6.1: Doses des gaz d'oxygène et d'azote ajoutées à l'argon liquide pur.

6.2.1 Les résultats de la contamination par l'oxygène

Comme il est noté dans le tableau 6.1, deux quantités d'oxygène 3.4 ppm (±10%) et 6.8 ppm (±10%) sont ajoutées à deux litres d'argon. Dans l'étude de Hofmann et al. [50], il a été montré que la longueur d'absorption λ est reliée au champ électrique E par la relation suivante:

$$\lambda(cm) \;=\; (0.14 \pm 0.03) \times \frac{E(kV/cm)}{\rho(ppm)} \tag{6.1}$$

où ρ est la concentration de l'oxygène.

La figure 6.2 présente les courbes d'atténuation obtenues après cet ajout, aux différentes valeurs du champ électrique. Le facteur d'atténuation du signal est trouvé fortement dépendant du champ électrique dans le cas de l'oxygène. A partir des données expérimentales, nous avons calculé une atténuation moyenne pour la première dose d'oxygène de: Q/Q_0=8.43 %, alors que la deuxième dose a apporté une valeur de: Q/Q_0=13.9 %. La variation de la longueur d'absorption λ en fonction du champ électrique est reproduite dans la figure 6.3. L'équation 6.1 prévoit que la forme de cette courbe doit être linéaire. Si nous ajustons les points appartenant aux deux courbes de la figure 6.3 pour l'oxygène, par la fonction donnée par Hofmann, nous obtenons un bon accord avec les points expérimentaux. Les valeurs des concentrations d'oxygène déduites du fit: 3.66±0.2 ppm et 7±0.3 ppm, sont proches de celles que nous avons introduites. Les ajustements (fits) sont représentés par les courbes en trait plein.

D'après la figure 6.3, nous remarquons que la longueur d'absorption λ diminue lorsque nous augmentons la quantité d'oxygène, de $\sim$ 0.4 cm pour 3.4 ppm à $\sim$ 0.2 cm pour 7 ppm, à 10 kV/cm, ce qui est également compatible avec la relation 6.1.

6.2.2 Les résultats de la contamination par l'azote

Nous avons mesuré la charge relative Q/Q_0, prise aux différentes valeurs du champ E, avec différentes doses du gaz d'azote introduites dans l'argon liquide pur: 100, 200, 300 et 400 ppm. Ces résultats sont présentés dans les figures 6.2 et 6.3. Ils sont superposés sur un même graphique, ce qui permet de constater la différence d'évolution des deux paramètres: le facteur d'atténuation et la longueur d'absorption, pour les différentes doses d'azote.

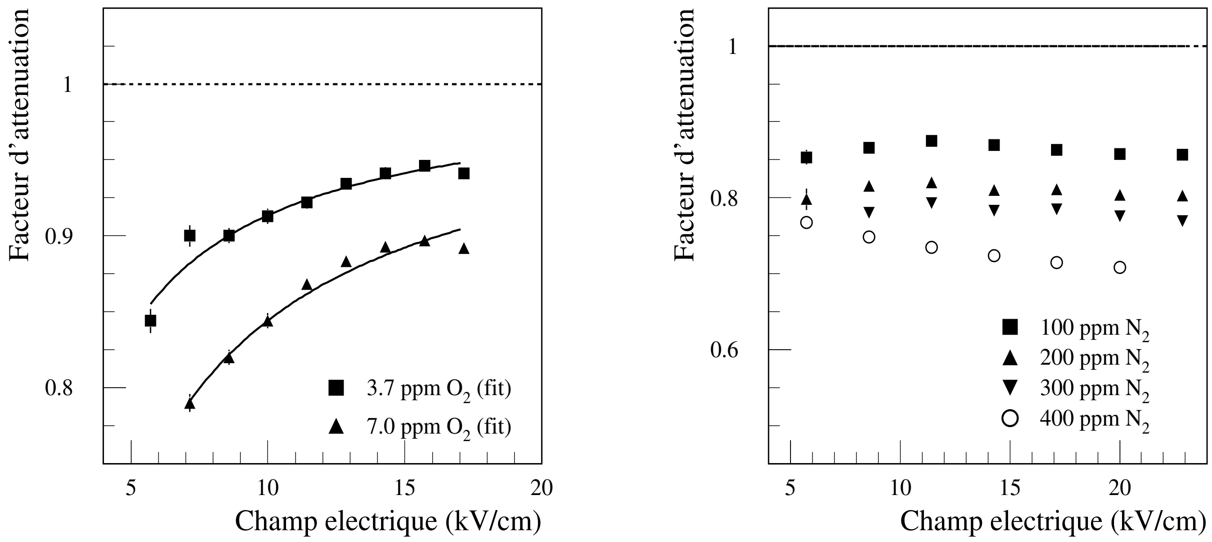

Figure 6.2: Facteurs d'atténuation du signal dans le cas d'un mélange du gaz d'oxygène (figure gauche) ou du gaz d'azote (figure droite) avec l'argon liquide.

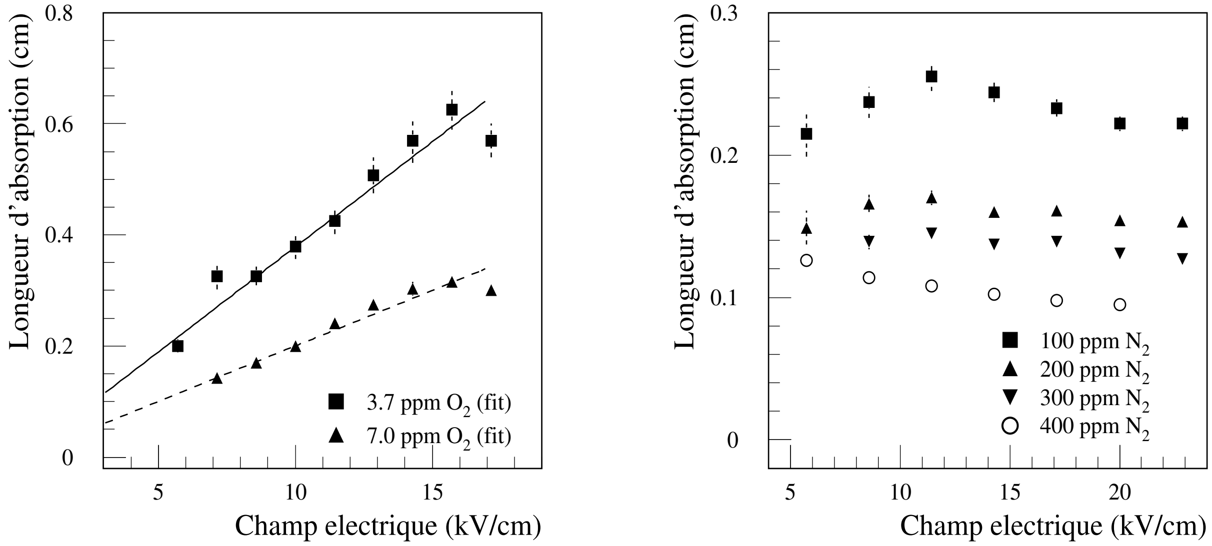

Figure 6.3: Longueurs d'atténuation dans le cas d'un mélange du gaz d'oxygène (figure gauche) ou du gaz d'azote (figure droite) avec l'argon liquide.

L'azote est bien connu pour sa faible pollution de l'argon liquide. La figure 6.2 montre une baisse en facteur d'atténuation en fonction du champ croissant. Il restait stable pour les doses faibles: 100 et 200 ppm. La dégradation moyenne du signal pour 400 ppm est plus grande, elle est de 26.8 %. Nous remarquons aussi que la dépendance de λ avec le champ et la quantité de polluant est différente de celle prévue par l'équation 6.1. λ tend à diminuer assez rapidement pour les hauts niveaux d'impuretés. A 20 kV/cm, λ vaut 0.22 cm pour 100 ppm, 0.098 cm pour 400 ppm. L'équation 6.1 était prévue en fait pour une pollution en oxygène [50].

Les résultats de cette étude sont résumés dans le tableau 6.2. Nous en concluons que l'atténuation du signal et sa dépendance avec le champ électrique dépendent donc fortement de la nature du polluant.

Gaz	Dose (ppm)	Atténuation du signal (%)
Oxygène	3.4	8.4
Oxygène	6.8	13.9
Azote	100	13.7
Azote	200	19.1
Azote	300	22.1
Azote	400	26.8

Tableau 6.2: Atténuation du signal (%) pour les différentes doses d'oxygène et d'azote en ppm, ajoutées à l'argon liquide pur.

6.2.3 Les effets de recombinaison et de capture

En développant les équations de transport des électrons libres et des ions positifs dans l'argon liquide pur, Thomas et Imel [46] ont trouvé un modèle qui décrit la charge collectée Q(E) après la recombinaison. Cette charge est donnée par la formule suivante:

$$Q(E) \; = \; Q_0 \, \frac{1}{\xi} ln(1+\xi) \tag{6.2}$$

Q_0=37.1 fC est la charge initiale produite par ionisation des atomes d'argon par des particules alphas d'énergie moyenne de 5.479 MeV. Pour une source bêta, $\xi E = E_0 = 0.84$ kV/cm, alors que pour une source alpha, $\xi E = E_0 = 470$ kV/cm. Cette différence peut être expliquée par le fait que la quantité de charges collectée dépend de la densité d'ionisation produite par les particules primaires, qui dépend elle-même du type de source utilisée.

En général, il est impossible de différencier entre la recombinaison et le phénomène de capture par une simple mesure de la courbe de la charge relative: Q/Q_0. Pour cela nous avons développé l'expression de la charge $Q_{alpha}(E)$ pour une source alpha collectée après recombinaison. Elle est déduite à partir de la relation suivante:

$$Q_{alpha}(E) \;=\; Q_{calibration}\,\frac{x_{alpha}(E) - x_{piedestal}}{x_{test} - x_{piedestal}} \tag{6.3}$$

$Q_{calibration}$ est le facteur de calibration, calculé à partir de la valeur absolue de la charge collectée à 20 kV/cm: 5.1±0.1 fC, qui est compatible avec les valeurs dans les références [32, 38, 47].

A partir de nos résultats obtenus avec une source alpha, nous proposons un nouveau modèle apportant des corrections à la formule de Thomas et Imel. Nous nous plaçons donc dans le cadre du modèle de Thomas et Imel, où Q(E) est donnée par la formule 6.2 et nous avons paramétrisé ξ suivant:

$$\xi \;=\; \frac{a(1-\frac{1}{2}e^{-bE})}{E} \tag{6.4}$$

Ainsi, la formule 6.2 devient:

$$Q(E) \;=\; Q_0\,\frac{E}{a(1-\frac{1}{2}e^{-bE})}\;ln(1+\frac{a(1-\frac{1}{2}e^{-bE})}{E}) \tag{6.5}$$

Les résultats de l'ajustement à $Q_{alpha}(E)$ donnent les valeurs suivants de a et b: a = 468.6±0.8 kV/cm et b = 0.188±0.006 kV/cm. La courbe correspondante est présentée dans la figure 6.4.

Dans le cas d'un liquide pollué, il est évident que la dérive des électrons est affectée. Mais, le facteur de recombinaison sera-t-il affecté lui aussi par la présence des impuretés?.

6.2.4 Vérification du modèle pour LAr pollué par de l'oxygène

Nous faisons une vérification du modèle mentioné au paragraphe précédent (l'équation 6.5). L'argon liquide était pollué en oxygène (concentration inférieure à 10 ppm). Notons la charge collectée au niveau l'anode par $Q^{'}(E)$ qui est donnée par la formule suivante:

$$Q^{'}(E) \;=\; Q_0\,\frac{1}{\xi}ln(1+\xi)\;A(E) \tag{6.6}$$

A(E) est le facteur d'absorption ou de capture donné par:

$$A(E) = \frac{\lambda(E)}{d}(1-e^{-\frac{d}{\lambda(E)}}) \tag{6.7}$$

$$\lambda(E) = \frac{\alpha E}{\rho} \tag{6.8}$$

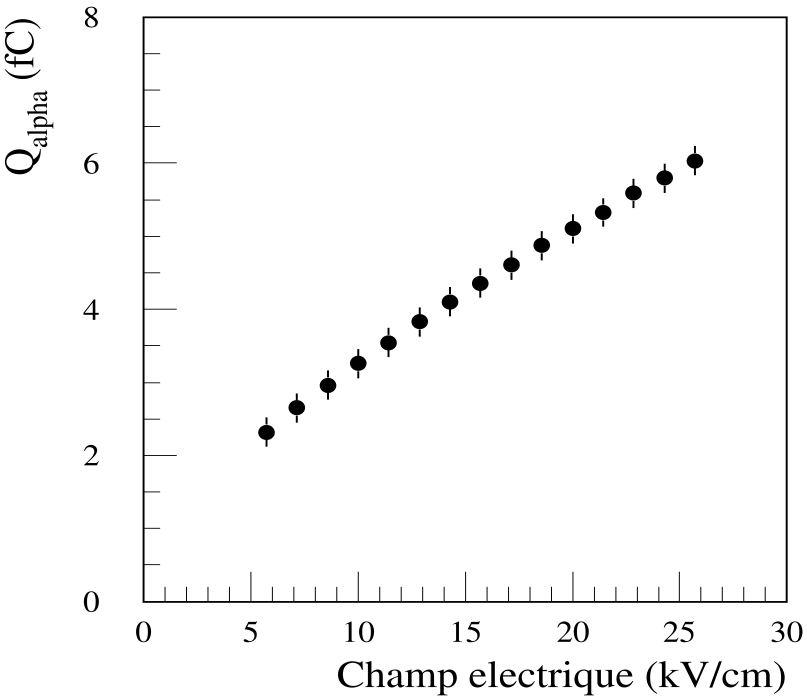

Figure 6.4: La charge alpha (fC) en fonction du champ électrique (kV/cm).

d=0.7 mm, est la distance entre l'anode et la cathode de la cellule de détection (voir le Chapitre 4). α=0.14±0.032 cm^2.ppm/kV. En utilisant l'expression de ξ donnée par l'équation 6.4 et à partir des mesures expérimentales de $Q^{'}(E)$ en présence d'oxygène, il est possible de déterminer les doses d'oxygène ajoutées au liquide pur et le facteur de normalisation C:

$$\frac{Q^{'}(E)}{Q_0\ \frac{1}{\xi}ln(1+\xi)} = C\ A(E) = C\ \frac{\alpha E}{\rho d}(1-e^{-\frac{\rho d}{\alpha E}}) \tag{6.9}$$

Les valeurs de ρ trouvées, sont: 3.5±0.2 et 6.8±0.3 ppm d'oxygène, sont en très bon accord avec les quantités introduites. Les résultats sont présentés dans la figure 6.5 confirmant ainsi la validité de ce modèle. La valeur du facteur de normalisation C est: 0.097±0.005. Ainsi, nous constatons qu'il n'y a aucun effet d'impureté sur le facteur de recombinaison.

Par la suite, le paramètre ρ a été fixé aux valeurs de 3.4 et 6.8 ppm avec une précision de 10 %, et le paramètre α de l'équation 6.8 était le paramètre libre du fit. La valeur trouvée est de 0.142±0.014 cm^2.ppm/kV qui est deux fois plus précise que celle donnée par Hofmann et al. dans la référence [50].

