

Université de Paris 7 - Denis Diderot  
UFR de Physique

MÉMOIRE  
*présenté par*

**Antoine Kouchner**

*pour l'obtention de l'*

HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

**ANTARES : ETALONNAGE DE L'ELECTRONIQUE FRONTALE,  
ETUDE DE MUONS ATMOSPHERIQUES ET RECHERCHE DE  
NEUTRINOS COSMIQUES**

*soutenue le 14 janvier 2010, devant le jury composé de*

M	Ph. Schwemling	<i>président et rapporteur</i>
Mme	U. Bassler	<i>examinatrice</i>
M	P. Coyle	<i>examineur</i>
M	E. Kajfasz	<i>rapporteur</i>
M	F. Montanet	<i>rapporteur</i>



# Remerciements

Les résultats des travaux présentés dans ce manuscrit sont le fruit d'un travail d'équipe et non celui d'un seul individu. Je suis sincèrement reconnaissant aux personnes citées ci-dessous, car ce sont elles qui font toute la richesse du travail de recherche que nous accomplissons ensemble.

Tout d'abord je souhaite remercier Corinne Donzaud : la deuxième partie de ce manuscrit est l'exposé du travail que nous avons réalisé ensemble. Au-delà de cela, je voudrais la remercier d'avoir osé rejoindre l'APC. La collaboration de Corinne m'est essentielle et ses jugements me sont précieux. Je suis fier du bout chemin que nous avons parcouru ensemble et heureux de penser que ce n'est pas terminé.

Je remercie également les autres membres du groupe Antares de l'APC, de passage ou toujours présents, qui ont tous, à leur façon, contribué à créer une ambiance de travail active et chaleureuse : Bruny Baret, Claire Picq, Julien Aublin et bien sûr Véronique Van Elewyck.

Je garde un souvenir très heureux des années passées au CEA/Saclay et je suis particulièrement reconnaissant à Sotiris Loucatos et Bertrand Vallage de leurs enseignements, ainsi que d'avoir su maintenir intactes nos relations de travail.

Je souhaite remercier également tous les membres de la collaboration Antares qui participent à faire de cette expérience inédite une aventure scientifique enthousiasmante. Je pense plus particulièrement aux membres du groupe de Marseille, trop nombreux pour être tous cités, que je remercie du soutien qu'ils ont manifesté lors de la création du groupe Antares à l'APC.

Je remercie naturellement la direction du laboratoire APC, et plus particulièrement Pierre Binétruy pour avoir réussi à faire de ce laboratoire un environnement de travail agréable et stimulant. Je suis reconnaissant à Pierre et à Etienne Parizot, responsable du groupe d'Astrophysique de haute énergie, du soutien qu'ils apportent au groupe d'astronomie des neutrinos.

Je remercie enfin les membres du jury et plus particulièrement les rapporteurs pour leurs conseils et le temps qu'ils ont bien voulu consacrer à la lecture du manuscrit.



# Table des matières

<b>Avertissement</b>	<b>9</b>
<b>I ASTRONOMIE NEUTRINO avec le télescope sous-marin ANTARES</b>	<b>11</b>
<b>1 Astronomie des neutrinos de haute énergie</b>	<b>13</b>
1.1 Motivations scientifiques . . . . .	15
1.1.1 Le mystère des rayons cosmiques de haute énergie . . . . .	15
1.1.2 Le neutrino comme sonde cosmique . . . . .	19
1.1.3 Sources potentielles de neutrinos de haute énergie. . . . .	23
1.1.4 Approche multi-messagère . . . . .	33
1.1.5 Recherche de matière noire . . . . .	36
1.2 Principes de détection . . . . .	36
1.2.1 Interaction des neutrinos . . . . .	37
1.2.2 Propagation des muons dans la matière . . . . .	41
1.2.3 Le bruit de fond muonique . . . . .	42
<b>2 Les télescopes à neutrinos présents et futurs</b>	<b>45</b>
2.1 Expériences et projets en cours . . . . .	45
2.1.1 L'expérience BAIKAL . . . . .	45
2.1.2 Les expériences AMANDA et ICECUBE . . . . .	49
2.1.3 Les projets de télescope à neutrinos en Méditerranée. . . . .	53
2.1.4 Le télescope méditerranéen de prochaine génération : KM3NET	55
2.2 Le télescope à neutrinos ANTARES . . . . .	56
2.2.1 Description du détecteur ANTARES . . . . .	57
2.2.2 Propriétés optiques du site . . . . .	61
2.2.3 Cahier des charges de l'électronique frontale . . . . .	64
2.2.4 Système d'acquisition . . . . .	66
<b>3 Morceaux choisis</b>	<b>77</b>
3.1 Outils de simulations . . . . .	77
3.1.1 Principe . . . . .	77

3.1.2	Propagation des événements dans le détecteur . . . . .	78
3.1.3	Bruit de fond de muons atmosphériques . . . . .	80
3.2	Reconstruction des traces de muons . . . . .	81
3.2.1	Principe général . . . . .	81
3.2.2	Maximum de vraisemblance . . . . .	82
3.2.3	Minimisation de " $\chi^2$ " . . . . .	84
3.3	Muons atmosphériques . . . . .	86
3.3.1	Ombre du talus continental . . . . .	86
3.3.2	Mesure du flux . . . . .	90
3.4	Recherches de sources ponctuelles de neutrinos de haute énergie . . .	96
3.4.1	Sélection des données et performances du détecteur . . . . .	96
3.4.2	Analyse des données et résultats . . . . .	100
<b>Conclusion et perspective</b>		<b>105</b>
 <b>II ÉTALONNAGE DE L'ELECTRONIQUE DE LECTURE DU DÉTECTEUR</b>		 <b>107</b>
<b>4</b>	<b>Electronique frontale : ARS</b>	<b>109</b>
4.1	Introduction . . . . .	109
4.2	Couplage des ARS au photomultiplicateur . . . . .	113
4.3	Gestion des événements . . . . .	114
4.3.1	L0 . . . . .	115
4.3.2	Discriminateur PSD . . . . .	116
4.4	Echantillonnage des signaux . . . . .	116
4.5	Mesure du temps . . . . .	118
4.5.1	Etiquetage en temps TS . . . . .	120
4.5.2	TVC . . . . .	121
4.6	Mesure de la charge . . . . .	123
4.7	Pipeline . . . . .	125
4.8	Convertisseurs analogique-numérique (ADC) . . . . .	126
4.9	Protocole d'échange du jeton . . . . .	128
4.10	Fonctions supplémentaires . . . . .	128
4.11	Formats . . . . .	129
<b>5</b>	<b>Tests de l'électronique en laboratoire</b>	<b>131</b>
5.1	Généralités . . . . .	131
5.2	Tests fonctionnels . . . . .	134
5.3	Tests paramétriques . . . . .	134
5.3.1	Tests des DAC des comparateurs de seuil . . . . .	136
5.3.2	Trig0_th_eff . . . . .	137
5.3.3	DAC des ADC . . . . .	140

5.3.4	Porte d'intégration . . . . .	143
5.3.5	Fonction de transfert de l'intégrateur . . . . .	146
5.3.6	Le convertisseur temps-tension TVC . . . . .	148
5.3.7	Les tests en mode <i>waveform</i> . . . . .	153
5.4	Conclusion . . . . .	158
<b>6</b>	<b>Limitations de l'électronique</b>	<b>159</b>
6.1	Bit Flip du TimeStamp. . . . .	159
6.2	Compteur TimeStamp = 0 . . . . .	162
6.3	Diaphonie Temps - Charge . . . . .	165
6.4	Non linéarité différentielle des ADC . . . . .	166
6.5	Prises de données en mode <i>waveform</i> . . . . .	169
<b>7</b>	<b>Etalonnage des lignes du détecteur</b>	<b>173</b>
7.1	Sites d'intégration . . . . .	173
7.2	Etalonnage en temps . . . . .	174
7.2.1	Retards temporels entre étages. . . . .	175
7.2.2	TVC . . . . .	178
7.2.3	Système de calibration LED et Laser . . . . .	181
7.2.4	Coïncidences induites par le $^{40}\text{K}$ . . . . .	183
7.3	Conclusion . . . . .	184
<b>8</b>	<b>Etalonnage de la charge</b>	<b>185</b>
8.1	Piédestaux . . . . .	185
8.1.1	Principe de la mesure . . . . .	186
8.1.2	Comparaison avec les mesures sur banc de tests . . . . .	188
8.1.3	Stabilité des piédestaux . . . . .	188
8.2	Pic du photo-électron . . . . .	189
8.2.1	Principe de la mesure . . . . .	189
8.2.2	Correction de la diaphonie . . . . .	193
8.2.3	Effet de <i>walk</i> . . . . .	195
8.2.4	Tentatives de correction de la DNL . . . . .	197
8.2.5	Contrôle du gain des modules optiques . . . . .	199
8.3	Homogénéisation de la réponse du détecteur . . . . .	202
8.4	Base de données Oracle . . . . .	207
8.5	Conclusion . . . . .	210
<b>9</b>	<b>Réglage des seuils <i>in situ</i></b>	<b>213</b>
9.1	Etalonnage des seuils L0 . . . . .	213
9.1.1	Fonctions de transfert effectives . . . . .	213
9.1.2	Ajustement des seuils <i>in situ</i> . . . . .	217
9.2	Ajustement des taux de comptage . . . . .	217
9.2.1	Taux de comptage des modules optiques . . . . .	217
9.2.2	Taux de comptage des ARS . . . . .	219