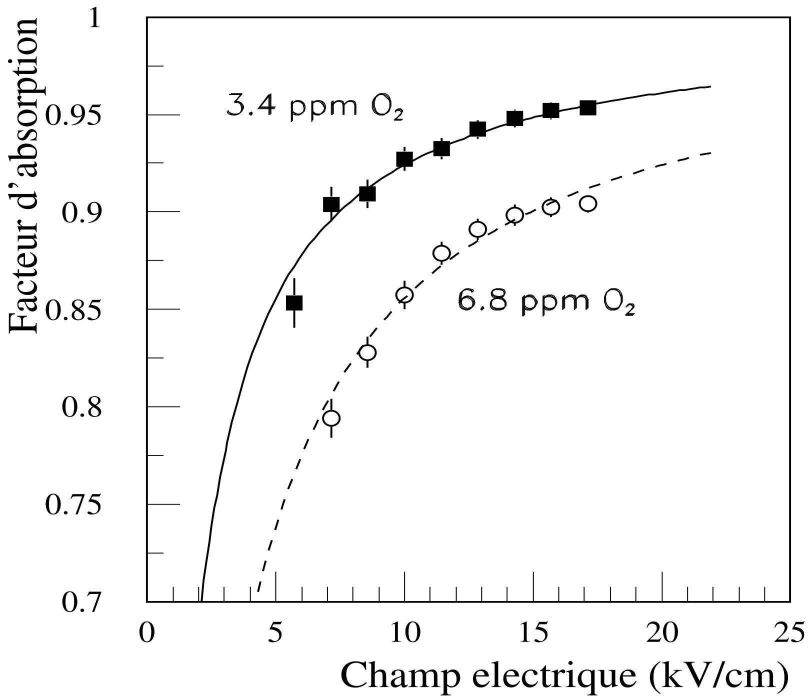

Figure 6.5: Facteur d'absorption en fonction du champ électrique (kV/cm). L'argon liquide est pollué en oxygène.

6.2.5 Comparaisons avec d'autres expériences

Il est intéressant de savoir si des résultats comme les nôtres ont été obtenus par d'autres expérimentateurs. Des expériences similaires ont été faites, ajoutant des quantités de gaz d'oxygène (<10 ppm) et d'azote (<250 ppm) à l'argon liquide, par W. Hofmann et al [50]. Ils ont utilisé une source d'^{241}Am de 1.5 mm d'épaisseur. Ils ont interpreté la réduction du signal avec l'augmentation de la quantité d'oxygène introduite par la forte recombinaison en colonne des particules alphas en présence de ce polluant. Pour l'azote, la perte du signal était très faible. Les longueurs d'absorption λ_{N_2} et λ_{O_2} pour l'azote et l'oxygène sont reliées par:

$$\lambda_{N_2} = 200\lambda_{O_2} = 200\,\frac{\alpha E}{\rho_{O_2}} \tag{6.10}$$

Nous avons vérifié la validité de l'équation 6.1 en fittant λ_{O_2}(E). Nous avons tenu compte seulement du phénomène de capture, le phénomène de recombinaison étant négligé. Malheuresement, avec les données disponibles pour l'azote, nous n'avons pas pu tirer de résultats concluants. Pour les résultats de ce paragraphe ainsi que ceux des irradiations que nous allons développé par la suite, nous considérons que la dégradation du signal est due principalement à la capture.

Dans l'étude de Biller et al. [54], des doses de l'ordre de ppb en oxygène et ppm en azote ont été utilisées. Ils n'ont observé aucun effet d'impureté sur le facteur de recombinaison avec une source bêta. Ils ont proposé également une autre fonction semi-empirique déterminant le comportement de λ en fonction du champ électrique (de 0.5 à 3.0 kV/cm) et de la dose de l'impureté. Cette fonction a apporté un bon fit aux données expérimentales qu'ils ont obtenus.

Bakale et al. [47] ont montré que la constante de capture des électrons par l'oxygène et par SF_6 diminue avec un champ croissant. Ce comportement est différent de celui de l'azote et NO_2. Ce qui est compatible avec nos résultats (voir les figures 6.2 et 6.3).

Le facteur d'atténuation dépendrait de deux facteurs. Le premier facteur est le champ électrique appliqué, il pourrait limiter la quantité de charges collectée. La mobilité des électrons μ_e, est plus faible pour les faibles valeurs du champ électrique. Ce phénomène est relié au fait que la capture est plus active aux faibles champs. La durée de vie des électrons dans le détecteur est ainsi assez courte, tandis qu'à un champ électrique élevé, elle est assez longue pour leur permettre de dériver jusqu'à l'anode et être détectés. Le deuxième facteur à considérer est la réduction de la mobilité à la suite de l'irradiation, due au nombre élevé des impuretés produites dans l'argon liquide.

6.3 La pollution due aux irradiations

Nous comparons l'efficacité du détecteur irradié avec son efficacité lorsqu'il ne l'est pas, et ce dans les mêmes conditions, de température 85 K et de temps de mise en forme 145 ns. Les résultats sont présentés et discutés séparément pour chaque test et type de matériau.

Dans notre définition du critère de pollution de l'argon liquide, nous considérons un matériau non polluant si à une fluence neutronique de 2.10^{14} n/cm^2, le rapport des charges mesurées avant et après irradiation est égal à l'unité. En fonction du type de matériaux ce rapport varie entre 0% et 16% (pollution vue à SARA) [41]. Par la suite ces résultats seront extrapolés au cas du calorimètre électromagnétique.

6.3.1 L'irradiation du FR4

Une trentaine de plaques de FR4 de 0.37 m^2 en surface et de 1.6 mm en épaisseur, ont été plongées dans 5 litres d'argon liquide, et soumises à des irradiations pendant 46 heures avec une fluence moyenne de 1.6 10^{14} n/cm^2.

Le FR4 est le nom de marque donné à ce matériau par la société Von ROLL Isola, France. Ce matériau est de classe Vétronite 64220: matrice époxyde avec des renforts de fibres de verre. Comme il a déjà été mentionné, le matériau de base du FR4 est le G10 (voir l'irradiation du G10) auquel s'ajoutent certains additifs qui le rendent autoextinguible, à savoir le brome, le chlore et le cyanure, comme le prouve l'étude des gaz résiduels issus de la combustion du FR4 [42]. La formule chimique de ce matériau est tenue secrète par la société Von ROLL Isola.

Le FR4 irradié correspond au FR4 qui sera utilisé pour les modules et les supports du pré-échantillonneur d'ATLAS. Il satisfait aux exigences mécaniques et électriques des appareils de haute qualité. Les résultats des irradiations obtenus sont décrits dans la figure 6.6.

La figure 6.6.a donne l'évolution de l'atténuation du signal en fonction du temps du test pour deux valeurs du champ électrique 17.1 kV/cm et 22.9 kV/cm. La quantité de charges collectée sur l'anode est stable durant 90 heures (avant l'irradiation). La diminution de cette quantité pendant l'irradiation est le signe d'apparition d'impuretés provenant de la radiolyse du FR4. La figure 6.6.b montre l'évolution du facteur d'atténuation du signal en fonction du champ électrique. Il est raisonnable que ce facteur augmente avec le champ électrique, jusqu'à ce qu'il devienne stable à 20 kV/cm. Le facteur d'atténuation moyen de la charge collectée est de 3.4%, ce résultat confirme donc que le FR4 ne produit pas une grande pollution de l'argon.

Après l'irradiation, une analyse de deux bouteilles d'argon prélevé du cryostat a été faite. Le but est de mesurer les différentes impuretés dans deux prélèvements d'argon dans lequel le FR4 a été plongé et irradié. Les impuretés à analyser sont: H_2, O_2, N_2, CO et C_nH_m (de C_1 à C_4). Les résultats de cette analyse chromatographique sont donnés dans le tableau 6.3. Cette analyse montre la présence de 1 à 1.6 ppm d'oxygène, 5 ppm d'azote et de très faibles quantités pour les autres éléments.

Dose (ppm)	H_2	O_2	N_2	CO	CH_4	$C_nH_m(1< n <5)$
Bouteille 1	0.08	1.0	5.3	0.1	0.1	0.1
Bouteille 2	<0.05	1.6	4.8	0.1	0.1	0.1

Tableau 6.3: Résultats d'analyses chromatographiques de l'argon liquide après irradiation du FR4.

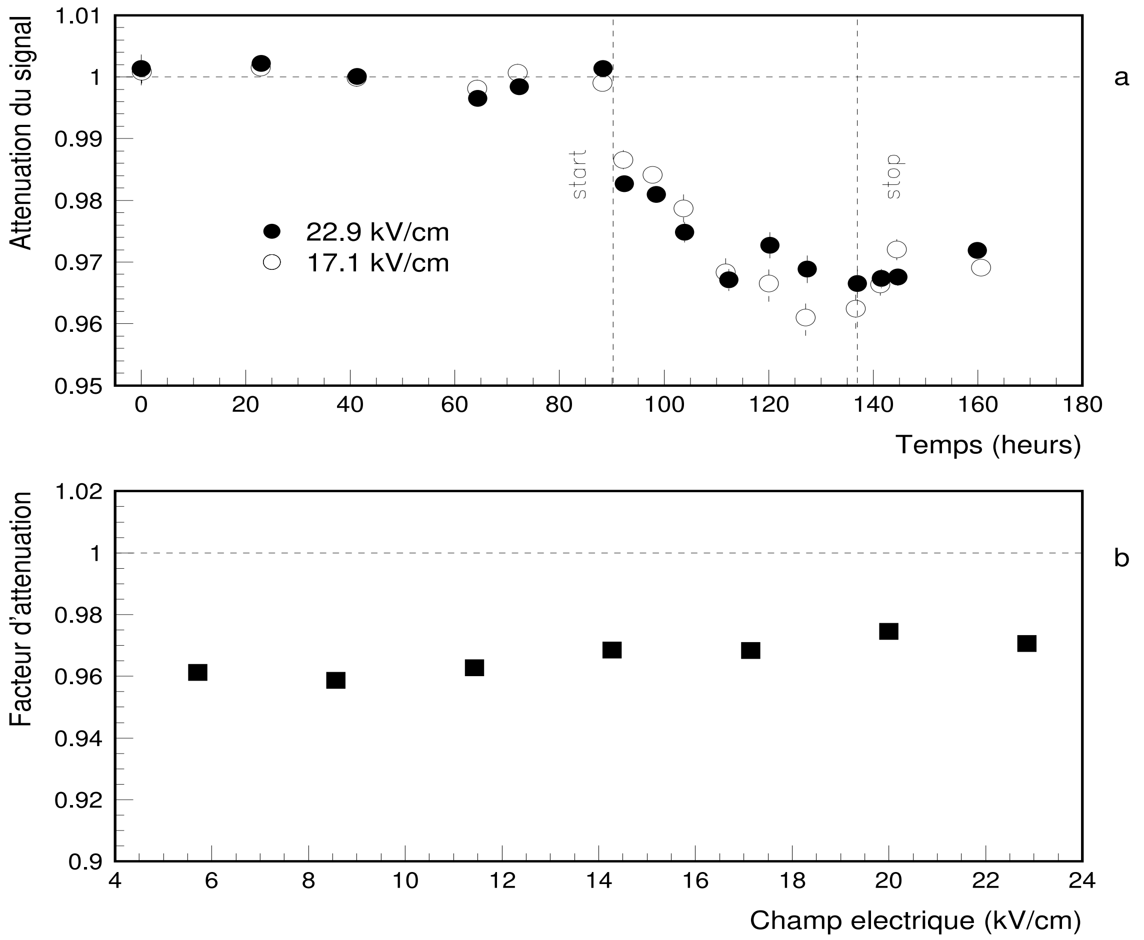

Figure 6.6: Résultats des relevés d'atténuation du signal en fonction du temps de mesure (heures) et du facteur d'atténuation en fonction du champ électrique (kV/cm) pour le FR4.

6.3.2 L'irradiation de l'époxyde pré-imprégné (Prepreg)

Le prepreg nous a été fourni sous forme de plaques de 0.37 m^2 de surface et 1.6 mm d'épaisseur. Le prepreg est à base de fibres de verre imprégnées d'une résine époxyde (40 à 50 % de résine). Il assure la liaison par collage des composantes des modules du calorimètre électromagnétique et du pré-échantillonneur. La quantité de résine est optimisée de manière à avoir plus de facilité pendant la manipulation et le rinçage des tôles.

Vingt-neuf plaques du prepreg (CTMI 5512-1383-1808-50/110) avec du FR4 collé sur les deux faces, ont été exposées à une fluence moyenne de neutrons de 2.10^{14} n/cm^2 pendant une période de deux jours. Les résultats sont présentés dans la figure 6.7 pour deux valeurs du champ électrique (17.1 kV/cm et 22.9 kV/cm).

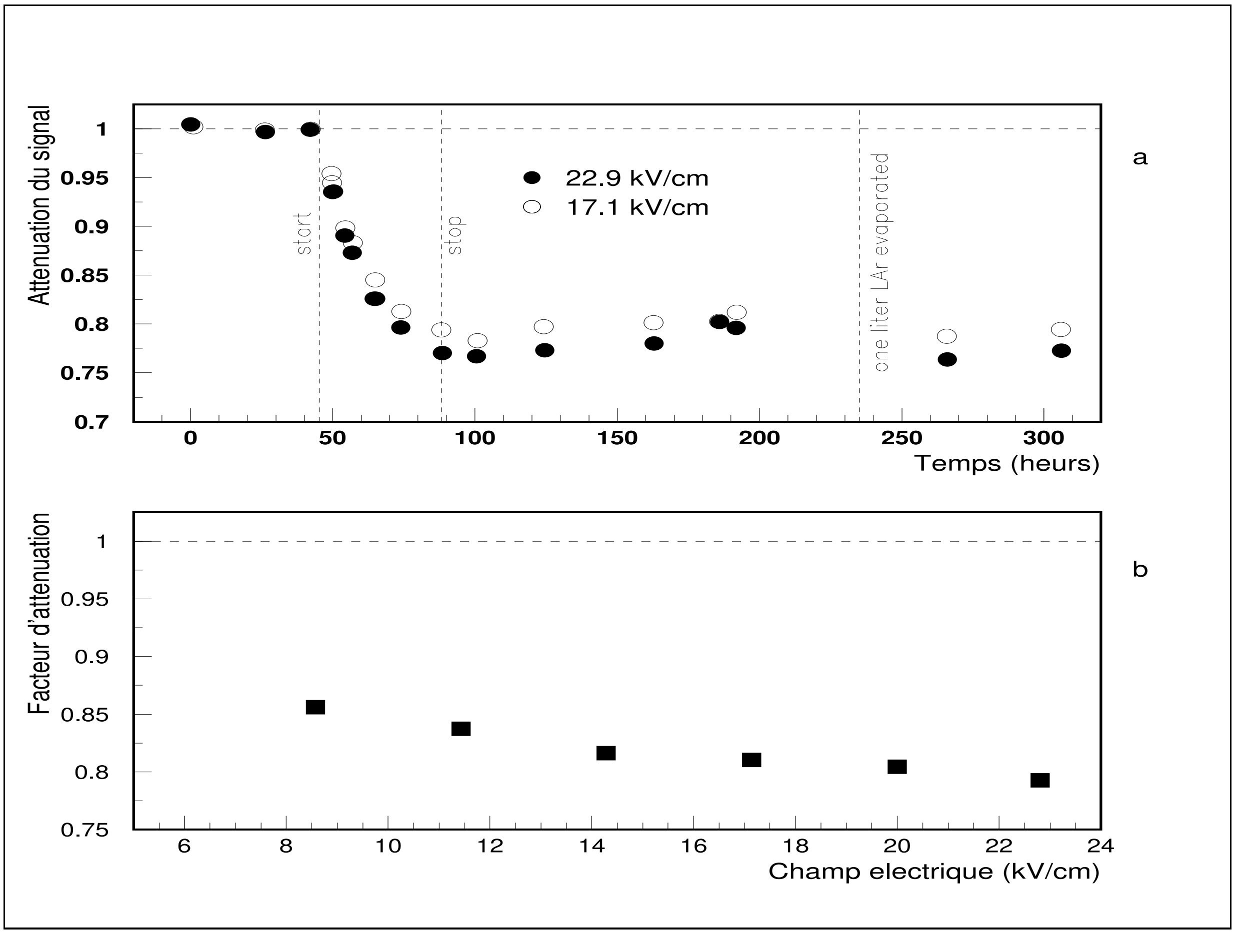

Figure 6.7: Résultats des relevés d'atténuation du signal en fonction du temps de mesures (heures) et du facteur d'atténuation en fonction du champ électrique (kV/cm) pour le prepreg (29 plaques irradiées).

A partir de la figure 6.7.b, nous remarquons une forte absorption à champ élevé, la contamination de l'argon arrive à une saturation après une augmentation assez rapide au début. Cette exposition au rayonnement a entrainé une diminution du signal de 18.5%. Ce facteur est mesuré de nouveau après une évaporation d'un litre d'argon, la diminution du signal atteint 25%, ce qui montre que le polluant n'a pas été évaporé avec l'argon mais qu'il restait concentré au fond du cryostat.

Une analyse chromatographique de l'argon après ce test, a montré l'existence de faibles concentrations des impuretés (voir le tableau 6.4), qui n'expliquent pas la forte pollution observée (18.5%), ce qui indique que le polluant est de nature différente de ceux analysés. Cette analyse a montré également que ce prepreg irradié contenait 4% de Chlore.

Dose (ppm)	H_2	O_2	N_2	CO	CH_4	$C_nH_m(1< n <5)$
Bouteille 1	0.05	1.5	2.7	<0.1	<0.1	<0.1
Bouteille 2	0.1	2.6	11.5	<0.1	<0.1	<0.1

Tableau 6.4: Résultats d'analyses chromatographiques de l'argon liquide après irradiation de prepreg.

6.3.3 L'irradiation du G10

Le produit G10 est un empilement de tissus de fibres de verre imprégnés à chaud d'une résine époxyde. La formule chimique de cette résine est reservée par les compagnies de production. Ce matériau possède de bonnes propriétés électriques et mécaniques. Pour le pré-échantillonneur, le G10 est sous forme de barreaux qui servent comme supports des modules.

Pendant 45 heures, une trentaine de plaques de G10 (Von Roll Isola 64220 et 64060), 0.38 m^2 en surface pour chaque plaque, ont été irradiées pour une fluence moyenne de 2.5 10^{14} n/cm^2. A partir des données expérimentales nous avons calculé une atténuation moyenne du signal de 12.4% (voir la figure 6.8.b).

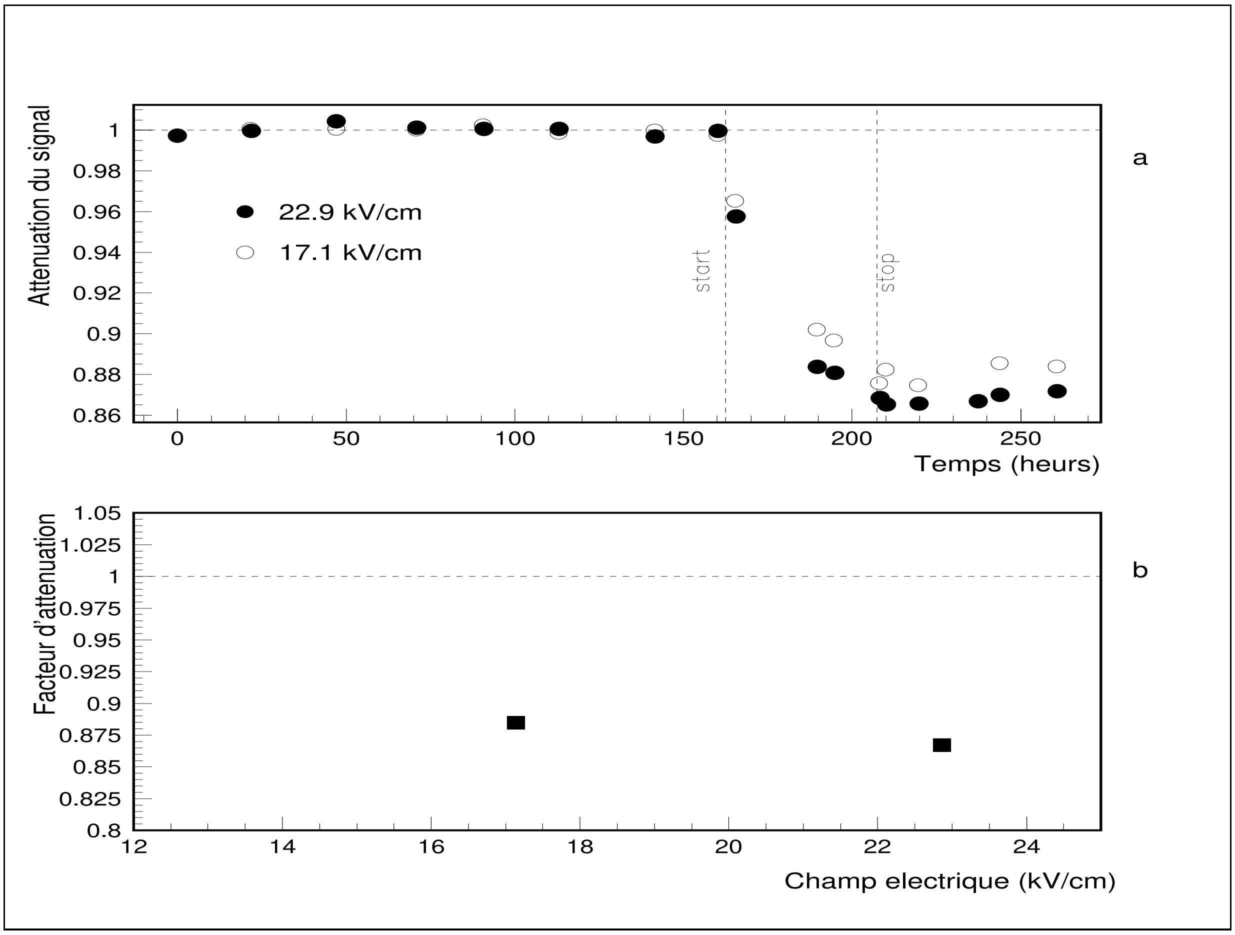

Figure 6.8: Résultats des relevés d'atténuation du signal en fonction du temps de mesure (heures) et du facteur d'atténuation en fonction du champ électrique (kV/cm) pour le G10.

6.3.4 L'irradiation d'époxyde (Epoxy)

Les résines époxydes appartiennent à la famille des polymères. Les fibres époxydes, correspondant à l'époxyde des bouchons du calorimètre électromagnétique, fournies sous forme de plaques de 0.056 m^2 de surface, sont irradiées pendant 45 heures avec une fluence de neutrons de 2.5 10^{14} n/cm^2. Après l'irradiation, aucune dégradation du signal n'a été observée, confirmant ainsi que ce composé époxyde-fibres de verre ne pollue pas l'argon liquide (voir la figure 6.9).

Suite aux tests mécaniques après irradiation au CERN, il a été démontré qu'il est possible de trouver des résines époxydes résistant à des doses d'irradiation de plusieurs dizaines de MGy. Ce type de résines époxydes est utilisé pour l'isolation des bobines

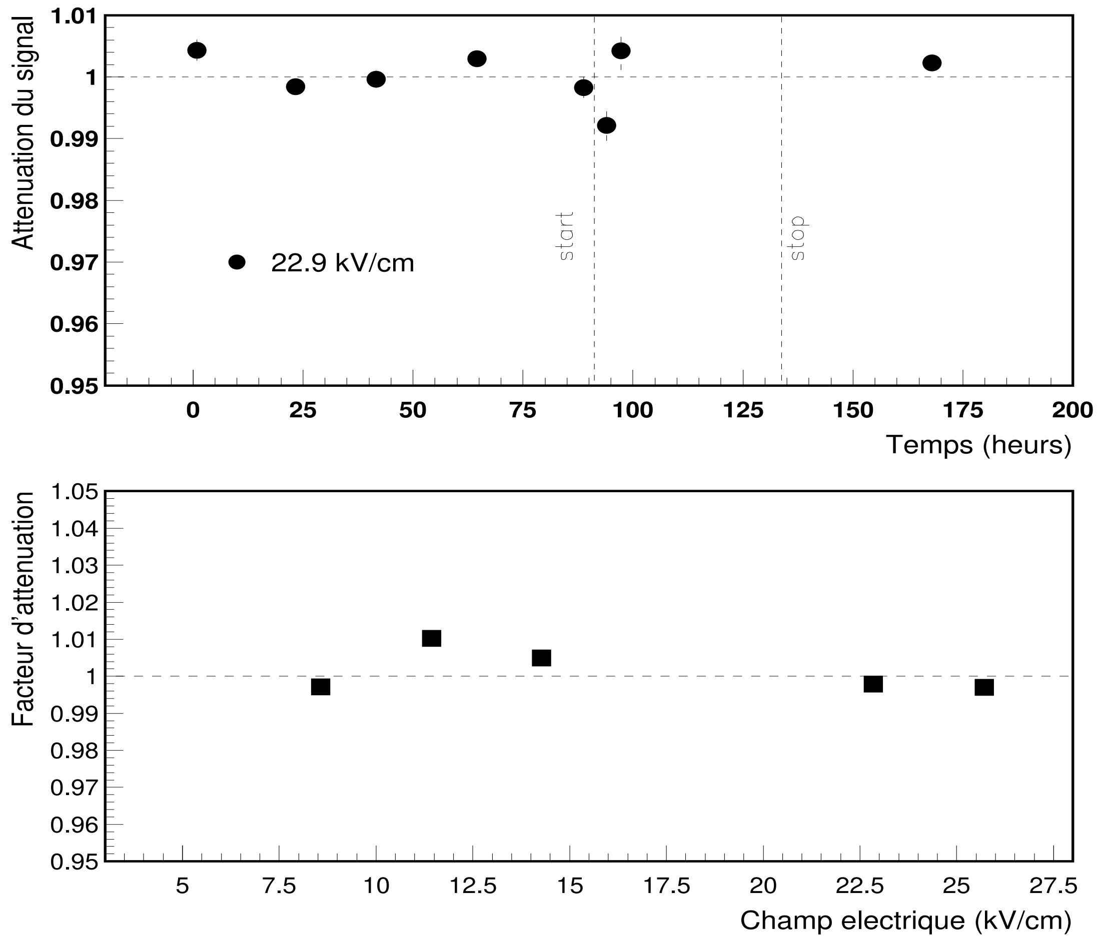

Figure 6.9: Résultats des relevés d'atténuation du signal en fonction du temps de mesures (heures) et du facteur d'atténuation en fonction du champ électrique (kV/cm) pour l'époxyde.

d'aimants pour les accélérateurs de hautes énergies. Ces résines sont plus résistantes aux radiations à température cryogénique [59].

6.3.5 L'irradiation de l'époxyde pré-imprégné (Prepreg)

Une quinzaine de plaques de prepreg, de 0.20 m^2 de surface ont été irradiées, la surface spécifique de ces plaques est deux fois plus faible que celle du prepreg testé en 1996 (paragraphe 6.3.2). Le but est de vérifier si la pollution dépend de la quantité du matériau irradié.

Les deux figures 6.10 a et 6.10 b donnent les résultats des deux irradiations.

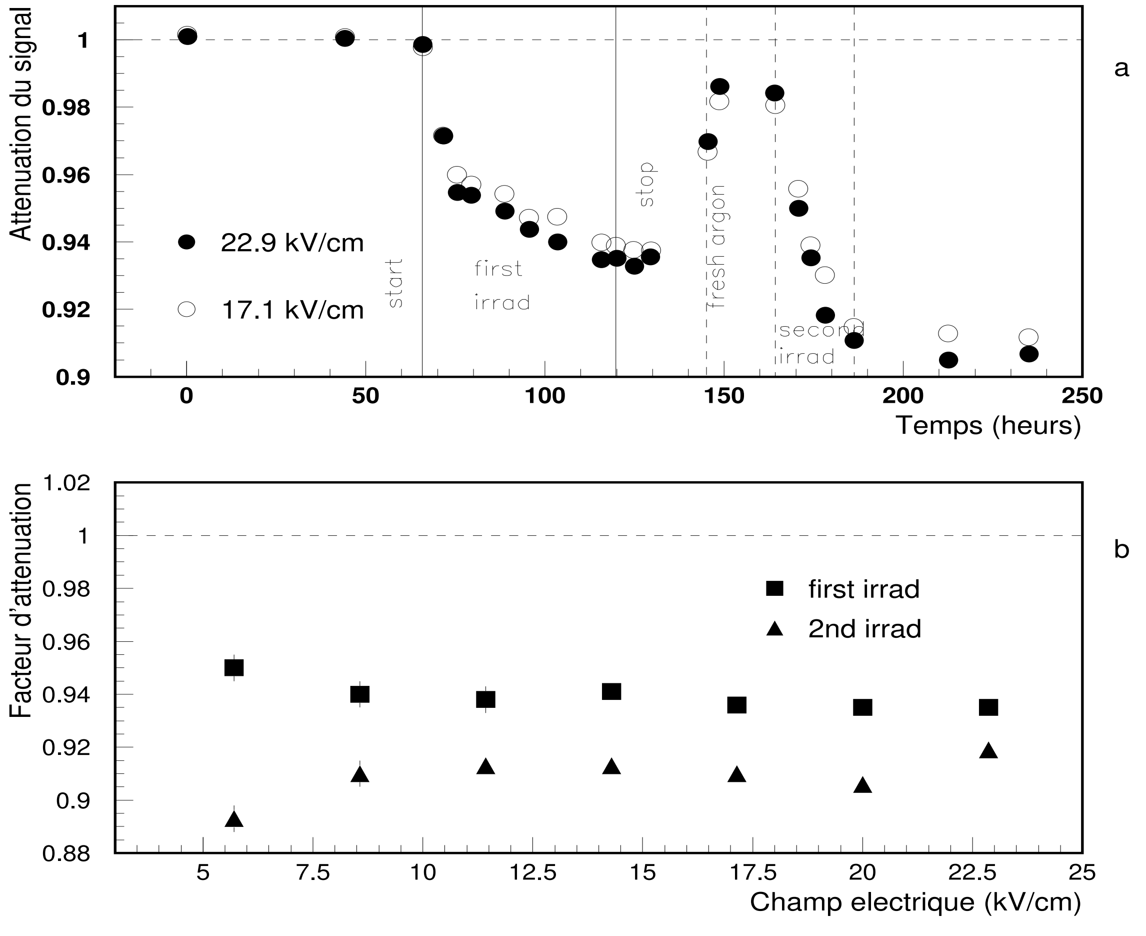

Figure 6.10: Résultats des relevés d'atténuation du signal en fonction du temps de mesure (heures) et du facteur d'atténuation en fonction du champ électrique (kV/cm) pour le prepreg (15 plaques irradiées).

Après la première irradiation, le facteur d'atténuation mesuré est de 6%. Durant 24 heures, le cryostat a été rempli avec une certaine quantité d'argon pur, et nous avons effectué une deuxième irradiation. La réponse de la cellule alpha a montré que le facteur d'atténuation a augmenté de 1.5%, ce qui confirme que de nouvelles impuretés sont produites après la deuxième irradiation.