9.3	Evolution au cours du temps . . . . .	222
9.3.1	Stabilité de l'électronique . . . . .	222
9.3.2	Dérive des seuils effectifs . . . . .	224
9.4	Base de données . . . . .	224
9.5	Conclusion . . . . .	226
<b>Conclusion (synthèse critique)</b>		<b>227</b>
<b>A Configuration des ARS</b>		<b>231</b>
<b>B On the linearity response of the ARS charge channels</b>		<b>237</b>
B.1	Introduction . . . . .	238
B.2	Data taking conditions . . . . .	239
B.2.1	The Saclay test bench . . . . .	239
B.2.2	ARS settings . . . . .	239
B.3	Data analysis . . . . .	241
B.3.1	Pulse generator Transfer function . . . . .	241
B.3.2	Waveform analysis . . . . .	242
B.4	Results and discussion . . . . .	243
<b>C L'environnement logiciel d'étalonnage CalibFW</b>		<b>249</b>
C.1	Introduction . . . . .	249
C.2	Le Framework . . . . .	250
C.3	Modules d'analyse . . . . .	250
C.4	Les versions du software . . . . .	253
<b>Bibliographie</b>		<b>253</b>



# Avertissement

La première partie de ce manuscrit est une revue délibérément rapide de l'état d'avancement général dans le domaine de l'astronomie neutrino. Il s'en suit une description, nécessaire à la compréhension du reste du document, du télescope à neutrinos ANTARES. On insistera naturellement sur les aspects qui n'ont pas été abordés dans [1]. Vient ensuite une sélection d'études et de résultats, la plupart d'entre eux ayant été obtenus avec 5 des 12 lignes du détecteur. Les résultats présentés sont ceux pour lesquels j'estime avoir eu une contribution significative. Ils incluent naturellement la mesure du flux de muons atmosphériques obtenue par Claire Picq, dont j'ai co-encadrée la thèse [2].

La deuxième partie du manuscrit concerne l'étalonnage de l'électronique frontale du télescope ANTARES, depuis les tests de caractérisations jusqu'aux méthodes d'étalonnage *in situ*. Dans l'ensemble, l'exploitation de l'électronique frontale du télescope est un succès. Aussi l'exposé qui est fait ici est biaisé puisque l'accent est davantage porté sur les difficultés rencontrées que sur les succès obtenus. L'exposé tente toutefois de développer une approche critique constructive pour les futurs développements dans le domaine.



## Première partie

# ASTRONOMIE NEUTRINO avec le téléscope sous-marin ANTARES



# Chapitre 1

## Astronomie des neutrinos de haute énergie

Les récents développements des techniques d'observation du ciel à haute énergie, par l'intermédiaire de rayons gamma, de particules chargées, de neutrinos ou d'ondes gravitationnelles, ont permis l'essor d'un nouveau domaine d'étude en physique : les "astroparticules". Ce domaine est lié à l'étude des objets astrophysiques les plus violents de l'univers comme les restes de supernovae et les microquasars dans notre galaxie, les trous noirs dans les galaxies actives (AGN) ou les sources de sursauts de rayons gamma (GRB). Pour mieux comprendre ces objets, une approche multi-longueur d'onde doit certes être mise en place, mais également une approche multi-messagers. Dans ce contexte, l'observation de neutrinos cosmiques de haute énergie est devenue un enjeu majeur. Il ne s'agit pas moins d'ouvrir, à haute énergie, une nouvelle fenêtre d'observation sur l'univers lointain. Ce qui pourrait à terme permettre de mieux comprendre les phénomènes physiques sous-jacents se produisant au cœur d'objets astrophysiques encore fort mystérieux.

Les premiers pas vers une astronomie neutrino ont été franchis dans les années 60 avec la détection, au MeV, de neutrinos d'origine solaire, permettant à la fois l'observation directe des mécanismes nucléaires se produisant au cœur du Soleil et l'étude des propriétés fondamentales du neutrino [3]. Dans le même domaine d'énergie, la détection, le 23 février 1987, en 12 s, de 25 neutrinos en provenance de la supernova baptisée 1987A [4], située à seulement 150000 années-lumière de la Terre, a marqué une étape fondamentale, apportant des informations cruciales pour la théorie de l'évolution stellaire et des contraintes nouvelles sur les propriétés intrinsèques des neutrinos.

Ces observations pionnières dans le domaine de l'astrophysique des neutrinos ont été récompensées en 2002 par le prix Nobel de Physique. La détection de neutrinos issus de sources plus lointaines reste un défi à relever car les flux associés sont plus faibles par plusieurs ordres de grandeur (voir figure 1.1). C'est l'objectif principal des télescopes à neutrinos de nouvelle génération qui, sensibles à plus haute énergie

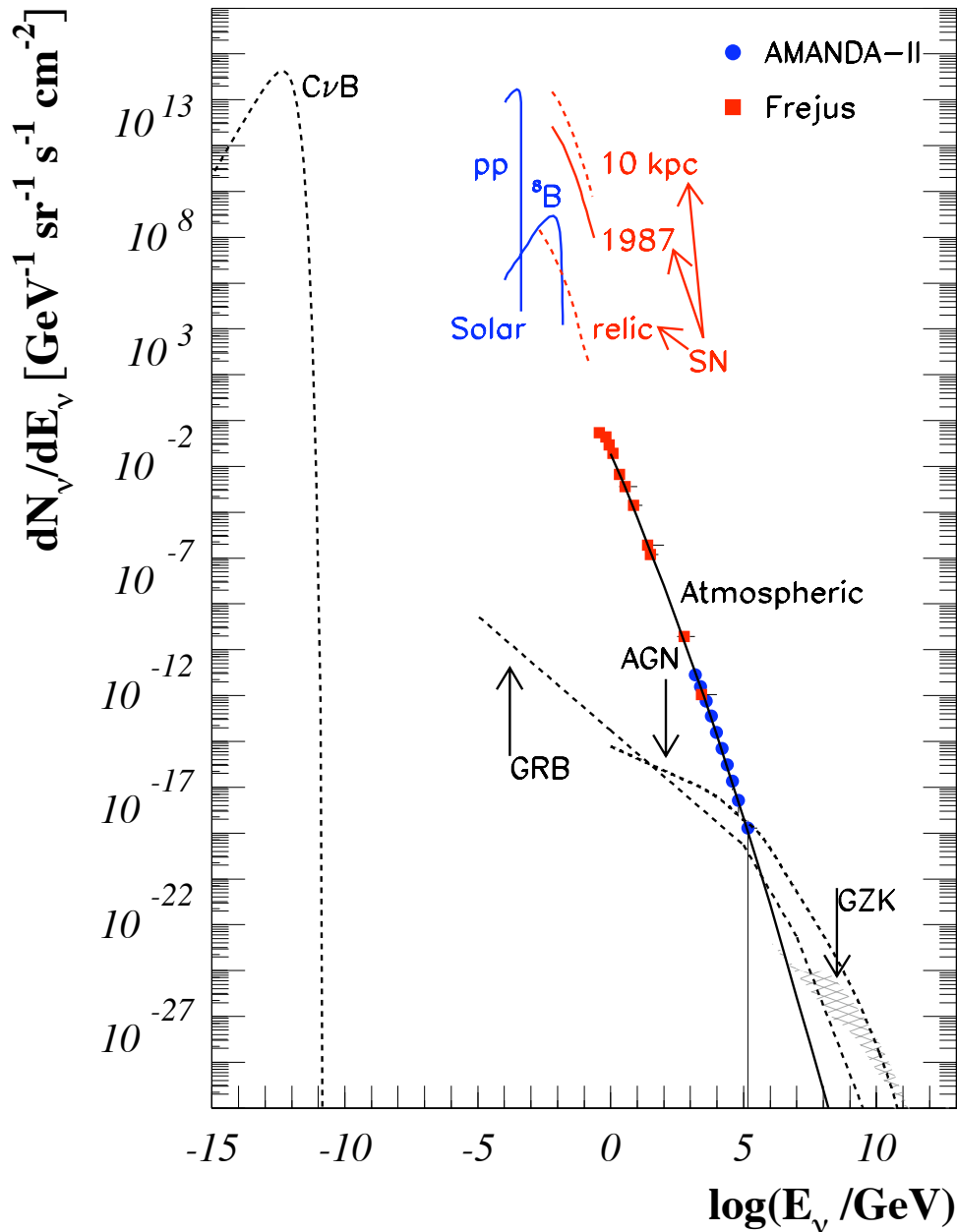


FIG. 1.1: Spectre des neutrinos cosmologiques ( $C\nu B$ ), solaires, terrestres, extraterrestres (AGN, GRB), cosmogéniques (GZK) en fonction de l'énergie. Les explications sur l'origine de ces flux sont données dans le texte. Source : [6]

( $E_\nu > \text{TeV}$ ), ouvrent la voie vers la détection de sources situées à des distances cosmologiques, et dont l'existence est suggérée par l'observation de rayons cosmiques chargés de ultra haute énergie  $E > 10^{19}$  eV.