La comparaison des résultats des tests du prepreg effectués en Juin 1996 (29 plaques du prepreg) et Avril 1997 (15 plaques du prepreg), montre que le facteur d'atténuation du signal du deuxième test est 3 fois plus faible que celui du premier test. Cette information montre donc que le degré de pollution dépend fortement de la quantité du matériau irradié.

6.3.6 L'irradiation des câbles en kapton

Le kapton appartient à la classe des films polymide (polyoxyiphenylene-pyromelitimide). C'est un isolant électrique d'excellente qualité dont les propriétés, permittivité, rigidité et constante diélectrique, sont conservées après irradiation par faisceaux d'électrons faite au CERN.

Pour des raisons de sécurité, les matériaux d'isolation de câble devraient être résistants au feu et exempts d'halogène. Le type et le taux d'agent retardateur de la flamme doivent être soigneusement choisis. L'indice en oxygène est défini comme le pourcentage minimum d'oxygène qui est nécessaire dans un mélange avec l'azote pour entretenir une flamme. La valeur de l'indice en oxygène dans le kapton est situé entre 50 et 90. Le kapton ne contient aucun des gaz toxiques: CO_2, HCl, SO_2, HF, HCN et hydrocarbone.

Auprès de SARA, soixante quatre câbles en kapton, chacun de 1 m de longueur, ont été irradiés à $2.4\ 10^{14}$ n/cm^2. Les résultats de ces tests sont présentés dans la figure 6.11. L'atténuation moyenne du signal mesurée est de 1.74 %.

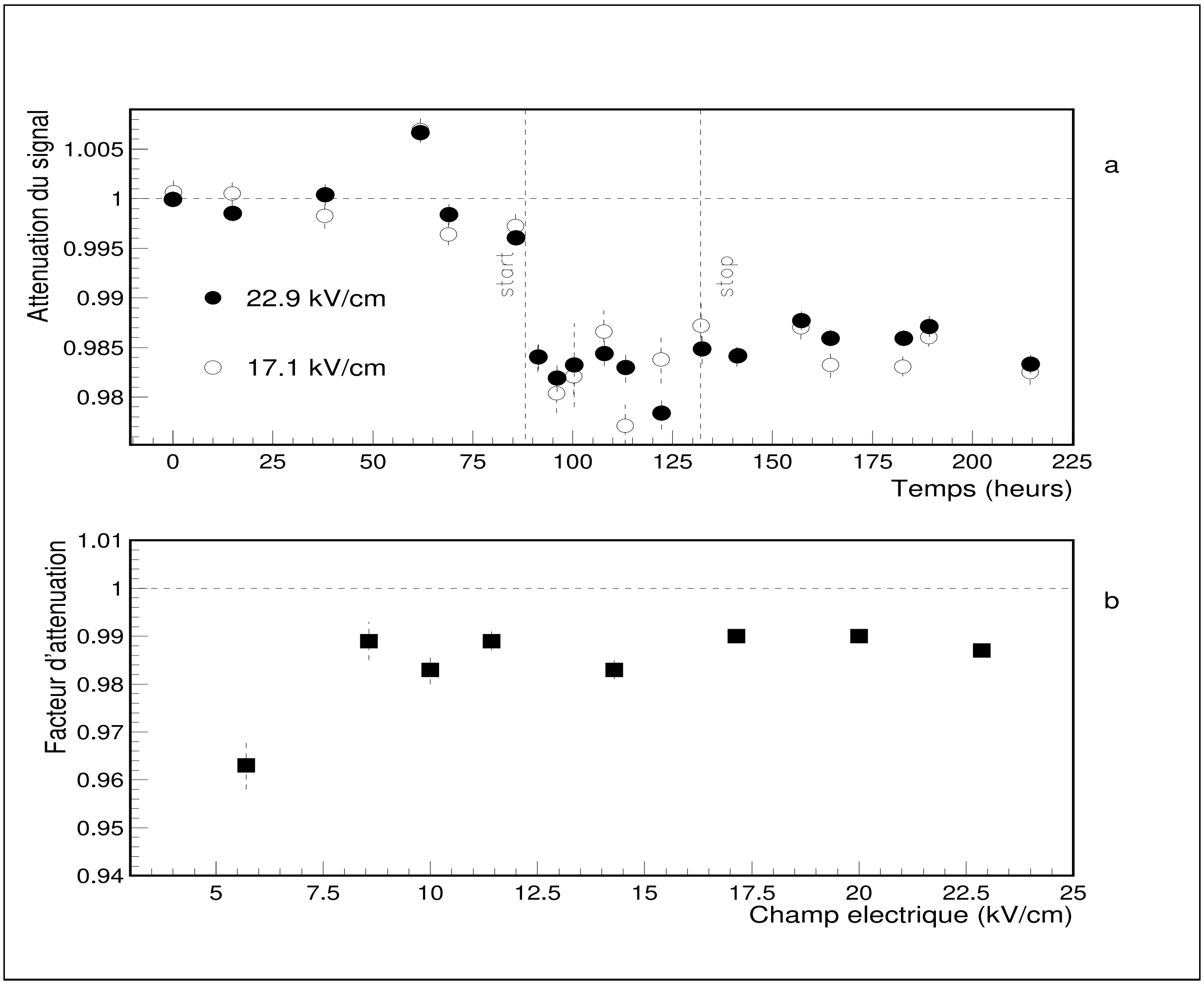

Figure 6.11: Résultats des relevés d'atténuation du signal en fonction du temps de mesure (heures) et du facteur d'atténuation en fonction du champ électrique (kV/cm) pour les câbles.

6.3.7 L'irradiation des Nid d'abeilles

Les feuilles du nid d'abeilles permettent de centrer les électrodes entre deux absorbeurs. Ces feuilles ont la forme de cellules en nid d'abeilles. Chaque cellule a une largeur de 9.6 mm, elles s'étendent sur les deux côtés des électrodes tout au long de l'accordéon.

Un m^2 de surface de nid d'abeilles (Hexcell-Henycomb HRH 10 3/8 2.0) a été soumis à une fluence neutronique moyenne de 1.4 10^{14} n/cm^2. D'après la figure 6.12, nous avons noté une réduction assez faible du signal: 1%. L'atténuation du signal est compatible avec une pollution de 0.3 ppm en oxygène.

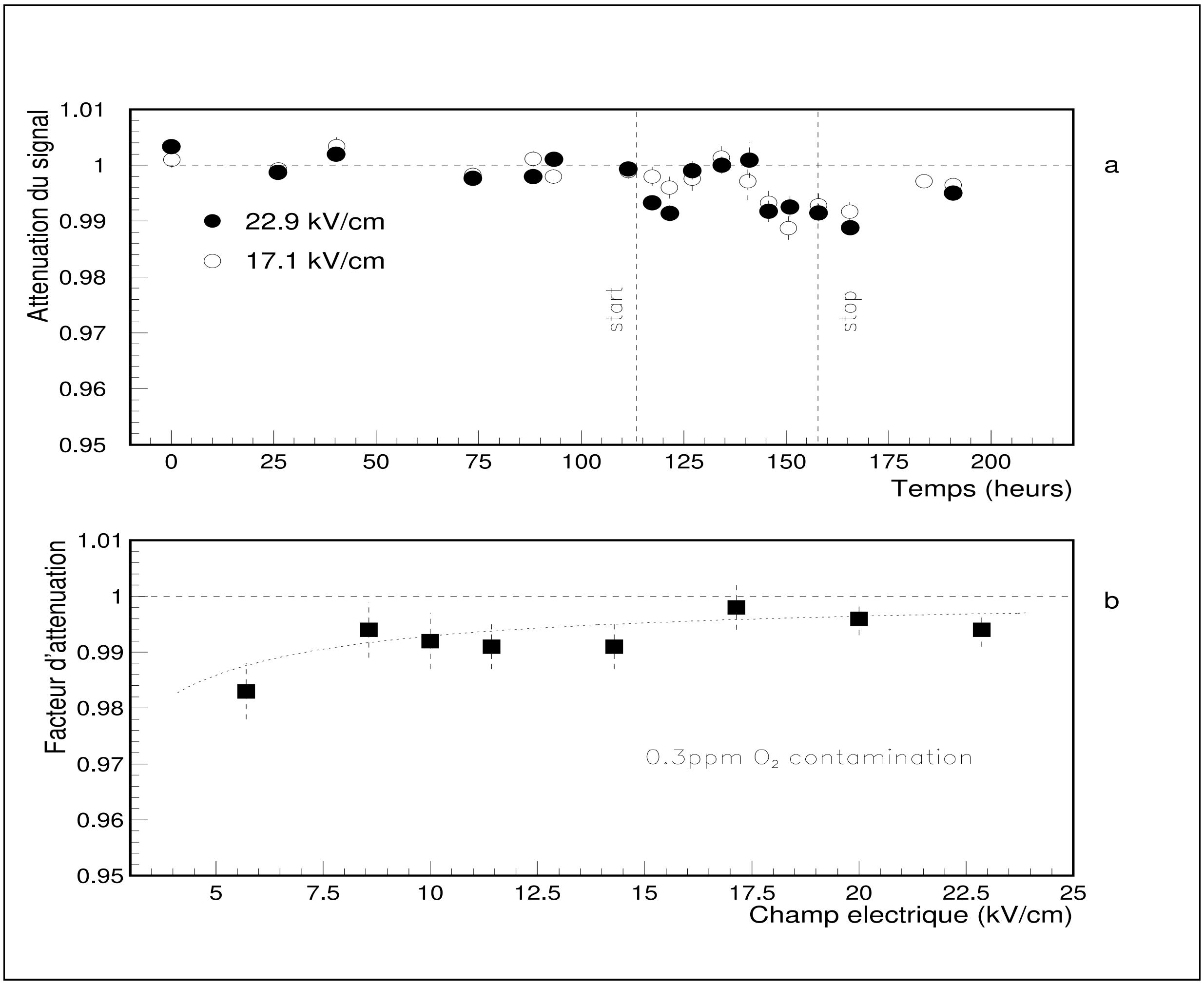

Figure 6.12: Résultats des relevés d'atténuation du signal en fonction du temps de mesure (heures) et du facteur d'atténuation en fonction du champ électrique (kV/cm) pour les Nid d'abeilles.

6.3.8 L'irradiation des connecteurs

Un connecteur est irradié à une fluence neutronique moyenne de 3. 10^{14} n/cm^2. Les résultats sont présentés dans la figure 6.13. L'atténuation moyenne du signal mesurée est de l'ordre de 3%. La ligne présentée dans la figure 6.13.b, n'est pas un fit; mais elle montre que le facteur d'atténuation du signal est compatible avec une pollution équivalente à 1.3 ppm en oxygène.

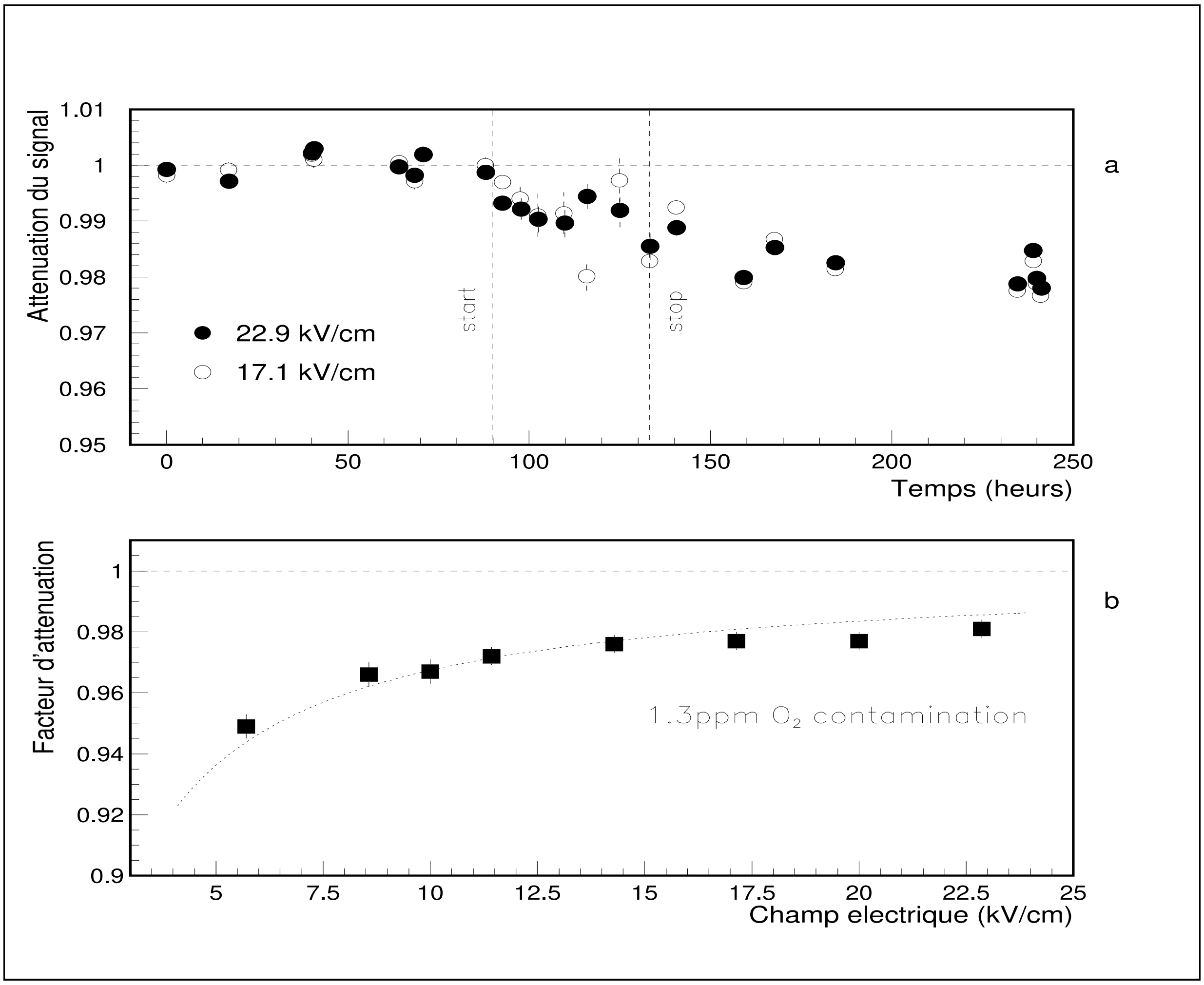

Figure 6.13: Résultats des relevés d'atténuation du signal en fonction du temps de mesure (heures) et du facteur d'atténuation en fonction du champ électrique (kV/cm) pour les connecteurs.

6.3.9 L'irradiation des cartes

Les cartes sont constituées de 5 couches de 35 μm d'épaisseur intercalées par 0.4 mm du FR4. Une autre couche de 0.4 mm de FR4 est ajoutée sur la dernière couche pour l'isoler. Les cartes mères seront placées sur les modules. Elles ont pour rôle de grouper les signaux qui proviennent du pré-échantillonneur, d'assurer l'étalonnage et de distribuer la haute tension.