Ce chapitre est une présentation rapide des enjeux scientifiques [5, 6, 7] qui se rattachent à la détection de neutrinos de haute énergie. Une attention particulière sera portée à l'approche multi-messagère des observations, notamment en ce qui concerne la possibilité de détecter conjointement des neutrinos de haute énergie et des ondes gravitationnelles (cf 1.1.4). Le principe général de la détection des neutrinos de haute énergie est également abordé en fin de chapitre.

## 1.1 Motivations scientifiques

Les sources extragalactiques que les télescopes à neutrinos tentent de mettre en évidence peuvent être désignées par l'appellation générique d'"accélérateurs cosmiques" au sein desquels les particules sont accélérées jusqu'à des énergies extrêmes. Ces sources seraient ainsi à l'origine du rayonnement cosmique d'ultra haute énergie ( $E > 10^{19}$  eV) observé sur Terre, mais dont l'origine reste un mystère.

### 1.1.1 Le mystère des rayons cosmiques de haute énergie

Les rayons cosmiques primaires constituent un flux isotrope de noyaux atomiques et de particules élémentaires qui bombardent l'atmosphère terrestre au rythme d'environ 1000 par mètre carré et par seconde. Lorsque ces particules pénètrent l'atmosphère et entrent en collision avec les noyaux d'azote et d'oxygène, elles produisent des générations successives de particules secondaires, détectables au sol.

Le spectre en énergie des particules observées (figure 1.2), qui s'étend sur une très grande gamme et varie sur plus de 32 ordres de grandeur est caractérisé par une loi de puissance d'indice spectral  $\gamma$  :

$$I(E) = \frac{dN(E)}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad \text{où} \quad \gamma \simeq \begin{cases} 2,7 & \text{pour } E < E_1 \\ 3,0 & \text{pour } E_1 < E < E_2 \\ 2,7 & \text{pour } E > E_2 \end{cases} \quad (1.1)$$

On observe expérimentalement deux changements d'indice spectral. Le premier survient aux alentours de  $10^{15}$  eV ( $E_1$ ) et est nommé "genou", tandis que le second intervient à environ  $10^{19}$  eV ( $E_2$ ) et est appelé "cheville". La nature et l'origine des rayons cosmiques, en particulier au delà de la "cheville", reste une question ouverte. Les explications proposées sont toutes controversées. Récemment l'expérience AUGER a fait état de corrélations [9] entre une trentaine d'événements d'énergie supérieure à 57 EeV, et diverses galaxies actives proches ( $d < 175$  Mpc) répertoriées dans le catalogue Véron Cetty & Véron [10] (voir figure 1.3). Si cette corrélation n'implique pas nécessairement que les noyaux actifs sont la source des rayons cosmiques (mais

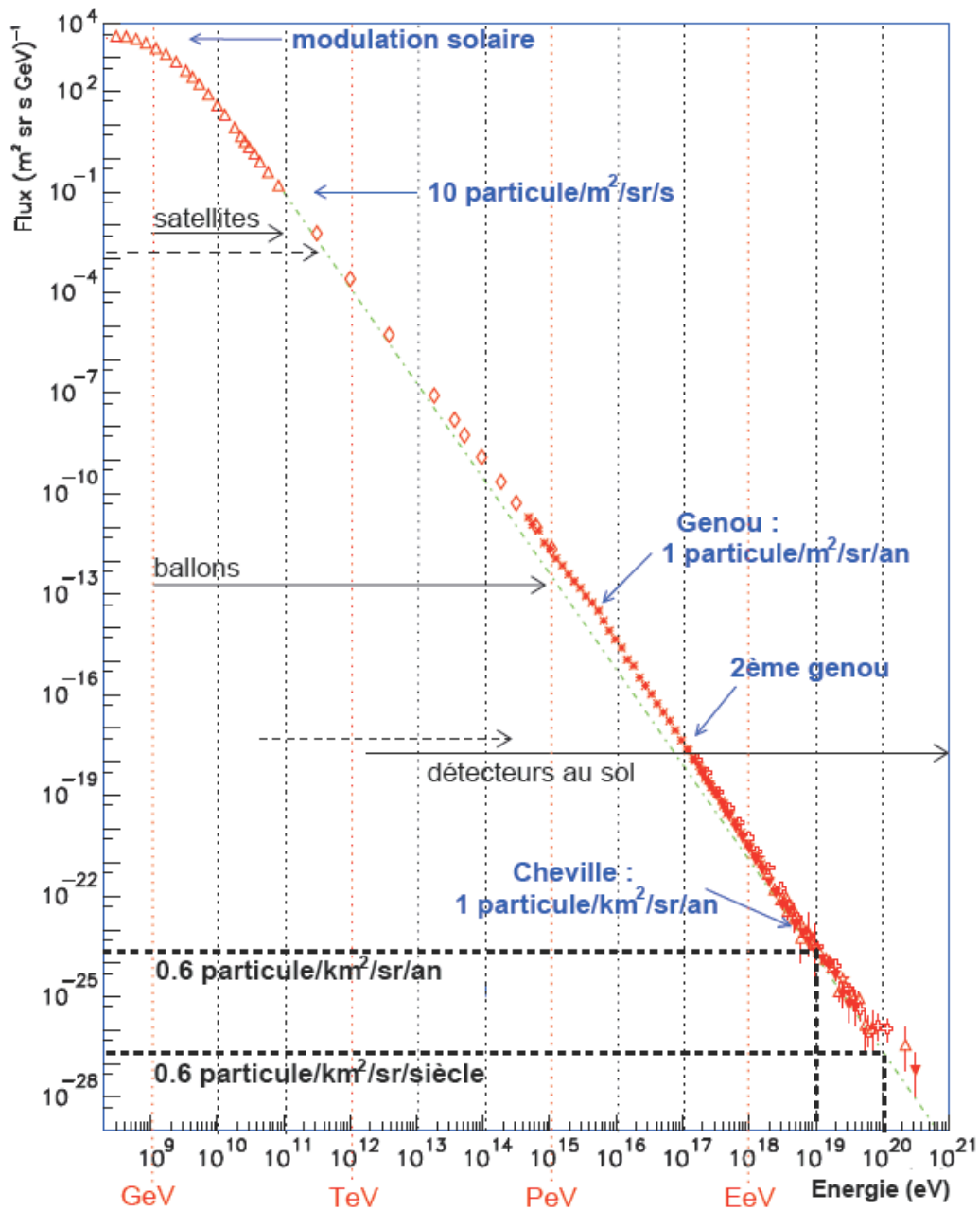


FIG. 1.2: Spectre des rayons cosmiques [8] (toutes particules) en échelle log – log. La ligne droite en pointillés représente un spectre en  $E^{-3}$  pour fixer les idées. Les données expérimentales proviennent des expériences : LEAP, Proton, Akeno, AGASA, fly's eyes, Averaah park, Yakutsk. La méthode de détection (satellite, ballon, sol) en fonction de l'énergie est donnée pour indication.



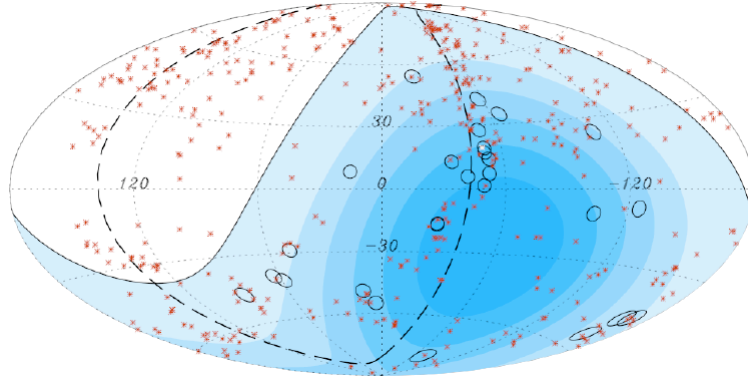


FIG. 1.3: Carte du ciel en coordonnées galactiques représentant 27 événements détectés par AUGER à ultra haute énergie ( $E > 57 \text{ EeV}$ ) et 442 AGN de redshift  $z \leq 0,017$ . Le code de couleur bleu indique le temps d'exposition du ciel par l'observatoire Pierre Auger.

des sources de distribution spatial identique), elle suggère néanmoins, de part la répartition des événements, une éventuelle production dans les zones riches de matière, comme autour du super amas *Centaurus A*. À ce titre, il a été remarqué qu'aucun événement en provenance de l'amas de *Virgo*, similaire en nombre d'AGN à celui de *Centaurus A*, n'avaient été détecté [11]. Quoi qu'il en soit, une analyse plus récente des données AUGER indique une intrigante diminution du taux de corrélations au cours du temps [12]. Le mystère demeure donc.

Si la détermination de l'origine des rayons cosmiques est si difficile, c'est que les directions d'arrivée, mesurées sur Terre, n'indiquent pas les sources de production : parce qu'ils sont électriquement chargés, les rayons cosmiques sont défléchis par les champs magnétiques interstellaires et intergalactiques. Même à ultra haute énergie, les écarts attendus entre la direction de la source et la direction de la particule peuvent atteindre plusieurs degrés. Ces écarts sont naturellement fonction de la charge électrique portée par les rayons cosmiques, c'est à dire de leur composition. Cette question reste également ouverte. De nombreux experts privilégient encore l'hypothèse selon laquelle les rayons cosmiques de plus haute énergie sont des protons, même si les récentes analyses de la collaboration AUGER suggèrent une transition, aux alentours de  $10^{19} \text{ eV}$ , vers des éléments plus lourds (noyaux de fer) [13].

S'il est une question où la controverse semble s'estomper, c'est celle de l'abondance des rayons cosmiques au-delà de  $10^{20} \text{ eV}$  [14]. Longtemps infirmée par certaines données expérimentales, une suppression dans le spectre de rayons cosmiques est attendue aux alentours de  $10^{20} \text{ eV}$ . Cette suppression, connue sous le nom d'effet GZK (Greisen-Zatsepin-Kuz'min) [15, 16] trouve son origine dans l'interaction des rayons cosmiques de plus haute énergie avec les fonds diffus de rayonnement (essen-

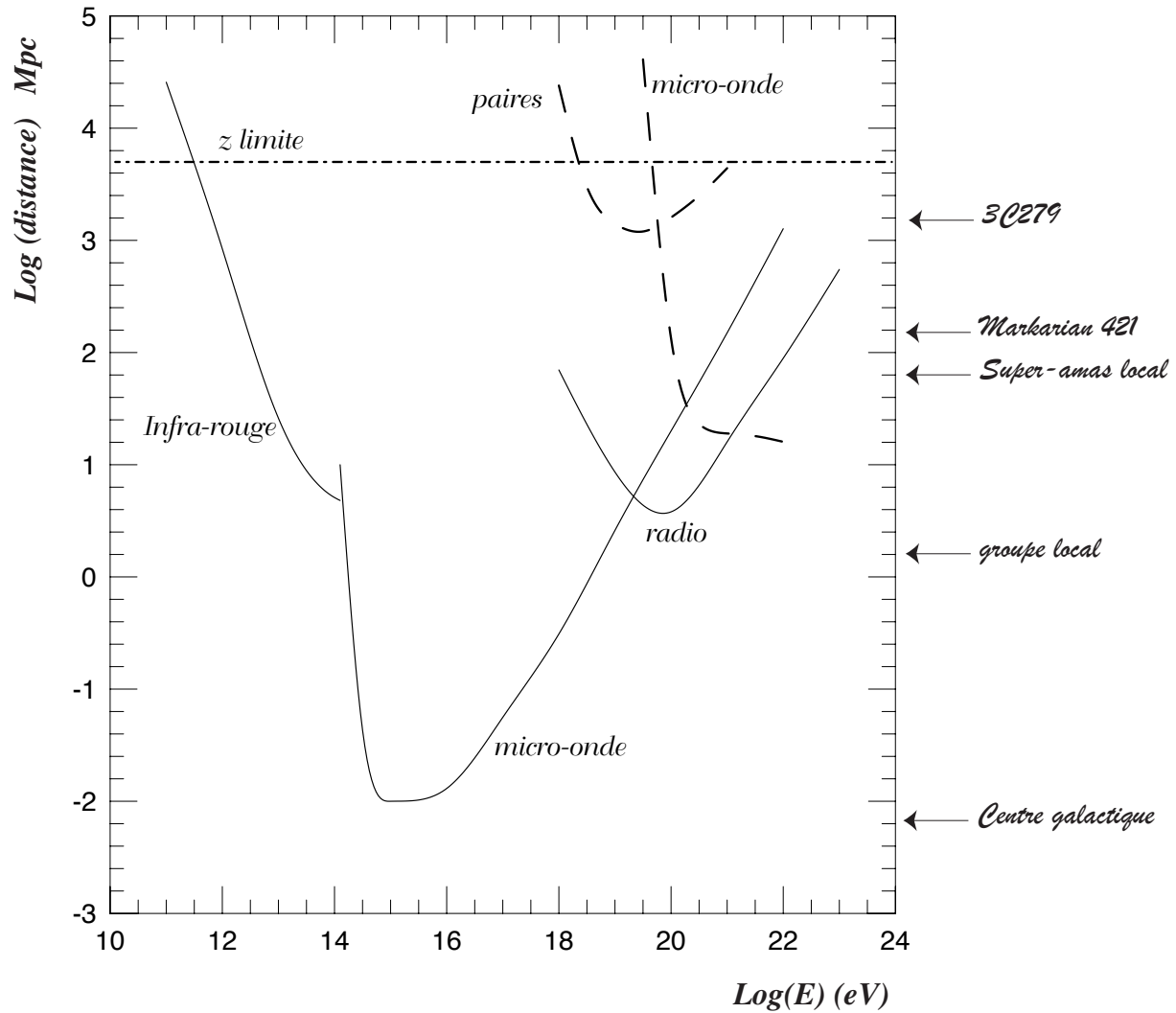


FIG. 1.4: Les courbes en trait plein représentent la longueur d'atténuation par interaction sur les fonds cosmologiques (infra-rouge, micro-onde et radio), d'un photon en fonction de son énergie. Les courbes en pointillés concernent l'interaction de protons : à plus basse énergie, les phénomènes de création de paires ( $e^+ e^-$ ) dus aux champs magnétiques de l'univers dominant, tandis qu'à plus haute énergie c'est l'interaction sur le corps noir qui contraint le libre parcours moyen. Pour fixer les idées, les distances à des objets connus sont indiquées sur l'échelle de droite. La limite sur le décalage spectral  $z$  correspond à la limite de validité de la correspondance linéaire entre le décalage spectral et la distance.

tiellement infrarouge et micro-onde) reliques des étapes de la formation de l'univers. Ainsi, des protons extragalactiques d'énergie supérieure au seuil de production de pions ( $\sim 5 \times 10^{19}$  eV) perdent l'essentiel de leur énergie sur une distance de l'ordre de 100 Mpc, faible devant la dimension de l'univers. Ceci implique que les rayons cosmiques ne peuvent pas nous parvenir avec une énergie de  $10^{20}$  eV à moins d'avoir été engendrés par une source proche. Cette hypothèse reste envisageable même si peu de sources assez puissantes pour accélérer des particules à de telles énergies sont présentes à cette distance de la Terre. Ce qui pousse certains auteurs à évoquer des sources plus éloignées.

Les contraintes imposées par l'existence de rayons cosmiques d'énergie extrêmes sont liées à la taille de ces sources potentielles et à l'intensité des champs magnétiques  $y$  régnant qui confinent les particules chargées. Pour qu'une particule acquière une grande énergie, elle doit en effet être confinée un certain temps dans la zone d'accélération [17]. Or plus l'énergie d'une particule augmente, plus il est difficile pour les champs magnétiques ( $B$ ) qui les confinent de courber leur trajectoire. Une limite supérieure à l'énergie maximale atteinte en un site quelconque d'accélération peut être obtenue en exigeant que le rayon de Larmor des particules ( $r_L = E/qBc$ ) soit inférieur aux dimensions du site,  $R$ . Les quantités  $B$  et  $R$  sont obtenues par la relation :

$$E_{max} = ZecBR \quad (1.2)$$

Dans le cas d'une accélération par onde de choc, l'énergie maximale est donnée par  $E_{max} = ZeBV_cR$  où  $V_c$  est la vitesse du choc. Le champ électrique induit  $\mathcal{E} = BV_c$  est alors mis à profit pour accélérer les particules. Si l'accélérateur présente un mouvement relativiste de facteur de Lorentz  $\Gamma$ , le champ électrique prend la forme  $\mathcal{E} = \Gamma BV_c$ . En conséquence de la relation 1.2, seuls certains types de sources peuvent prétendre à l'accélération des particules au delà de  $10^{20}$  eV. Elles sont représentées sur la figure 1.5 (diagramme de Hillas). Un certain nombre de ces sources sont décrites avec davantage de détails dans le paragraphe 1.1.3.

### 1.1.2 Le neutrino comme sonde cosmique

La connaissance actuelle que nous avons des sources astrophysiques repose en grande partie sur les observations faites au moyen des photons (rayonnement électromagnétique), qui restent des messagers incontournables de l'astrophysique moderne. L'astronomie gamma (domaine du TeV) a connu un essor sans précédent avec l'avènement des détecteurs Tcherenkov comme le télescope WHIPPLE puis plus récemment HESS [18] qui a mis en évidence la production de photons au delà du TeV dans nombre de sources galactiques ou extragalactiques. L'étude de ces sources a permis de poser de nouvelles contraintes sur les modèles de production des rayons cosmiques. Il existe en effet un lien entre la production des rayons cosmiques chargés et celle de photons (ou de neutrinos) de haute énergie. Photons et neutrinos peuvent être issus de l'interaction des rayons cosmiques de haute énergie avec la matière environnante ou