Trois types de circuits multicouches: 12 pièces de cartes mère du pré-échantillonneur (surface de 0.15 m^2), 4 cartes mère du calorimètre électromagnétique (0.04 m^2) et 4 cartes

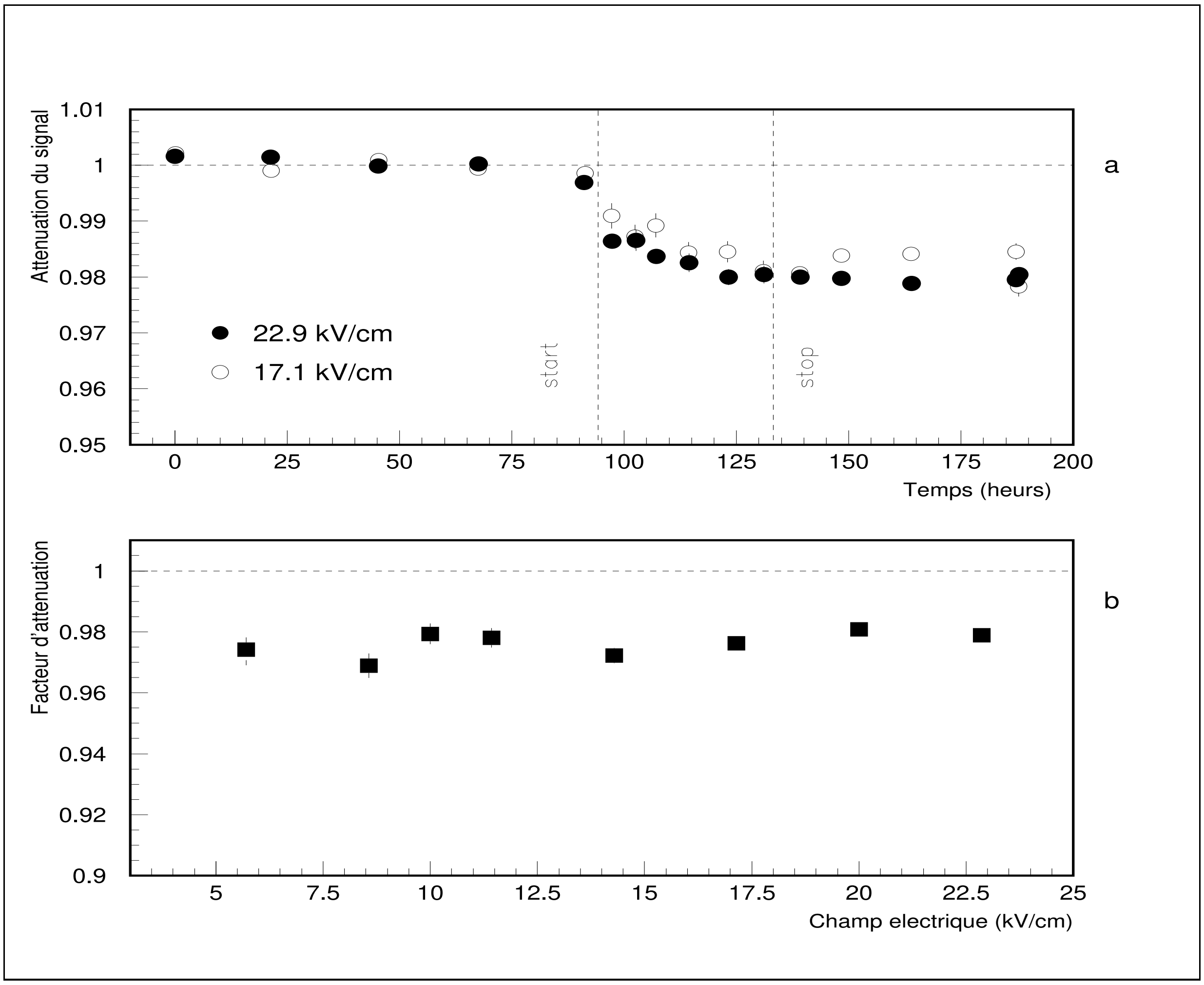

Figure 6.14: Résultats des relevés d'atténuation du signal en fonction du temps de mesure (heures) et du facteur d'atténuation en fonction du champ électrique (kV/cm) pour les cartes.

de sommation de (0.033 m^2), mis ensemble dans le cryostat à argon liquide, sont irradiées durant 48 heures avec une fluence moyenne de l'ordre de 1.8 10^{14} n/cm^2. Les résultats sont présentés dans la figure 6.14. Le facteur d'atténuation moyen du signal mesuré, est égal à 2%.

6.3.10 L'irradiation d'un échantillon du pré-échantillonneur

Le prototype du pré-échantillonneur testé est de même version finale que celle du pré-échantillonneur du détecteur ATLAS. La quantité irradiée (en m^2/m^3 surface de l'échantillon par le volume d'argon liquide) est trois fois plus grande que celle dans ATLAS. La fluence moyenne d'irradiation est de 2.3 10^{14} n/cm^2. Les résultats sont présentés dans la figure 6.15. Le facteur d'atténuation moyen du signal mesuré, est égal à 3%.

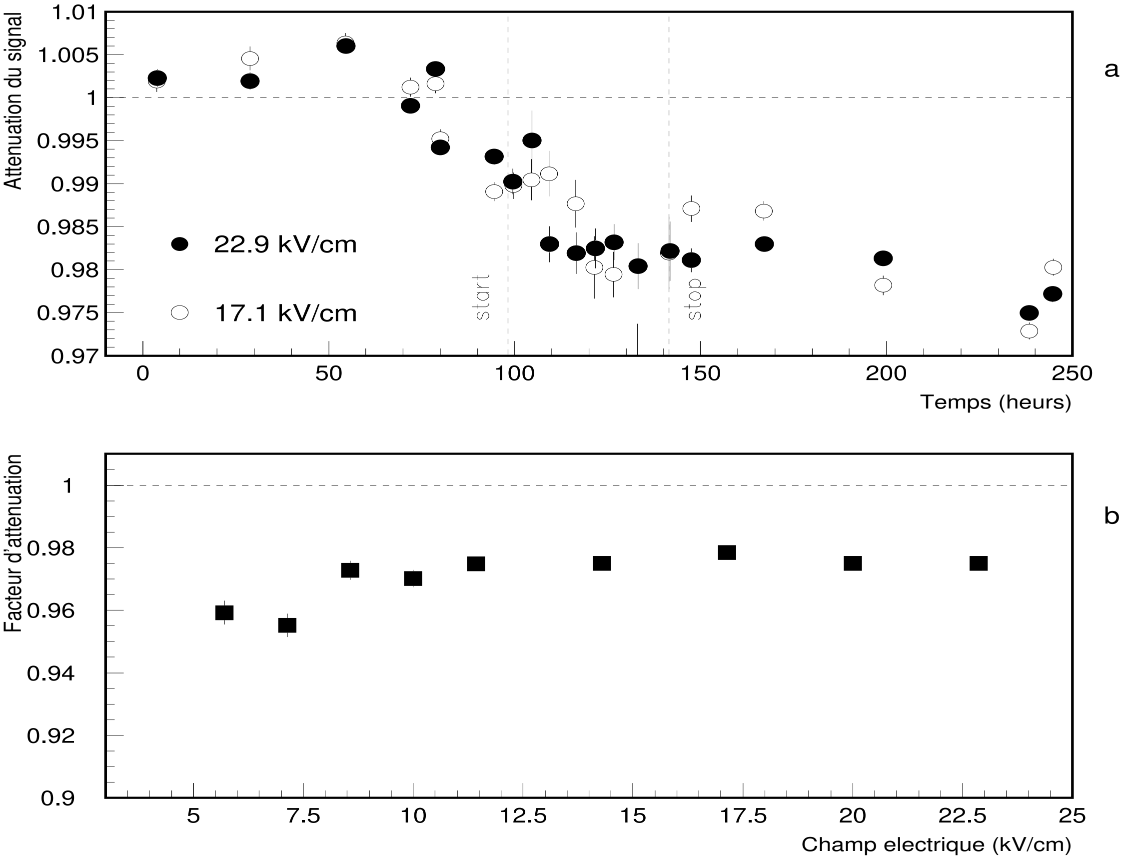

Figure 6.15: Résultats des relevés d'atténuation du signal en fonction du temps de mesure (heures) et du facteur d'atténuation en fonction du champ électrique (kV/cm) pour un échantillon du pré-échantillonneur.

6.4 Conclusion

Différents tests ont été effectués dans le but de sélectionner des matériaux ne détériorant pas la pureté de l'argon liquide.

L'atténuation du signal après l'irradiation du tissu de prepreg et du G10 est une preuve d'un dégagement d'impuretés par ces matériaux. Par contre le FR4 dégrade légérement le signal. Pour l'époxyde, nous avons remarqué que l'atténuation est nulle, ce qui confirme que ce matériau ne produit pas une pollution du liquide. Les résultats sont présentés dans les figures 6.16 et 6.17 (voir également Annexe A).

Des anaylses chromatographiques de l'argon liquide après irradiation du FR4, ont montré l'existence de 1 ppm d'oxygène et 5 ppm d'azote. Cela indique que cette contamination vient d'une fuite d'air durant l'expérience et non de la radiolise du FR4. De très faibles quantités de CO, H_2, CH_4 sont également mesurées. Après l'irradiation du prepreg, une quantité de 4% de chlore est trouvé dans l'argon. La forte pollution suite à ce test peut être due principalement aux halogènes. Ils sont de forts capteurs d'électrons. Le G10 ne contient aucun halogène, et pourtant une forte pollution est observée.

En parallèle à ces expériences, une étude des gaz résiduels issus de la combustion du FR4 a montré l'existence de quelques pourcents de HBr, HCN, HCl et SO_2. Les matériaux testés sont exempts d'halogènes et ne contiennent que peu ou pas de soufre ou de phosphore. L'époxyde et les résines polymères en général sont connus pour leur production sous irradiation d'hydrogène et de très faibles quantités d'oxygène. La composition chimique de la plupart des matériaux testés reste inconnue. La nature des impuretés reste aussi inconnue, sauf celle d'oxygène ou d'azote. Il existe des molécules autres que les halogènes, dont la constante de capture k_s est 1000 fois plus grande que celle de l'oxygène [47]. Une faible quantité (de l'ordre de ppb) de ces molécules peut produire une très forte pollution.

Il est évident que les effets des radiations sur les matéraiux sont très complexes. Un grand nombre de paramètres peuvent influencer les résultats; cette complexité est due, principalement, à la grande diversité des matériaux testés ainsi qu'à l'importance de la dose absorbée. Il est possible que les résultats obtenus pour différents objets fabriqués avec la même matière de base soient différents; ceci peut être expliqué par des compositions spécifiques différentes.

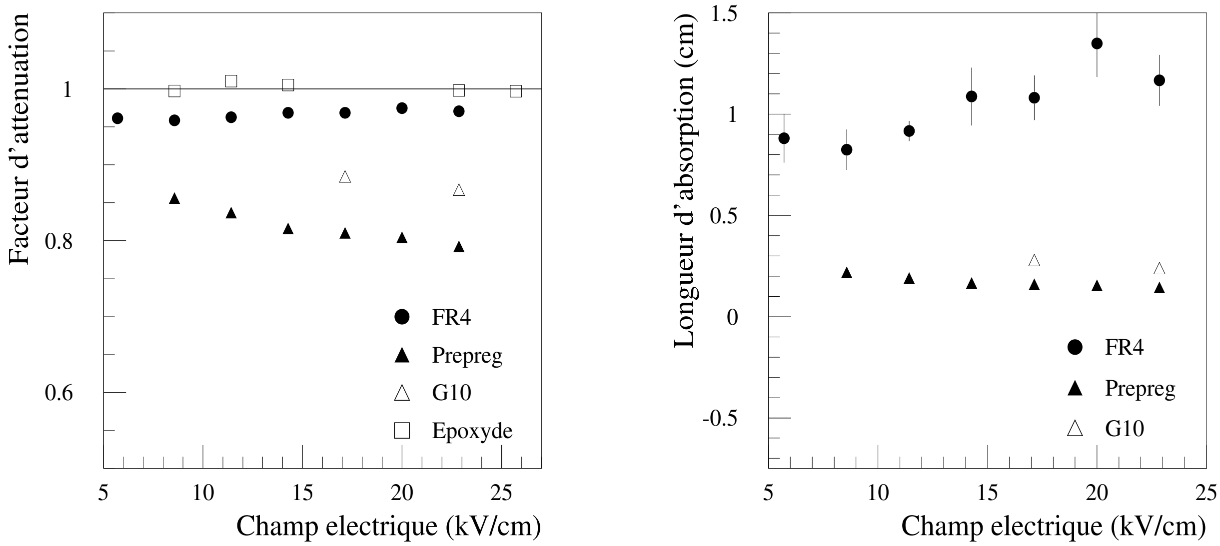

Figure 6.16: Facteurs d'atténuation et longueurs d'absorption pour le FR4, Prepreg, G10 et l'époxyde testés sous irradiations en 1996.

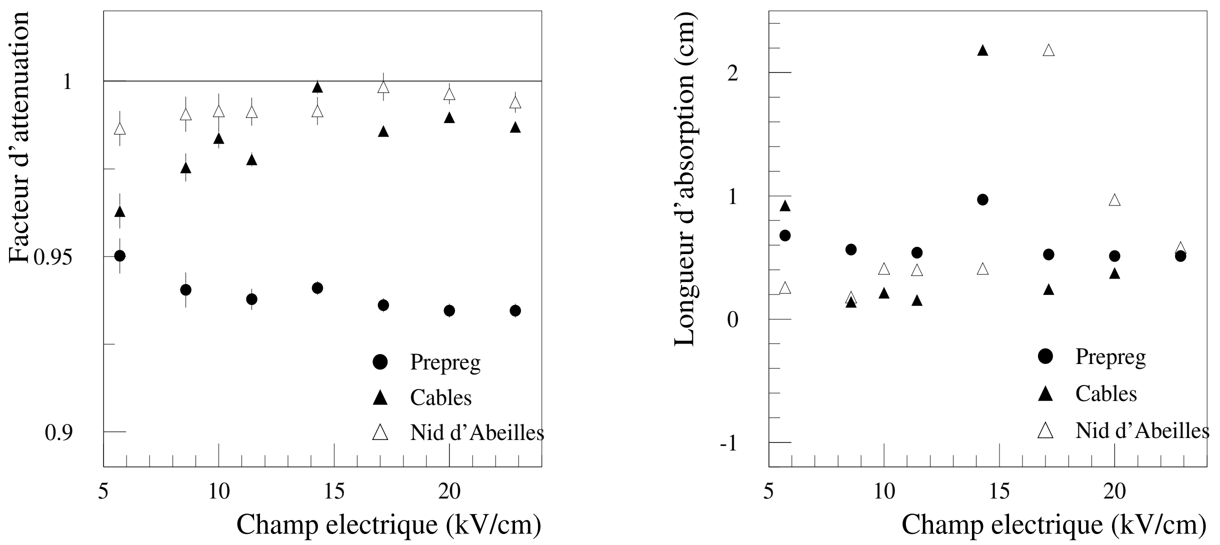

Figure 6.17: Facteurs d'atténuation et longueurs d'absorption pour le Prepreg, câbles et Nid d'abeilles testés sous irradiations en 1997.

Les polluants sont des atomes ou des molécules libérés de la surface de ces matériaux suite aux irradiations neutroniques. Le paramètre le plus important à considérer est le rapport de la surface de chaque matériau avec le volume de l'argon liquide que contient le calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS. Pour les échantillons irradiés auprès de SARA, ce rapport était parfois 20 fois plus grand que dans le cas d'ATLAS. La fluence d'irradiation et le rapport surface irradiée/volume d'argon déterminent la concentration des impuretés dans le détecteur.

Pour une bonne comparaison, le facteur d'atténuation du signal est évalué, pour tous les matériaux testés, aux mêmes valeurs du champ électrique attendues à ATLAS: de l'ordre de 10 kV/cm et aux mêmes fluences de l'ordre de 2.0 10^{14} neutrons/cm^2. Dans le tableau 6.5, sont données pour type de matériau testé, la fluence neutronique, les valeurs du facteur d'atténuation du signal (en %) à 10 kV/cm puis ces valeurs pour une fluence de 2. 10^{14} n/cm^2 prévue pour ATLAS au bout de 10 ans de fonctionnement. Dans la dernière colonne nous donnons le facteur d'augmentation.