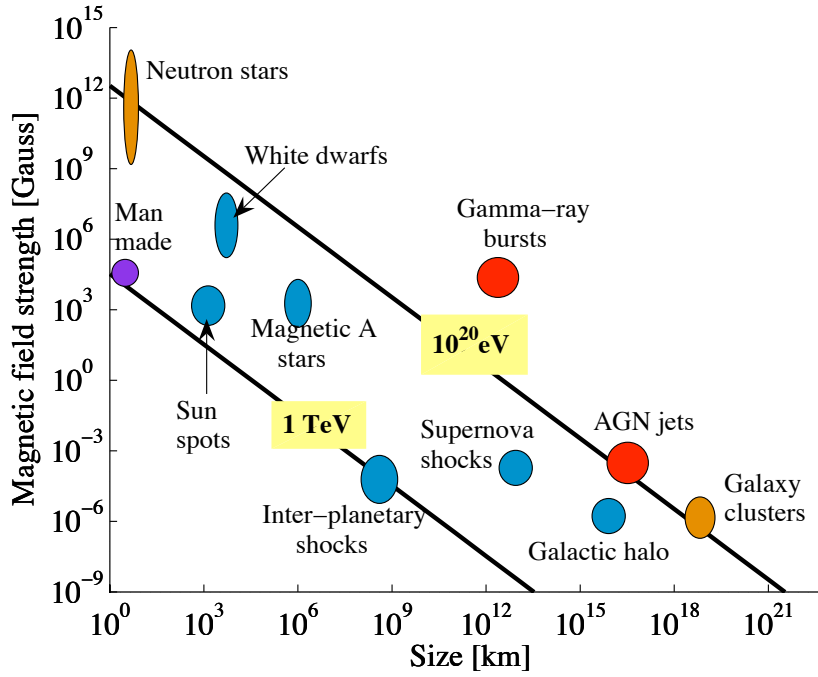
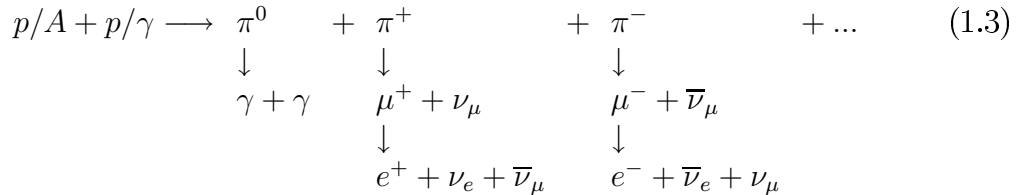


FIG. 1.5: Diagramme de Hillas (extrait de [5]) représentant les types de sites connus susceptibles d'accélérer des rayons cosmiques aux énergies extrêmes. La figure représente la taille des sources potentielles en fonction de l'intensité des champs magnétiques estimés en Gauss (le champ magnétique terrestre est de l'ordre du Gauss). Pour accélérer des protons à des énergies de 1 TeV ( $10^{12}$  eV), les sources doivent se situer au dessus du trait continu correspondant. Cette condition, nécessaire, n'est pas forcément suffisante : l'accélération de protons de  $10^{20}$  eV dans les clusters de galaxies, par exemple, nécessite un temps d'accélération supérieur à l'âge de l'univers... Quant aux étoiles à neutrons, elles sont des candidats improbables à cause des fortes pertes d'énergie associées à la présence du champ magnétique intense.

le rayonnement ambiant (généralement produit par le rayonnement synchrotron des particules chargées dans les champs magnétiques) suivant le schéma :



Dans ce cadre, les photons gamma sont produits par la désintégration de pions neutres ( $\pi^0$ ). Cette production est nécessairement liée à celle de neutrinos de haute énergie issus de la désintégration des pions chargés. De même l'existence de rayons cosmiques de haute énergie implique nécessairement la production de neutrinos de haute

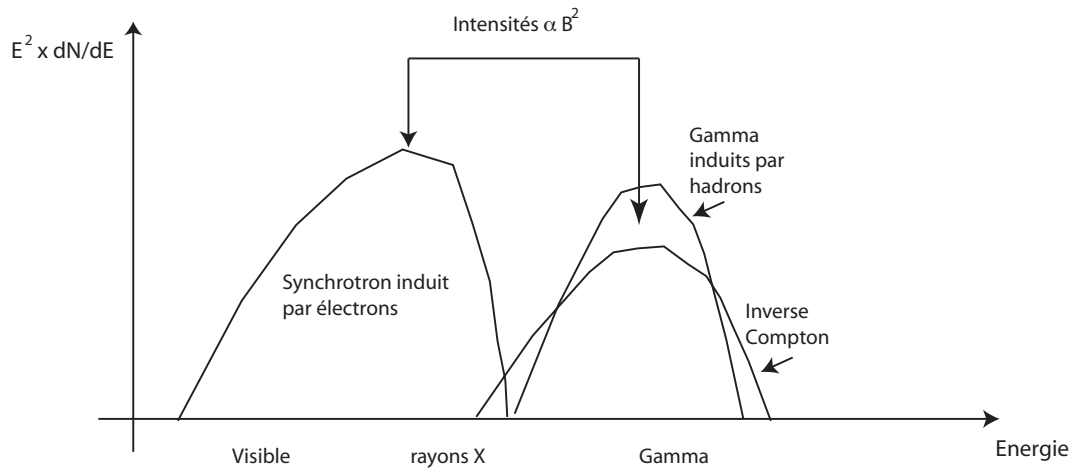


FIG. 1.6: *Spectre typique d'émission non thermique pour une source émettant jusqu'au TeV. La normalisation relative entre les pics d'émission dépend de l'intensité des champs magnétiques à la source.*

énergie. Ainsi, la (ou les) source(s) de rayons cosmiques pourrai(en)t être révélée(s) par l'observation de photons gamma ou de neutrinos de haute énergie ("cosmic ray connection"), qui, grâce à leur neutralité électrique voyagent en ligne droite révélant la localisation de leur zone de production. Mais les photons ne peuvent pas nécessairement tous s'échapper (le plasma est opaque pour les photons de haute énergie), tandis que les neutrinos se libèrent presque sans contrainte. C'est pourquoi, si l'opacité de la source n'est pas convenablement traitée, normaliser les flux de neutrinos prédits sur la base des observations de photons de haute énergie pourrait, dans certains cas, revenir à sous-estimer la contribution réelle des neutrinos. Les photons de haute énergie peuvent également être produits de façon purement électromagnétique, sans processus hadronique. C'est le scénario "Synchrotron Inverse Compton" : les électrons accélérés à haute énergie engendrent un champ de photons par rayonnement synchrotron. Ces photons sont accélérés jusqu'au TeV par choc avec le flot ininterrompu d'électrons. Le spectre électromagnétique typique attendu pour ces différents type d'émission est représenté figure 1.6 : les photons à eux seuls ne permettent pas de discerner facilement les processus électromagnétiques des processus hadroniques. La détection de neutrinos, elle, signerait de façon inambigüe la présence de mécanismes hadroniques.

L'autre inconvénient des photons de haute énergie tient à leur absorption par la matière ou le rayonnement, ce qui les empêche de s'extraire des zones denses (les photons observés sur Terre sont ceux qui s'échappent des zones périphériques des sources.). Lorsqu'ils parviennent à s'extraire, les photons de haute énergie sont absorbés par interaction avec le rayonnement interstellaire, à l'instar des rayons cosmiques (effet GZK). La figure 1.4 indique par exemple qu'au PeV, le libre parcours moyen des photons est restreint à la dimension typique de notre galaxie. Les photons ne sont donc guère adaptés, aux plus hautes énergies, pour une astronomie sur des

distances cosmologiques.

Les neutrinos ne subissent pas ces limitations : ils sont neutres et interagissent faiblement. Par conséquent, à condition qu'ils puissent être détectés avec suffisamment de statistique, ils semblent être des candidats idéaux pour l'astronomie des hautes énergies, donnant accès aux distances cosmologiques et au cœur des sources astrophysiques, contrairement aux photons qui s'échappent toujours des parties périphériques des sources. C'est donc sa capacité à s'extraire des zones les plus denses et à voyager sur des distances cosmologiques sans souffrir la moindre altération, qui fait du neutrino un messenger astrophysique singulier capable d'ouvrir une fenêtre d'observation inédite du ciel. Dans l'histoire de l'astronomie, toute nouvelle méthode d'observation a conduit à la découverte de processus inattendus. C'est aussi en cela que l'astronomie neutrino ouvre une nouvelle fenêtre sur l'univers ?

### Flux attendu de neutrinos cosmiques de haute énergie

Si les neutrinos d'origine extragalactique n'ont encore jamais été détectés, le lien (décrit au paragraphe précédent) entre les différents messagers cosmiques permet d'estimer le flux diffus de neutrinos produits par les "accélérateurs cosmiques" [19, 20, 21, 22].

Le spectre observable de rayons cosmiques fournit généralement la limite la plus restrictive. Ainsi Waxman et Bahcall (WB [19]), en se fondant sur l'hypothèse selon laquelle les rayons cosmiques observés au dessus de  $10^{19}$  eV sont des protons produits par les accélérateurs cosmiques extragalactiques, ont déterminé un flux de neutrinos cosmiques de référence très souvent cité dans le domaine. Ce flux permet d'estimer le taux d'événements attendu dans tel ou tel télescope à neutrinos. Le calcul repose donc sur le taux de production (par unités de temps, de volume, et d'énergie) de ces protons de ultra haute énergie estimé à :

$$E_p^2 \frac{dN}{dE_p dV dt} \approx 0.65 \times 10^{44} \phi(z) \text{ erg Mpc}^{-3} \text{ an}^{-1} \quad (1.4)$$

où  $\phi(z)$  (tel que  $\phi(0) = 1$ ) prend en compte l'évolution du facteur de production en fonction du décalage vers le rouge ("redshift"). Ce facteur correctif est néanmoins peu important puisque les protons perdent leur énergie sur des distances relativement faible (effet GZK). Le choix d'un spectre différentiel en  $E^{-2}$  est motivé par les observations de processus impliquant des chocs (relativistes ou non). Ce choix est de plus conforme aux prédictions du mécanisme de Fermi.

Le taux de production donné par la relation 1.4 permet d'établir une limite supérieure pour la production de neutrinos de haute énergie par des sources extragalactiques comme les noyaux actifs de galaxie (AGN) ou les émetteurs de sursauts gamma (GRB). L'hypothèse sous-jacente est que le taux d'énergie injecté sous forme de neutrinos ne peut dépasser celui associé aux protons même lorsqu'ils participent tous à

la production de pions (relation 1.3). Il en résulte une limite supérieure telle que :

$$E_\nu^2 \phi_\nu < 2 \times 10^{-8} \xi_z \left[ \frac{(E_p^2 \frac{dN}{dE_p dV dt})_{z=0}}{10^{44} \text{ erg/Mpc}^3 \text{ an}} \right] \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (1.5)$$

où  $\xi_z$ , de l'ordre de l'unité, indique l'évolution du taux d'injection en fonction du redshift. D'après WB, une évolution similaire à celle du taux de formation stellaire conduit à  $\xi_z \approx 3$ . Un tel flux devrait être observé par les télescopes à neutrinos de nouvelles génération (voir chapitre 2). Après la parution de cette limite, un certain nombre d'auteurs ont revu à la baisse leurs estimations de flux diffus de neutrinos cosmiques [23, 24]. Les estimations actuelles sont toutes du même ordre de grandeur que le flux de WB.

Pourtant certains scénarii peuvent échapper aux conditions qui sous-tendent le calcul de WB. En particulier, des neutrinos cosmiques pourraient être produits par des sources opaques aux nucléons. Considérant cette hypothèse, Mannheim, Protheroe et Rachen ont proposé une large bande pour limite supérieure sur le flux de neutrinos en jouant sur l'opacité aux neutrons de la source, ainsi qu'une limite établie sur la base des observations des satellites gamma. Dans ce cas les photons observés à haute énergie sont supposés être produits par la désintégration des pions neutres ( $\pi^0$ ). La limite sur le flux de neutrinos est induite, une fois de plus, par conservation des taux d'énergie mis en jeu :

$$\int \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} E_\gamma dE_\gamma = \eta \int \frac{dN_\nu}{dE_\nu} E_\nu dE_\nu \quad (1.6)$$

Le facteur  $\eta$  dépend de la fraction d'énergie transféré aux pions. Dans le cas d'interaction  $pp$ , 1/3 de l'énergie du proton incident est transféré à chaque pion ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ), et l'énergie disponible pour un couple ( $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ ) est la même que pour un photon  $\gamma$  ( $\eta = 1$ ). Dans le cas des interactions  $p\gamma$ , le facteur  $\eta$  est estimé à  $\sim 1/4$ . La relation 1.6 peut être utilisée pour déduire le flux de neutrinos potentiellement engendré par des sources observées au moyen de photons de haute énergie, à condition d'adapter en conséquence les bornes de chaque intégrale.

Les limites supérieures de WB et MPR sont représentées figure 1.7. Les controverses ayant eu lieu autour de ces limites supérieures théoriques soulignent largement l'importance de la construction de télescopes à neutrinos pour obtenir de véritables valeurs expérimentales qui permettront de valider ou d'infirmer les hypothèses de départ. Il est à noter que les télescopes à neutrinos actuels ont déjà permis d'exclure la borne supérieure du flux proposé par MPR. Des détails sont donnés à ce sujet dans le chapitre 2.

### 1.1.3 Sources potentielles de neutrinos de haute énergie.

Ce paragraphe regroupe une liste non exhaustive de sources astrophysiques potentiellement émettrices de neutrinos de haute énergie. Ces sources sont séparées en

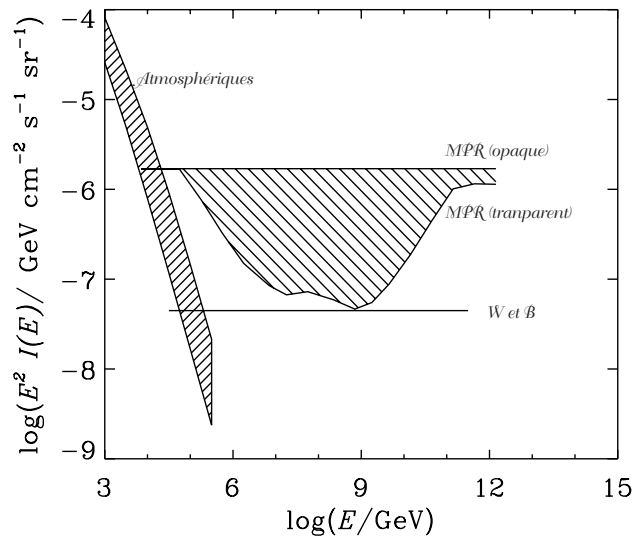


FIG. 1.7: *Limites supérieures sur les flux de neutrinos muoniques ( $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ ) induits par de possibles accélérateurs cosmiques extragalactiques.*

deux catégories distinctes. La première, celle des sources extragalactiques, regroupe les possibles "accélérateurs cosmiques" mentionnés de manière générique plus avant. La deuxième, celle des sources galactiques, regroupe des sources plus variées, mais qui ont quasiment toutes été détectées récemment par les télescopes gamma au TeV. Les estimations de flux de neutrinos détectables sur Terre, émis par ce type de sources, peuvent varier de plusieurs ordres de grandeurs. Certaines sources, comme les restes de supernovae en coquilles, seraient plus naturellement sujettes à abriter des mécanismes hadroniques, mais aucun des modèles évoqués ici ne fait consensus à jour.

Les estimations de flux de neutrinos données à la source doivent être corrigées, à Terre, pour prendre en compte les changements de saveur qui se produisent lors de la propagation, par oscillations (voir par exemple [25] pour une revue sur le sujet). Ainsi, les neutrinos sont produits dans un rapport de saveur à la source (relation 1.3) de ( $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 2 : 0$ ), mais arrivent à la Terre, dans l'hypothèse d'un long trajet par rapport aux longueurs d'oscillations, dans les proportions ( $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 1 : 1$ ). C'est ce qui explique que pour comparer les estimations de WB ( $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ ) à des limites expérimentales, on trouve souvent le flux de WB divisé par 2 (W&B/2, comme dans la figure 2.3).

Dans ce qui suit, l'accent sera également mis sur la possibilité de certaines de ces sources de produire des ondes gravitationnelles dans la gamme de fréquence sensible aux interféromètres terrestres VIRGO-LIGO (10 - 6000 Hz), et ce dans la perspective d'une possible analyse conjointe des données de ces interféromètres et du télescope à neutrino ANTARES. Des détails quant à ce projet sont donnés au paragraphe 1.1.4.



## Sources extragalactiques

La détection de neutrinos de sources extragalactiques est rendue particulièrement difficile de part la distance qui sépare le télescope des sources. A moins de pouvoir profiter de l'existence de période d'activité particulièrement intense des sources pour détecter un signal dans un bruit de fond réduit, seuls quelques modèles d'émission particulièrement puissante laissent espérer la détection de sources isolées. Une alternative proposée consiste à tenter d'observer plusieurs sources du même type à la fois (empilement ou "stacking"), ce qui permet d'augmenter la probabilité de détection. Poussée à son extrême, cette méthode consiste à mesurer le flux cumulé de toutes les sources dans le ciel (flux diffus), flux alors soumis aux contraintes décrites dans le paragraphe précédent.

**Noyaux actifs de galaxie (AGN pour "Active Galactic Nuclei")** Les galaxies actives sont des galaxies dont la luminosité est supérieure à celle des étoiles qui la composent. Elles ont été découvertes en 1963 [26] grâce à leur émission radio. Elles sont impossibles à distinguer des étoiles sur les clichés du ciel. C'est pourquoi nombre d'entre elles ont été appelées des quasars (pour «quasi-stellar objects»).

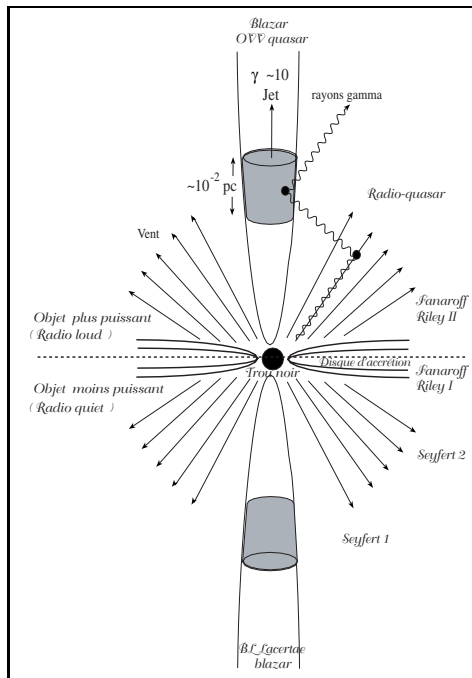


FIG. 1.8: Classification des divers types d'AGN en fonction de l'intensité et de l'angle d'observation.

Aujourd'hui, certaines de ces sources ont été détectées dans le domaine gamma, ce qui témoigne de la violence des phénomènes dont elles sont le siège. Ces galaxies actives émettent en permanence, bien qu'avec une intensité variable. On pense qu'elles abritent en leur sein des trous noirs supermassifs (de  $10^4$  à  $10^{10}$  masses solaires) qui accrètent violemment la matière environnante. Au centre du disque d'accrétion, la matière est éjectée sous forme de deux jets opposés et perpendiculaires au disque et qui peuvent rayonner dans le domaine gamma. L'origine hadronique ou purement électromagnétique (Synchrotron Inverse Compton) de cette émission gamma n'est pas clairement établie.