Les résultats ainsi obtenus seront extrapolés à la situation du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Cela fera l'objet du prochain chapitre.

Matériau	Fluence ($n.cm^{-2}$)	Perte du signal		Facteur d'augmentation
		E=10kV/cm	E(10) & 2. 10^{14} n/cm^2	
FR4	1.6 10^{14}	4 %	4 %	11
Prepreg (29)	2.0 10^{14}	16 %	16 %	22
Cryostat vide	0.8 10^{14}	2 %	2 %	
G10	2.5 10^{14}	11 %	10 %	9.4
Epoxy	2.5 10^{14}	0 %	0 %	
Prepreg (15)	1.4 10^{14}	6 %	7 %	11.1
Câbles	2.4 10^{14}	1.5 %	1.5 %	1.4
Nid d'abeille	1.4 10^{14}	1 %	1 %	1.1
Connecteur	3.0 10^{14}	3 %	2 %	5
Cartes mères	1.8 10^{14}	2 %	2 %	21
Echantillon du pré-échantillonneur	2.3 10^{14}	3 %	3 %	3

Tableau 6.5: Résumé des résultats des tests d'irradiation.

Chapitre 7

Extrapolation des résultats au calorimètre électromagnétique

Dans ce chapitre, nous allons développer la méthode d'extrapolation des résultats des tests d'irradiation effectués auprès de SARA avec la cellule alpha, au calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS [60]. Cette extrapolation est faite en tenant compte de la différence du gap d'ionisation (2.1 mm d'argon liquide), de l'électronique associée au calorimètre et de la surface ou la longueur spécifique des matériaux présents dans le cryostat du calorimètre (voir le tableau 7.1).

Matériau	Dimensions spécifique dans SARA	Dimensions totale dans ATLAS	Dimensions spécifique dans ATLAS	Facteur d'augmentation
FR4	768 cm^2/l	310 m^2	68.8 cm^2/l	11
Prepreg (29 plaques)	742.4 cm^2/l	150 m^2	33.3 cm^2/l	22
Prepreg (15 plaques)	371.2 cm^2/l	150 m^2	33.3 cm^2/l	11.1
G10	768 cm^2/l	370 m^2	82 cm^2/l	9.4
Câbles	13 m/l	400 km	9 m/l	1.4
Nid d'abeilles	0.2 m^2/l	8400 m^2	0.18 m^2/l	1.1

Tableau 7.1: Comparaison entre les dimensions des matériaux testés à SARA et ceux d'ATLAS. Le volume d'argon liquide dans le tonnneau du calorimètre électromagnétique est de 45 m^3.

7.1 Méthode de calcul

7.1.1 Signal de la cellule alpha

Aux Chapitres 3 et 5, nous avons détaillé les procédures de la formation du signal alpha ainsi que le dispositif électronique associé à la cellule alpha. Un schéma simplifié est présenté dans la figure 7.1. Nous allons nous limiter ici à l'analyse du signal alpha dans les différents étages d'électronique.

Le courant impulsionnel produit à l'entrée du pré-amplificateur est déterminé par:

$$i(t) = i_0 H(t_d - t)\ e^{-t\frac{v_d}{\lambda}} \tag{7.1}$$

avec:

$$H(t_d - t) = \begin{cases} 1 & \text{si } 0 \leq t \leq t_d \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Où t$_d$ est le temps de dérive des électrons, v$_d$ est la vitesse de dérive, d est l'épaisseur de la cellule de détection et λ est la longueur d'absorption des électrons, le terme en exponentiel traduit l'atténuation du signal due à un piégeage des électrons par les impuretés électronégatives dans l'argon liquide. La tension d'entrée v$_{in}$(t) s'obtient par l'intégration suivante:

$$v_{in}(t) = \frac{1}{C_f}\int_0^t i(t)dt \tag{7.2}$$

ce qui donne:

$$v_{in}(t) = \begin{cases} \frac{Q.\lambda}{C_f.d}\ (1 - e^{-\frac{t.d}{t_d.\lambda}}) & \text{si } t < t_d \\ \frac{Q.\lambda}{C_f.d}\ (1 - e^{-\frac{d}{\lambda}}) & \text{si } t \geq t_d \end{cases} \tag{7.3}$$

avec Q = i$_0$.t$_d$

Dans le domaine des fréquences (s désigne la variable des transformées de Laplace):

- Le signal de la tension en entrée est donné par: $v_{in}(s) = L(v_{in}(t)) = \int_0^\infty v_{in}(t)\ e^{-st}\ dt = V_0\ \dfrac{1 - e^{-(s.t_d + \frac{d}{\lambda})}}{s(s.t_d + \frac{d}{\lambda})}$
avec V$_0$=$\frac{Q}{C_f}$.

- La fonction de transfert en amont du pré-amplificateur de charge est: $H_{pa}(s) = \dfrac{R_f}{1 + s.\tau_{pa}}$, τ_{pa} est le temps d'intégration du signal.
- La fonction de transfert du filtre CR-RC est: $H_{sh}(s) = \dfrac{s.\tau_{sh}}{(1 + s.\tau_{sh})^2}$ τ_{sh}=RC est sa constante de temps.

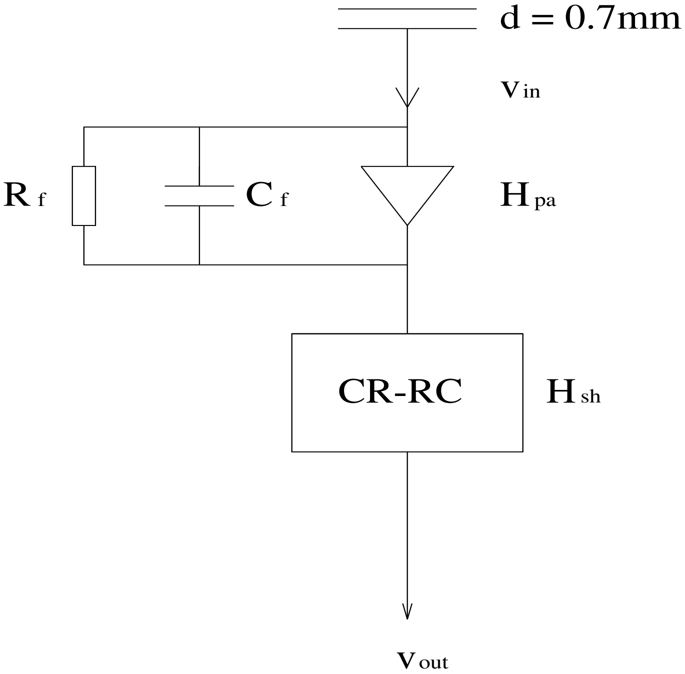

Figure 7.1: Schéma simplifié de l'électronique associée à la cellule alpha.

Le signal de tension à la sortie de la chaîne préamplificateur-filtre, est le produit du signal en entrée par les fonctions de transfert:

$$v_{out}(s) = v_{in}(s) \times H_{pa}(s) \times H_{sh}(s) \tag{7.4}$$

D'où l'on déduit la tension dans le domaine des temps réels, par transformation de Laplace inverse:

$$v_{out}(t) = L^{-1}(v_{in}(s) \times H_{pa}(s) \times H_{sh}(s)) \tag{7.5}$$

L'expression analytique de $v_{out}(t)$ est calculée à l'aide du programme Mathematica. La figure 7.2 présente la forme de signal en tension avec: d=0.7 mm, C_f=1 pF, R_f=50 MΩ, τ_{sh}=145 ns, t_d=150 ns (E=1 kV/mm), pour deux valeurs différentes de la longueur d'absorption.

L'amplitude maximale du signal v_{out}^{max} est proportionnelle au courant I_{max} et par conséquent à l'énergie déposée dans la cellule. Nous avons évalué le facteur d'atténuation du signal par le calcul du rapport des amplitudes maximales: $\mathrm{v}_{out}^{max}(\lambda)/\mathrm{v}_{out}^{max}(\lambda = \infty)$, d'où nous avons déduit que cette procedure de calcul est équivalente et avec une bonne précison à la relation simple:

$$\frac{v_{out}^{max}(\lambda)}{v_{out}^{max}(\lambda = \infty)} = \frac{\lambda}{d}\,(1 - e^{-\frac{d}{\lambda}}) \tag{7.6}$$

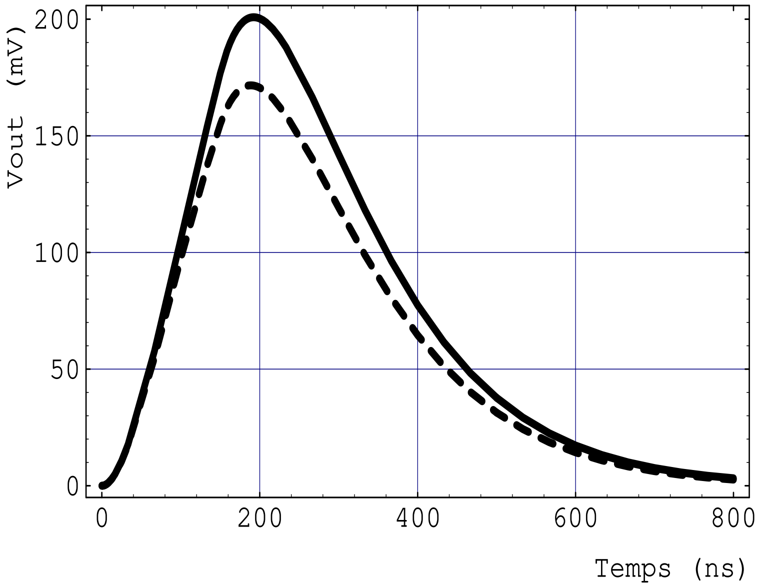

Figure 7.2: Forme du signal alpha à la sortie de la chaîne préamplificateur-filtre, pour $\lambda = \infty$ (l'argon liquide est pur, la courbe continue) et λ=2.18 mm (la courbe en pointillée).

Par la suite, la relation 7.6 sera utilisée pour calculer la longueur d'absorption pour une perte donnée du signal. Le tableau comparatif 7.2 montre que les résultats de ce calcul sont parfaitement compatibles avec les mesures expérimentales.

Matériau	Q/Q$_0$	$v_{out}^{max}(\lambda)/v_{out}^{max}(\lambda=\infty)$
FR4	0.963	0.962
Prepreg (29 plaques)	0.837	0.834
G10	0.900	0.898
Nid d'abeilles	0.992	0.991

Tableau 7.2: Comparaison des atténuations expérimentales et extrapolées du signal alpha pour quelques tests d'irradiations.

Afin d'extrapoler l'atténuation du signal mesurée avec la cellule alpha au cas du calorimètre électromagnétique, la longueur d'absorption λ est mesurée en fonction du champ électrique. La courbe est obtenue en mesurant le signal en fonction du champ électrique avant et après irradiation:

$$\frac{v_{out}^{apres}(E)}{v_{out}^{avant}(E)} = \frac{\lambda(E)}{d}\,(1 - e^{-\frac{d}{\lambda(E)}}) \tag{7.7}$$

L'exemple du test d'irradiation du FR4 couvert de prepreg est présenté la figure 7.3.

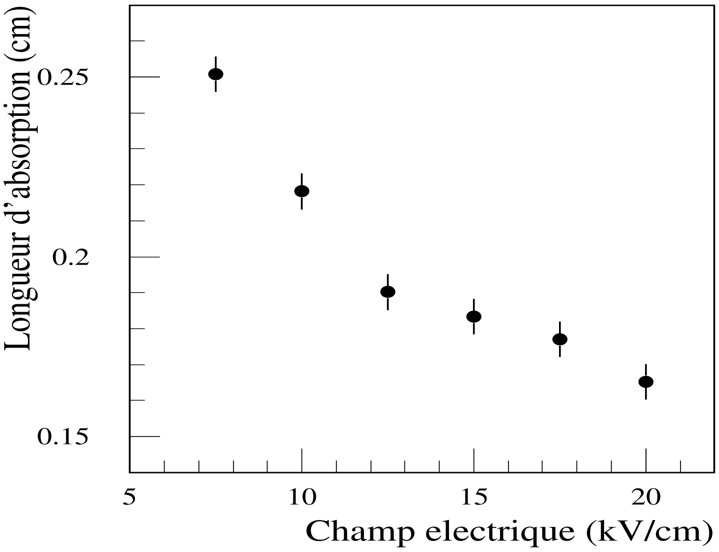

Figure 7.3: Longueur d'absorption en fonction du champ électrique pour le test d'irradiation du FR4 couvert en prepreg.

7.1.2 Extrapolation au signal du calorimètre électromagnétique

Pour une gerbe électromagnétique qui produit une charge d'ionisation dans l'argon liquide, le signal dans l'argon pollué est donné dans le domaine de variable s, par l'expression suivante:

$$v_{in}(s) = \frac{i_0.t_d}{s.t_d + \frac{g}{\lambda}} \left(1 + \frac{e^{-(s.t_d+\frac{g}{\lambda})} - 1}{s.t_d + \frac{g}{\lambda}}\right) \tag{7.8}$$

g est l'épaisseur de l'argon liquide (2.1 mm dans la partie tonneau du calorimètre). La partie analogique de l'électronique de lecture du calorimètre est schématisée dans la figure 7.4. Le signal est d'abord intégré avec une constante de temps τ_{0T} égale au produit de la capacité des cellules de détection et de l'impédance caractéristique des câbles. Le signal issu du pré-amplificateur de charge $v_{in} \times H_1$, passe ensuite par un formeur CR-RC^2, de fonction de transfert H_2. La fonction de transfert totale est:

$$H(s) = H_1(s) \times H_2(s) = \frac{R_f}{1 + s\tau_{0T}} \times \frac{s\tau_{sh}}{(1 + s\tau_{sh})^3} \tag{7.9}$$

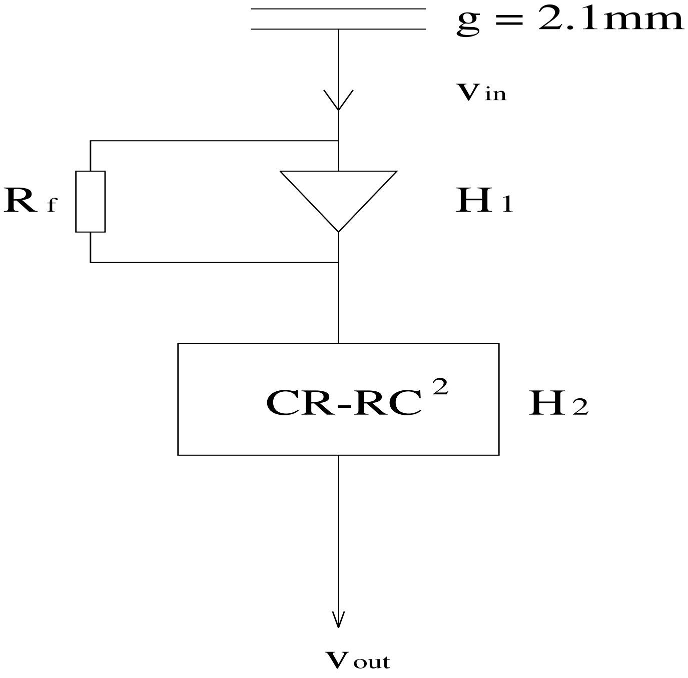

Figure 7.4: Schéma simplifié de l'électronique de lecture associée au calorimètre électromagnétique.