Lorsque les jets émis par ces galaxies sont orientés vers l'observateur, on parle de "blazar". La terminologie des noyaux actifs de galaxie est assez complexe; elle dépend entre autres de la direction de visée de l'observateur par rapport au disque d'accrétion et de l'intensité de l'émission. Des tentatives d'unification de ces objets ont été entreprises; un résumé est donné figure 1.8.

Les noyaux actifs de galaxie sont parmi les candidats les plus sérieux pour être à l'origine des rayons cosmiques de ultra haute énergie, même si l'apport énergétique nécessaire est sujet à discussion.

D'après les modèles proposés il y a une vingtaine d'années, la production de neutrinos pourrait avoir lieu soit dans les jets [28, 29, 30] soit au coeur de l'AGN [23]. Ces différentes hypothèses fournissent des prédictions variant sur plusieurs ordres de grandeur. Les estimations les plus grandes dépassent en général substantiellement le flux limite de WB et sont d'ores et déjà exclues. Les auteurs les ont généralement revues à la baisse.

Les corrélations établies par la collaboration AUGER, mentionnées au paragraphe 1.1.1 viennent renforcer l'hypothèse selon laquelle les AGN pourraient être la source des rayons cosmiques de ultra haute énergie, mais ne le prouvent pas entièrement. Elles indiquent simplement que dans les régions proches de ces AGN, là où la concentration de matière est importante, il y a production de rayons cosmiques. Quoi qu'il en soit, certains auteurs ont estimé le flux de neutrinos qui pourrait être associé à l'émission de rayons cosmiques en provenance des "sources d'AUGER" [27]. Une attention particulière a été portée à la galaxie active de type FRI *Centaurus A*, située à  $\sim 4$  Mpc seulement, et qui pourrait produire un flux de neutrinos de  $\frac{dN}{dE} = 5 \times 10^{13} \text{ E}^{-2} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  détectables en quelques années par les télescopes à neutrinos de taille kilométrique.

Un facteur important à prendre en compte pour les prédictions de flux de neutrinos associés à l'observation de photons gamma de haute énergie, pour ce type de sources extragalactiques est l'absorption par le rayonnement extragalactique ("extragalactic background light" EBL). L'indice spectral de 2.9 observé par le télescope HESS dans le cas du blazar 1ES1101 ( $z=0.186$ ) pourrait, par exemple, correspondre à un indice, à la source, de 1.5 [31]. Ce qui pourrait donc conduire à un flux de neutrinos nettement plus intense que le flux de gamma.

Une autre particularité des blazars est leur variabilité. Dans le cas de PKS2155, une augmentation d'un facteur 100 du flux de gamma a ainsi été observée par HESS sur une période d'une heure [32]. Un tel sursaut d'activité sur une si courte période pourrait permettre la détection de neutrinos grâce à la réduction significative du bruit de fond associé. Cette technique est celle que les télescopes à neutrinos tendent de mettre à profit pour la détection de neutrinos issus de sources de sursaut gamma (GRB).

***Les sources de sursauts gamma ("Gamma-Ray Burst" -GRB)*** Les sources astrophysiques les plus lointaines susceptibles de produire des neutrinos de haute énergie sont sans doute les sources de sursauts gamma. Il s'agit des phénomènes les plus énergétiques de l'univers. Ce sont des événements très courts ( $\sim 1$ s), mais qui libèrent une énergie équivalente à l'énergie libérée par le soleil en plusieurs milliards années. On en détecte environ 3 par jour, grâce à leur émission gamma ( $\sim \text{MeV}$ ). Ils sont répartis de façon très homogène dans le ciel, ce qui tend à faire penser à

une origine extragalactique. Mais c'est grâce à l'observation de contreparties visibles, au milieu des années 80, qu'un consensus sur leur origine extragalactique a pu être établi. L'origine du phénomène pourrait être associée à l'effondrement soudain d'une étoile massive en trou noir ("collapsar"). Quant au mécanisme d'émission des photons gamma observés, il serait dû à la conversion en rayonnement du flux ultra-relativiste d'énergie libérée lors de l'explosion. La conversion aurait lieu lors de chocs internes qui pourraient produire, par le biais du mécanisme schématisé par la relation 1.3, des neutrinos jusqu'à plusieurs dizaines de TeV. Les sursauts gamma sont généralement classés suivant deux types : les longs et les courts (moins de 2 s). Les sursauts courts seraient les plus prometteurs en terme de production de neutrinos. Deux modèles tentant d'expliquer les sursauts gamma impliquent une émission de neutrinos : le modèle dit de "la boule de feu" (*fireball model* [33, 34, 35]), le plus généralement utilisé, et celui plus controversé du "boulet de canon" (*canon ball model* [36]). Le premier se fonde sur l'hypothèse d'interactions entre les particules du plasma relativiste, alors que le second suppose l'éjection de corps denses relativistes (les boulets de canon), produits juste après l'explosion de la supernova, venant interagir avec la matière expulsée par l'explosion de l'étoile. Les neutrinos émis dans le second modèle sont de plus basse énergie que ceux émis dans le premier modèle. Des détails quant aux potentialités de détection des ces neutrinos par le télescope ANTARES sont donnés dans [1, 37] et [38] pour les modèles respectifs de la boule de feu et du boulet de canon. Dans les deux cas, l'originalité de la méthode de détection réside dans la recherche de signaux neutrinos en coïncidence temporelle avec la détection de sursauts par les satellites gamma. L'avantage de la double connaissance de la direction et du temps d'arrivée des signaux permet de réduire considérablement le bruit de fond et donc de relâcher les critères de sélection, ce qui augmente la sensibilité du détecteur. La réponse du télescope ANTARES aux alertes de sursauts gamma est décrite au paragraphe 2.2.4. Concernant la production d'ondes gravitationnelles, les sursauts gamma sont les sources extragalactiques les plus souvent mentionnées. Pour les sursauts courts, l'hypothèse selon laquelle le mécanisme central provient de la coalescence d'un système binaire est souvent proposée. Un tel mécanisme pourrait produire des ondes gravitationnelles détectables sur de relativement grandes distances [39]. Pour les sursauts longs, l'apport initial d'énergie pourrait provenir de l'effondrement d'une étoile massive en rotation rapide produisant une bouffée d'ondes gravitationnelles intense [40]. De plus, certains sursauts gamma de basse luminosité seraient dus à une catégorie de supernovae particulièrement énergétiques capables d'émettre d'intenses ondes gravitationnelles associées à des neutrinos de basse et plus haute énergie [41]. Enfin, certaines sources, associées à des supernovae engendrant des jets particulièrement riches en baryons et opaques aux photons de haute énergie (ce qui explique leur nom de "failed GRB") ne seraient observables qu'à travers leur émission de neutrinos et d'ondes gravitationnelles. Ces dernières sources pourraient bien être découvertes dans les années à venir grâce à ces nouveaux messagers. Le taux d'occurrence de ce type d'événements dans le volume sensible de ces détecteurs serait non négligeable [42].

*Starburst galaxies* L'observation d'émission synchrotron dans le domaine radio en provenance de certaines galaxies (où le taux de formation d'étoiles apparaît anormalement élevé) baptisées "starburst galaxies" implique la présence d'électrons de quelques GeV si l'on suppose l'existence de champs magnétiques intenses. La présence dans ces galaxies de nombreuses étoiles massives en formation enrichit considérablement le milieu interstellaire en matière. Aussi si des protons étaient accélérés en même temps que les électrons (par explosion de supernovae par exemple), il en résulterait un flux important de neutrinos par interaction pp (de l'ordre de  $\frac{dN}{dE_\nu} = 10^{-7} E_\nu^{-2} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ ), détectable par les nouveaux télescopes à neutrinos [43]. Compte tenu des densités de matière attendues dans ces régions, les protons y interagiraient tous, rendant la source opaque à la fois aux nucléons cosmiques et aux gamma de haute énergie, incapables de s'échapper.

*Neutrinos de ultra haute énergie* L'observation de la coupure GZK, dans le spectre des rayons cosmiques primaires implique la production de neutrinos, appelés neutrinos cosmogéniques [44], possédant des énergies de l'ordre de  $10^{18} - 10^{19}$  eV pour les interactions avec le fond micro-onde et  $10^{15} - 10^{16}$  eV pour les interactions avec le fond diffus infrarouge. Les flux prédits sont faibles, par comparaison avec la sensibilité des télescopes à neutrinos actuels. Les estimations de flux de neutrinos cosmogéniques dépendent principalement des propriétés du flux de rayons cosmiques primaires, notamment en terme de composition. Un autre paramètre important est une fois de plus la variation de l'intensité des flux injectés (ou de la densité de sources) en fonction du redshift. L'ensemble de ces paramètres conduisent à des prédictions qui diffèrent substantiellement. A titre d'exemple, la figure 1.9, extraite de [45], illustre le résultat d'un calcul du flux de neutrinos produit lors de la propagation de rayons cosmiques extragalactiques interagissant sur les fonds diffus (micro-onde et infrarouge). Deux hypothèses sur la composition des rayons cosmiques y ont été envisagées : un cas pur proton et un cas où les noyaux sont considérés (en accord avec les abondances mesurées à plus basse énergie). La détection de neutrinos cosmogéniques représenterait donc une étape importante pour l'astronomie des neutrinos. Une mesure précise du flux permettrait ainsi de contraindre les modèles de composition ainsi que la variation de la densité de sources avec le redshift. Pour l'heure, les meilleures limites sur les flux de neutrinos cosmogéniques sont données par les expériences AUGER [46] et ANITA [47], comme on peut le voir figure 1.10.