Le signal de tension à la sortie du filtre est:

$$v_{out}(t) = L^{-1}(v_{out}(s)) = L^{-1}(v_{in}(s).H(s)) \tag{7.10}$$

Ce calcul est également effectué en utilisant le programme Mathematica. Deux exemples sont présentés dans la figure 7.5 dans le cas où $\lambda = \infty$ et $\lambda = 2.18$ mm. A part la différence entre le maximum des deux courbes, nous remarquons que le signal pollué a un temps de montée t_p qui est légèrement plus court.

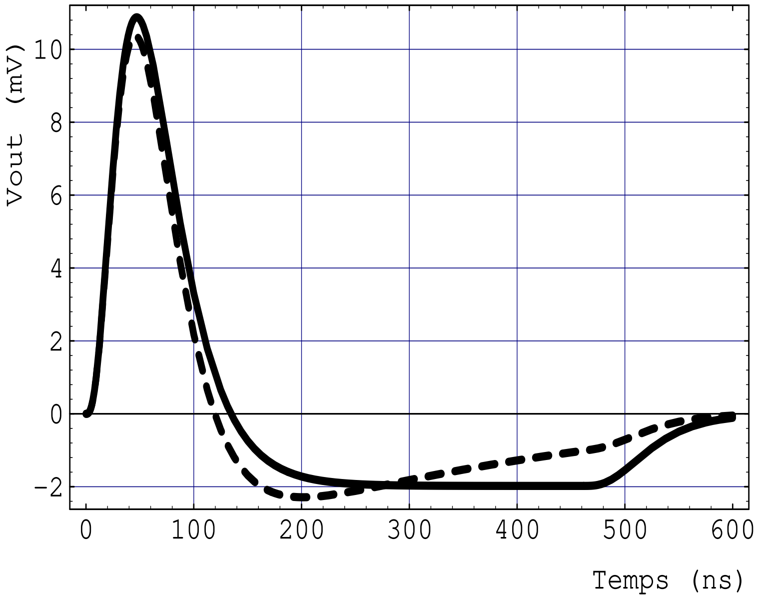

Figure 7.5: Forme du signal à la sortie du filtre pour λ=∞ (la courbe continue) et λ=2.18 mm (la courbe en pointillée).

La perte du signal extrapolée au calorimètre résulte du calcul du rapport $v_{out}^{max}(\lambda(1\text{kV/mm}))/v_{out}^{max}(\lambda = \infty)$ avec les paramètres correspondant à la configuration du calorimètre: g=2.1 mm, τ_{0T}=22 ns (440 pF, 50 Ω), τ_{sh}=16 ns, t_d=460 ns, E=1 kV/mm. Nous notons la longueur d'absorption donnée dans l'equation 7.8 par λ_{calo}, avec:

$$\lambda_{calo} = \lambda_{alpha}(1kV/mm) \times K \tag{7.11}$$

K est le facteur d'augmentation (voir le tableau 7.1). Pour le test du Prepreg (29 plaques), l'atténuation du signal du calorimètre est 0.26% alors qu'elle est de 16% à 1 kV/mm pour la cellule alpha. Il faut noter que cette approche n'est valable que dans le cas où il n'y a pas d'autres sources de pollution dans le cryostat du calorimètre. Il faut également tenir compte du facteur d'augmentation; dans le test d'irradiation du Prepreg, ce facteur était 22 fois plus important que celui du calorimètre électromagnétique, ainsi λ_{calo}=42 mm. La figure 7.6 présente le facteur d'atténutaion en fonction de la longueur d'absorption pour la cellule alpha et le calorimètre électromagnétique.

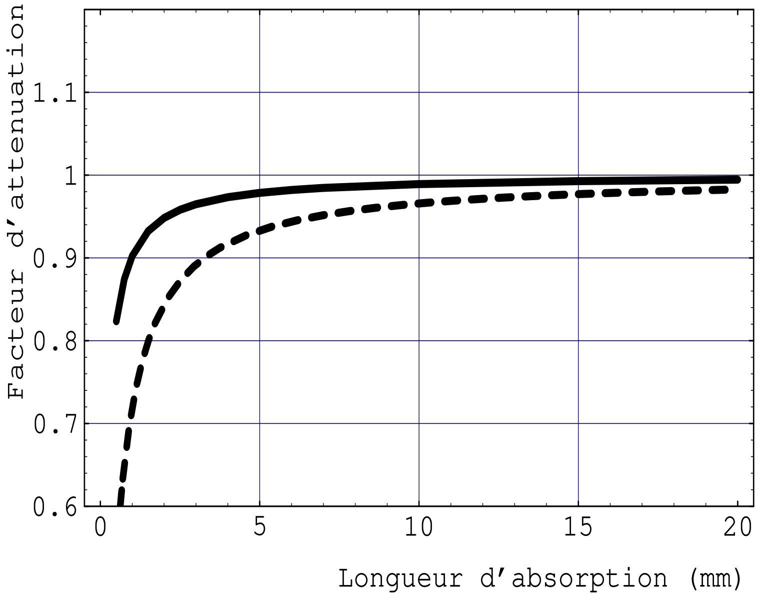

Figure 7.6: Facteur d'atténuation du signal en fonction de la longueur d'absorption avec t_d=460(150) ns, τ_{0T}=22 ns, τ_{sh}=16(145) ns, g=2.1 mm (d=0.7 mm) pour le calorimètre électromagnétique, la courbe continue (la cellule alpha, la courbe en pointillée).

Matériau	λ_{alpha} (mm)	Perte du signal (alpha) (%)	λ_{calo} (mm)	Perte du signal (calorimètre) (%)
FR4	8.5	4	93.5	0.11
Prepreg (29 plaques)	1.9	16	41.8	0.26
Prepreg (15 plaques)	5.5	7	61	0.18
G10	3.5	10	33	0.33
Câbles	21.4	1.5	30	0.35
Nid d'abeilles	40.9	1	45	0.25

Tableau 7.3: Longueurs d'absorption et atténuations du signal pour la cellule alpha et pour le calorimètre électromagnétique, à 1 kV/mm.

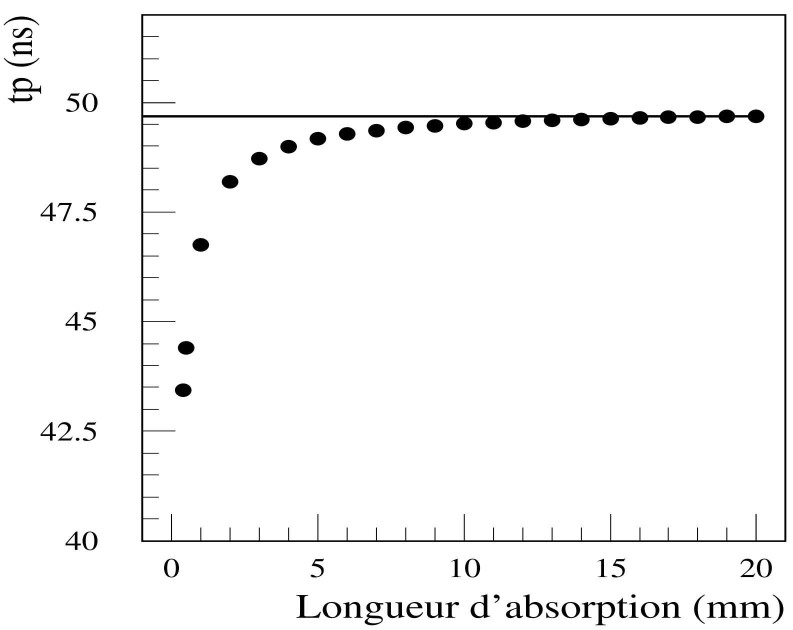

Figure 7.7: Temps de montée (0-100%) t_p du signal du calorimètre électromagnétique en fonction de la longueur d'absorption. t_d=460 ns, τ_{0T}=22 ns, τ_{sh}=16 ns, g=2.1 mm.

7.2 Conclusion

Les tests d'irradiations auprès de SARA avec une cellule alpha et la méthode d'extrapolation ont permis d'évaluer le niveau de pollution dans le calorimètre électromagnétique, après dix ans de fonctionnement auprès du LHC.

La forme du signal alpha est bien déterminée; le maximum du signal en tension v_{out}^{max} est proportionnel à la charge collectée dans la cellule. L'expression 7.6 peut être utilisée pour déduire la longueur d'absorption d'un liquide pollué en fonction du champ électrique. Nous avons calculé la forme et le facteur d'atténuation (Figure 7.5) du calorimètre électromagnétique, connaissant λ à partir des mesures expérimentales avec la cellule alpha à E=1 kV/mm. Nous avons noté que l'effet dû à l'irradiation du FR4/Prepreg sur le signal du calorimètre peut être négligé (0.12%). Le tableau 7.4 résume les résultats de l'extrapolation avec g= 2.1 mm, τ_{sh}= 13 ns, t_d= 460ns (E= 1kV/mm). La somme de l'ensemble des effets de pollution et d'attenuation qui en découlent dans ATLAS nous permet de prévoir un effet de pollution dans ATLAS au bout de 10 ans de fonctionnement à la luminosité maximale inférieur à 1.5%.

L'atténuation du signal due à ce niveau de pollution n'aura aucun effet sur les performances du détecteur ATLAS.

Materiau	Perte du signal (%)
FR4	0.11
Prepreg (29 plaques)	0.26
Prepreg (15 plaques)	0.18
G10	0.33
Câbles	0.35
Nid d'abeilles	0.25
Connecteur	0.13
Cartes mères	0.03

Tableau 7.4: Perte du signal attendue du calorimètre du détecteur ATLAS, introduite par une seule source de pollution.

Chapitre 8

Conclusion

La recherche du boson de Higgs au LHC sera basée sur la détection de ses canaux de désintégration photoniques et leptoniques. Puisque les sections efficaces de production de ces processus sont faibles, le LHC fonctionnera à une haute luminosité de 10^{34} cm^{-2}s^{-1} et à une fréquence de croisement de 40 MHz créant ainsi un environnement assez exigeant pour l'expérience ATLAS placée auprès du LHC: niveau de radiation élevé et bruit d'empilement. L'expérience ATLAS devra posséder un calorimètre électromagnétique adapté à la physique attendue en tenant compte de ces contraintes.

Le travail de recherche présenté dans ce rapport s'est déroulé en collaboration avec l'Institut des Sciences Nucléaires (ISN) de Grenoble et l'Institut Royale de Technologie (KTH) à Stockholm. Le Laboratoire de Physique Nucléaire et de Physique des Particules à Casablanca a pris une part active dans la construction, les tests de réception et les tests en irradiation neutronique des matériaux du calorimètre électromagnétique et du pré-échantillonneur. Les performances de ces deux détecteurs ont pu être estimées, testées et vérifiées.

L'objectif des tests de réception pour le pré-échantillonneur est de réaliser un détecteur fiable. Un prototype d'un module du pré-échantillonneur a pu être réalisé pour être testé au CERN en faisceau en Novembre 1997. Ce prototype se compose de 2000 électrodes délivrées par différentes compagnies. Les tests de réception nous ont permis de sélectionner les compagnies qui répondent aux bons critères de production et de coût. La production des 90 000 électrodes composant les 64 secteurs du pré-échantillonneur d'ATLAS, a commencé et le premier secteur devrait être prêt en Octobre 1999. Toutefois, les premiers tests nous montrent que les techniques de mesures géométriques et l'ensemble de l'électronique du banc de test sont satisfaisants, beaucoup de travail reste à faire pour mesurer, assembler et tester les 512 modules du pré-échantillonneur avant 2003.

Pour les tests d'irradiation, le but est la réalisation d'un détecteur résistant aux radiations. L'utilisation d'un calorimètre à argon liquide (liquide noble) permet de diminuer la dégradation du milieu de détection par les radiations et rend le détecteur suffisamment rapide pour fonctionner dans l'environnement du LHC. Dans le détecteur ATLAS, la fluence de neutrons à laquelle les éléments du calorimètre électromagnétique seront exposés dépendra du temps et de leur emplacement. La fluence attendue dans ATLAS est de l'ordre de 10^{14} neutrons/cm^2 après dix années de fonctionnement. Ainsi il était primordial d'étudier les effets des neutrons sur les éléments du détecteur ATLAS et de permettre une sélection optimale des composants électroniques et mécaniques. La nécessité de cette étude a été retenue par l'ensemble de la collaboration ATLAS, ce qui a conduit à la construction d'une station d'irradiation neutronique auprès du système d'accélérateurs Rhônes-Alpes (SARA) à Grenoble.

Nous avons caractérisé complètement cette station par la détermination de la distribution angulaire du flux ainsi que sa fluence équivalente à 1 MeV pour le Si et GaAs. La fluence neutron a été mesurée par la méthode de temps de vol (T.O.F) associé à un module de PSD et par activation du Nickel-58 (^{58}Ni), le flux mesuré à 0° est de 5.45 10^7 (± 15%) neutrons $(\mathrm{nA})^{-1}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{Sr}^{-1}$. Cette station permet d'obtenir en une journée une fluence neutronique de l'ordre de 10^{14} neutrons/cm^2 équivalente à la fluence qui sera atteinte au bout 10 années de fonctionnement du LHC. Cette station d'irradiation présente plusieurs avantages par rapport aux réacteurs:

- Le taux de contamination γ est faible, il est de l'ordre de 20%.
- Le taux de neutrons thermiques est très faible ce qui limite le taux d'activation des matériaux.
- On peut irradier des pièces mécaniques ou des composants opto-électroniques de grande dimension.

Cette station d'irradiation a permis d'obtenir de bons résultats puisque ces matériaux ont été soumis à des fluences neutroniques équivalentes à celles attendues dans ATLAS. Leurs dimensions spécifiques étaient, dans la plus part des cas, plus grandes que dans le cas d'ATLAS. Les mesures de pollution et d'endommagement des matériaux peuvent être réalisées à la température ambiante et à la température de l'Argon liquide (85°K). Le moniteur de pureté de l'argon liquide est une chambre d'ionisation constituée d'une anode et d'une cathode séparées par un gap d'argon liquide de 0.7 mm. Une source alpha d'Americium-214 (^{241}Am) est disposée sur la cathode et immergée dans un cryostat à argon liquide avec l'échantillon à tester. L'efficacité de collection des charges est dégradée quand le matériau irradié produit des impuretés électronégatives dans l'argon liquide. L'analyse des données nous a montré que le facteur d'atténuation du signal varie de 0%

à 16%. Ce facteur augmentait avec la fluence de neutrons et les dimensions spécifiques des échantillons testés. Nous avons pu montrer également que le facteur d'atténuation du signal et la longueur d'absorption dépendent fortement du type de matériau irradié et de sa composition chimique. Dans le cas d'ATLAS, l'optimisation de la dégradation du signal du calorimètre électromagnétique a été réalisée grâce à ces résultats et en tenant compte des dimensions spécifiques des matériaux adoptées pour ATLAS et de la chaîne d'électronique de lecture associée. L'effet de pollution dans ATLAS après dix ans de fonctionnement à haute luminosité est prévu d'être inférieure à 1.5%.

En conclusion, les tests d'irradiation, la réalisation du module 0 et les améliorations apportées pour la production finale des électrodes permettent d'envisager la construction du pré-échantillonneur avec des performances répondant au cahier de charges d'ATLAS.

Bibliographie

[1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22(1961)579.

[2] A. Salam, Elementary particle theory, édité par N. Svastholm (Almquist et Wiksell, Stockholm, 1968).

[3] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett 19(1967)1264.

[4] P. Lefèvre, T. Peterson et le Groupe d'étude LHC, LHC Conceptual Design, CERN-AC 95-05 (LHC) 1995.

[5] G. Brianti. The Large Hadron Collider (LHC) in the LEP tunnel; proceedings of ECFA/LHC workshop, Aachen Vol. 1-40 4-9.10.1990.

[6] P. Jenni. Physics Prospects at LHC-CERN, la Thuile 11.03.1994.

[7] I. Hinchliffe and J. Womersley. LBNL-38997.

[8] M.E. Leon Florian, H. Schonbacher, M. Tavlet. CERN-LAA/RA/92-006. 15 April 1992.

[9] ATLAS collaboration. ATLAS Technical Proposal. CERN/LHCC/94-43 LHCC/P2, 1994.

[10] ATLAS collaboration. ATLAS Inner Detector Technical Design Report. CERN/LHCC/97-16, ATLAS TDR 4, Volume 1-2, 30 April 1997.

[11] ATLAS collaboration. ATLAS Technical Design Report, Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report. CERN/LHCC/96-41, (1996).

[12] ATLAS collaboration. ATLAS Calorimeter Performance. CERN/LHCC/96-40, ATLAS TDR 1. 15 December 1996.

[13] ATLAS collaboration. ATLAS Technical Design Report, Tile Calorimeter Technical Design Report. CERN/LHCC/96-42, (1996).

[14] V.A.J. Van Lit. Nucl.Instr and Methods A288,(1990)54.

[15] D. Hagedorn, H. Gerstenberg, H. Schonbacher. CERN AT/95-29 (MA). LHC Note 343 (1995).

[16] T. Mouthuy. ATLAS Internal Note INDET-No-28, (1993).

[17] A. Ferrari et al. Radiation calculations for the ATLAS detector and experimental hall.

[18] A. Ferrari et al. RD3 Note-No-22, (1991).

[19] Technical training seminar 30.3-2.4.1993. 2ème partie: Effets des radiations sur les matériaux.

[20] M. Tavlet. TIS-CFM/96-12/pp. 27 Septembre 1996.

[21] H. Schonbacher et al. CERN 96-05. 4 July 1996.

[22] L.W. Alvarez, LRL Group A. Physics Note 692 (26/11/1968) et S.E. Derenzo et al. Nat.Acc.Lab.Summer Study Report Arpen (1969).

[23] Robert C.Weast, editor. Handbook of Chemistry and Physics. CRC Press, INC., 58TH Edition, 1977,78.

[24] W. E. Cleland, E. G. Stern. NIMA, 1994.

[25] Akhmadaliev, S et al. (ATLAS Collaboration, Liquid Argon).
Results from a new combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter. Soumis à Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.

[26] G. Kolachev, EN End-Cap Presampler. Status Report. ATLAS Internal Note LARG-NO-101 (1998).

[27] H. Chakir et al. ATLAS Internal Note LARG-NO-98-100 2 February 1998.

[28] A. Belymam, C. Clément, A. Hoummada, B. Lund-Jensen.
Tests of the presampler electrodes for module 0, sera publié prochainement dans une note ATLAS.

[29] Christophe Clément. Teknologie licentiat KTH, Stockholm 1998.

[30] J. Alarja, Thesis 1988, Université Joseph Fourier de Grenoble- ISN 88.81

[31] K.H. Maier and J. Nitschke, Nucl. Instr. and Meth., 59 (1968) 227.

[32] J. Collot, P. de Saintignon, A. Hoummada, G. Mahout, D. Marchand, F. Merchez, E. León Florián, C. Leroy, Ph. Jean, B. Merkel, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., A350 (1994) 525-529.

[33] R.A. Cecil, B.D. Anderson and R. Madey, Nucl. Instr. and Meth., 161 (1979) 439.

[34] M.J. Saltmarsh, C.A. Ludemann, C.B. Fulmer and R.C. Styles, Nucl. Instr. and Meth., 145 (1977) 81.

[35] A.I. Namenson, E.A. Wolicki, G.C. Messenger, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-29, (1982) 1018.

[36] A.M. Ougouag, J.G. Williams, M.B. Danjaji, S.Y. Yang and J.L. Meason, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-37 (1990) 2219.

[37] G. Messenger and M. Ash, The effects of radiation on electronic systems (Von Nostrand Reinhold, New York, 1986), ISBN 0-442-25417-2.

[38] A. Belymam, A. Hoummada, J. Collot, P. de Saintignon, G. Mahout, B. Merkel. Measurements of the neutron yield and the neutron energy distribution from the ^{9}Be(d,n)^{10}B reaction on a thick Be target at an incident deuteron energy of 20.2 MeV. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., B134 (1998) 217-223.

[39] Courrier du CERN, 38(April 1998)13.

[40] H. Schonbacher, M. CERN 98-12, Technical Inspection and Safety Commision, 31 December 1989.

[41] M.L. Andrieux, A. Belymam, J. Collot, P. de Saintignon, A. Ferrari, J-Y. Hostachy, A. Hoummada, Ph. Martin, B. Merkel, P.M. Puzo, D. Sauvage, M. Wielers. Pollution of liquid argon after neutron irradiation measured at SARA: summary of raw data . ATLAS Internal Note. ATL-LARG-98-105 . (ATL-COM-LARG-98-005). 23 October 1998.

[42] J.F. Muraz, Etude comparative des produits: FR4, FR5, G10, G11. 2 Avril 1996.

[43] G. Jaffe, Ann. Phys. 42 (1913) 303.

[44] H.A. Kramers, Physica 18 (1952) 665.

[45] L. Onsager, Phys. Rev. 54 (1938) 554.

[46] J. Thomas et D.A. Imel, Phys. Rev. A36 (1987) 614.

[47] G. Bakale et al., J. Phys. Chem. Vol. 80, 23 (1976) 2556.

[48] F. Holldorfer, Diplomarbeit, Mainz (1997).

[49] E. Shibamura et al., Nucl. Instr. and Meth. 131 (1975) 249.

[50] W. Hofmann et al., Nucl. Instr. and Meth. A135 (1976) 151.

[51] A.S. Barabash et al., Nucl. Instr. and Meth. A234 (1985) 451.

[52] V. Vuillemin et al., Nucl. Instr. and Meth. A316 (1992) 71.

[53] L.S. Miller et al., Phys. Rev. Vol. 166, No 3, 15 February 1968.

[54] S.D. Biller et al., Nucl. Instr. and Meth. A276 (1989) 144.

[55] G. Carugno et al., Nucl. Instr. and Meth. A292 (1990) 580.

[56] D.W. Swan., Proc. Phys. Soc. 1963, Vol. 82.

[57] D.F. Anderson and D.C. Lamb., Nucl. Instr. and Meth. A265 (1988) 440.

[58] D.C. Rahm., Nucl. Instr. and Meth. A316 (1992) 67.

[59] K. Hummer, H. Schonbacher, B. Szeless, M. Tavlet, H.W. Weber. CERN AT/95-24 (MA). LHC Note 348 (1995).

[60] A. Belymam, J. Collot, Ph. Martin.
Signal loss extrapolation from pollution measurements done at SARA using an alpha cell to the case of the barrel EM calorimeter. ATLAS Internal Note. ATL-LARG-96-056 . (ATL-A-PN-56) 05 December 1996.

Annexe A

Résultats détaillés de la pollution de l'argon liquide

E (kV/cm)	Q_0	Q	Q/Q_0	λ (cm)
	LAr (%)	LAr+3.4 ppm O_2		
5.71	0.370±0.0019	0.312±0.0025	0.843±0.008	0.198±0.012
7.14	0.420±0.002	0.378±0.0021	0.90±0.007	0.326±0.024
8.57	0.472±0.0018	0.425±0.0019	0.90±0.005	0.326±0.017
10.0	0.523±0.0018	0.477±0.0018	0.912±0.005	0.374±0.023
11.43	0.567±0.0017	0.522±0.0018	0.921±0.004	0.419±0.023
12.86	0.609±0.0017	0.569±0.0017	0.934±0.004	0.506±0.032
14.29	0.650±0.0017	0.613±0.0017	0.943±0.004	0.591±0.040
15.71	0.692±0.0016	0.655±0.0017	0.946±0.003	0.625±0.036
17.14	0.738±0.0016	0.695±0.0017	0.942±0.003	0.579±0.030

Tableau A.1: Résumé des mesures de charges relatives Q_0 (l'argon liquide est pur), Q (3.4 ppm d'oxygène dans l'argon), facteur d'atténuation du signal Q/Q_0 et la longueur d'absorption λ (cm), en fonction du champ électrique E.

E (kV/cm)	Q_0	Q	Q/Q_0	λ (cm)
	LAr (%)	LAr+6.8 ppm O_2		
7.14	0.420±0.002	0.332±0.0021	0790±0.006	0.142±0.005
8.57	0.472±0.0018	0.378±0.0019	0.820±0.005	0.170±0.005
10.0	0.523±0.0018	0.441±0.0020	0.374±0.005	0.198±0.007
11.43	0.567±0.0017	0.492±0.0018	0.867±0.004	0.239 ±0.008
12.86	0.609±0.0017	0.537 ±0.0018	0.882±0.004	0.273±0.01
14.29	0.650±0.0017	0.581±.0020	0.894±0.004	0.306±0.012
15.71	0.692±0.0016	0.621±.0019	0.897±0.003	0.361±0.01
17.14	0.738±0.0016	0.659±.0018	0.579±0.003	0.303±0.009

Tableau A.2: Résumé des mesures de charges relatives Q_0 (l'argon liquide est pur), Q (6.8 ppm d'oxygène dans l'argon), facteur d'atténuation du signal Q/Q_0 et la longueur d'absorption λ (cm), en fonction du champ électrique E.

E (kV/cm)	Q_0	Q	Q/Q_0	λ (cm)
	LAr (%)	LAr+100 ppm N_2		
5.71	0.377±0.0026	0.3216±0.0023	0.8535±0.0099	0.215±0.016
8.57	0.480±0.0019	0.4158±0.0017	0.8659±0.0057	0.237±0.011
11.43	0.573±0.0017	0.5011±0.0016	0.8745±0.0044	0.255±0.01
14.29	0.665±0.0016	0.5782±0.0015	0.8695±0.0036	0.244±0.007
17.14	0.7457±.0016	0.6439±0.0014	0.8635±0.0031	0.233±0.006
20.00	0.8256±.0016	0.7079±0.0014	0.8574±0.0028	0.222±0.005
22.86	0.9006±.0016	0.7719±0.0014	0.8571±0.0026	0.222±0.005

Tableau A.3: Résumé des mesures de charges relatives Q_0 (l'argon liquide est pur), Q (100 ppm d'azote dans l'argon), facteur d'atténuation du signal Q/Q_0 et la longueur d'absorption λ (cm), en fonction du champ électrique E.

E (kV/cm)	Q_0	Q	Q/Q_0	λ (cm)
	LAr (%)	LAr+200 ppm N_2		
5.71	0.377±0.0026	0.3007±0.0036	0.7980±0.0138	0.149±0.012
8.57	0.480±0.0019	0.3919±0.0017	0.8161±0.0058	0.166±0.006
11.43	0.573±0.0017	0.4701±0.0016	0.8204±0.0045	0.17±0.005
14.29	0.665±0.0016	0.5389±0.0015	0.8104±0.0037	0.16±0.004
17.14	0.7457±.0016	0.6049±0.0015	0.8112±0.0033	0.161±0.004
20.00	0.8256±.0016	0.6637±0.0015	0.8039±0.0030	0.154±0.003
22.86	0.9006±.0016	0.7232±0.0015	0.8030±0.0027	0.153±0.003

Tableau A.4: Résumé des mesures de charges relatives Q_0 (l'argon liquide est pur), Q (200 ppm d'azote dans l'argon), facteur d'atténuation du signal Q/Q_0 et la longueur d'absorption λ (cm), en fonction du champ électrique E.

E (kV/cm)	Q_0	Q	Q/Q_0	λ (cm)
	LAr (%)	LAr+300 ppm N_2		
8.57	0.480±0.0019	0.3775±0.0018	0.78±0.0062	0.139±0.005
11.43	0.573±0.0017	0.4545±0.0016	0.7932±0.0046	0.145±0.004
14.29	0.665±0.0016	0.5205±0.0015	0.7827±0.0038	0.137±0.004
17.14	0.7457±.0016	0.5853±0.0014	0.7849±0.0032	0.139±0.003
20.00	0.8256±.0016	0.64±0.0014	0.7752±0.0029	0.131±0.003
22.86	0.9006±.0016	0.6926±0.0014	0.7690±0.0027	0.127±0.003

Tableau A.5: Résumé des mesures de charges relatives Q_0 (l'argon liquide est pur), Q (300 ppm d'azote dans l'argon), facteur d'atténuation du signal Q/Q_0 et la longueur d'absorption λ (cm), en fonction du champ électrique E.

E (kV/cm)	Q_0	Q	Q/Q_0	λ (cm)
	LAr (%)	LAr+400 ppm N_2		
4.29	0.328±0.001			
5.71	0.386±0.001	0.296±0.001	0.767±0.0044	0.126±0.003
7.14	0.443±0.001			
8.57	0.500±0.001	0.374±0.001	0.748±0.0033	0.114±0.003
10.0	0.551±0.001			
11.43	0.601±0.001	0.442±0.0009	0.735±0.0026	0.108±0.002
12.86	0.648±0.001			
14.29	0.697±0.001	0.505±0.0008	0.724±0.0021	0.102±0.002
15.71	0.741±0.001			
17.14	0.783±0.001	0.56±0.0007	0.715±0.0017	0.098±0.001
18.57	0.825±0.001			
20.00	0.866±0.001	0.612±0.0008	0.708±0.0017	0.095±0.001
21.43	0.898±0.001			

Tableau A.6: Résumé des mesures de charges relatives Q_0 (l'argon liquide est pur), Q (400 ppm d'azote dans l'argon), facteur d'atténuation du signal Q/Q_0 et la longueur d'absorption λ (cm), en fonction du champ électrique E.

E (kV/cm)	Q_0	Q	Q/Q_0	λ (cm)
	LAr (%)	irradiation du prepreg		
8.57	0.4116±0.0013	0.3524±0.0014	0.8562±0.0060	0.2508±0.005
11.43	0.5080±0.0013	0.4253±0.0012	0.8372±0.0032	0.2182±0.005
14.29	0.5951±0.0011	0.4858±0.0012	0.8163±0.0027	0.1902±0.005
17.14	0.6752±0.0011	0.5471±0.0012	0.8103±0.0022	0.1833±0.005
20.00	0.7482±0.0011	0.6019±0.0011	0.8045±0.0019	0.1770±0.005
22.86	0.8229±0.0011	0.6522±0.0011	0.7926±0.0017	0.1652±0.005

Tableau A.7: Résumé des mesures de charges relatives Q_0 (l'argon liquide est pur), Q (après irradiation de 29 plaques de prepreg immergé dans l'argon), facteur d'atténuation du signal Q/Q_0 et la longueur d'absorption λ (cm), en fonction du champ électrique E.

E (kV/cm)	Q_0	Q	Q/Q_0
	LAr (%)	irradiation de l'époxyde	
8.57	0.4661±0.0018	0.4648±0.0014	0.997±.005
11.43	0.5583±0.0017	0.5640±0.0011	1.010±.003
14.29	0.6462±0.0015	0.6494±0.0011	1.0105±.003
22.86	0.8806±0.0015	0.8788±0.0011	0.998±.0025
25.71	0.9502±0.0012	0.9474±0.0017	0.997±.0015

Tableau A.8: Résumé des mesures de charges relatives Q_0 (l'argon liquide est pur), Q (après irradiation de l'époxyde immergé dans l'argon), facteur d'atténuation du signal Q/Q_0 et la longueur d'absorption λ (cm), en fonction du champ électrique E.