A plus haute énergie ( $E_\nu > 10^{19}$  eV), les plus fortes contraintes observationnelles sont imposées par les expériences de détection radio (effet Askaryan [51]). Ces limites contraignent en particulier les scénarii exotiques, dits "top-down", selon lesquels les rayons cosmiques de ultra haute énergie trouveraient leur origine dans la désintégration de particules supermassives. Ces particules pourraient soit avoir été créées lors des étapes initiales de la formation de l'Univers (particules métastables), soit provenir de défauts topologiques [52]. Ces scénarii ont été avancés dans le contexte de l'observation par AGASA [53] d'une extension du spectre des rayons cosmiques au-delà de la coupure "GZK"; ils sont caractérisés par la production de flux importants de

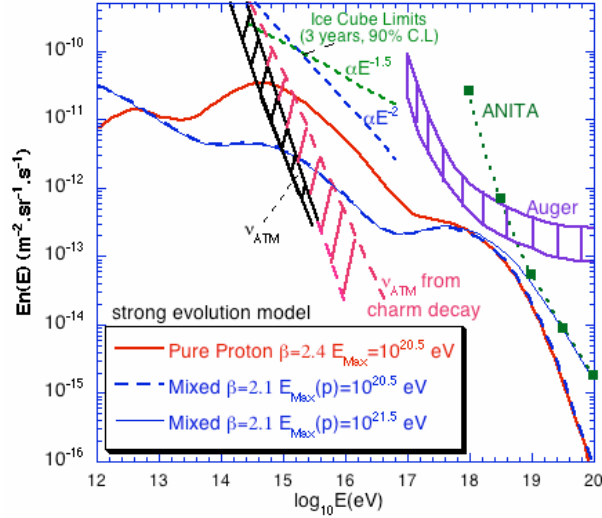


FIG. 1.9: Estimation du flux de neutrinos cosmogéniques. En bleu dans le cas d'une composition mixte, en rouge pour des protons uniquement. La sensibilité des expériences AUGER et ICECUBE (voir chapitre 2 pour plus de détails) sont également représentées.

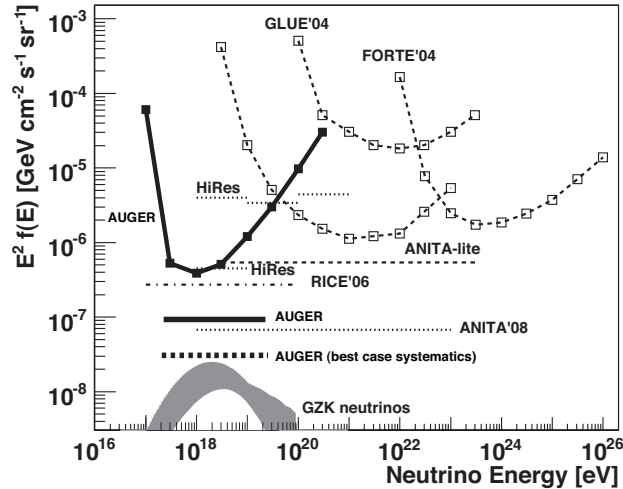


FIG. 1.10: Limites supérieures (à 90% de niveau de confiance) de flux de neutrinos de ultra haute énergie dans l'hypothèse d'équirépartition des saveurs. Les limites établies par la collaboration AUGER sont données sous forme différentielle et sous forme intégrée (ligne droite pour une spectre en  $\frac{dN}{dE} \propto E^{-2}$ ). Aux plus hautes énergies, les limites indiquées sont celles des expériences de détection radio (ANITA [47], GLUE [48], FORTE [49]). Au delà de  $10^{22}$  eV, la meilleure limite actuelle, non représentée sur la figure, est celle donnée par le télescope radio Westerbork [50].

photons et de neutrinos d'ultra-haute énergie. Cependant, la confirmation expérimentale par AUGER de la présence de la coupure "GZK", ainsi que les limites de cette même expérience sur la fraction de photons dans les rayons cosmiques de ultra haute énergie [54], défavorisent maintenant ces types de modèles. L'hypothèse des défauts topologiques est également contrainte, à plus basse énergie, par la mesure du flux diffus de rayonnement gamma ( $\sim$  GeV).

Ce sont donc les scénarii plus classiques, dits "bottom-up", où les rayons cosmiques sont accélérés au sein de sources astrophysiques puissantes, qui remportent désormais le plus de suffrages.

### Sources galactiques

Plus proches de nous, au sein même de notre propre Galaxie, se trouvent d'autres sources possibles de neutrinos de haute énergie [55]. La plupart d'entre elles ont été observées dans le domaine du TeV avec les télescopes gamma au sol HESS (voir par exemple la figure 1.11 pour les sources détectées par HESS dans le plan galactique [56]) et CANGAROO qui, situés dans l'hémisphère sud, possèdent un champ de vue similaire à celui des télescopes à neutrinos situés dans l'hémisphère nord (voir § 1.2). Un certain nombre de ces sources, comme les restes de supernovae en coquille, sont candidates pour expliquer l'observation de rayons cosmiques jusqu'au-delà du genou, et sont par là-même des sources naturelles de neutrinos de haute énergie. Les taux d'événements attendus dans un télescope à neutrinos semblable à ANTARES (ou plus grand) ont été calculés dans l'hypothèse de processus hadroniques à l'origine des émissions gamma observées au TeV [57]. Les résultats indiquent que ces sources peuvent être détectées après quelques années de prise de données par un télescope de taille kilométrique. L'absence de signal en provenance de ces sources permettra, à défaut, de contraindre les modèles de production hadronique. Dans ce paragraphe, ces sources sont brièvement passées en revue.

***Vestiges de supernovae*** Après l'explosion d'une étoile (supernova), les particules peuvent être accélérées au sein des restes de la supernova par mécanisme de Fermi (ondes de choc de la matière éjectée). L'étoile termine sa vie en pulsar dont le fort champ magnétique contribue encore à l'accélération des particules. Les vestiges de supernovae en coquille seraient ainsi à l'origine de la majeure partie du spectre des rayons cosmiques. La production de neutrinos se ferait par l'interaction des protons éjectés avec la matière environnante. C'est ce que semble indiquer l'observation des rayons gamma en provenance de la coquille elle-même. Mais l'origine hadronique ou électromagnétique de ce rayonnement est toutefois controversé [58].

Au total, HESS a observé une demi-douzaine de ce type de sources. Parmi elles, deux exemples particuliers méritent d'être cités. Le premier est celui de Vela Junior (RX J0852.0-4622) qui est l'objet le plus brillant du ciel de l'hémisphère sud, au TeV. Le signal gamma est observé en provenance de différentes régions de la coquille qui atteint une taille de  $\sim 2^\circ$  [59], ce qui excède largement la résolution angulaire d'un

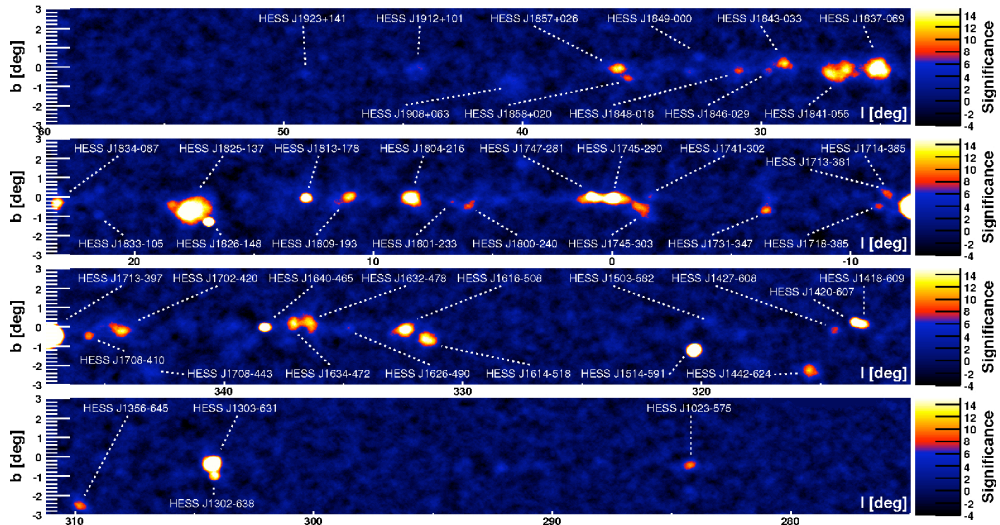


FIG. 1.11: Sources détectées au TeV par HESS lors du scan du plan galactique. Un certain nombre de sources sont associées à des sources connues tandis que d'autres n'ont pas de contrepartie.

télescope à neutrinos comme ANTARES. Un autre reste de supernova généralement mentionné comme une source prometteuse de neutrinos de haute énergie (dans la bande 0.1-100 TeV) est RXJ1713.7-3946 qui a été observé pour la première fois au TeV par CANGAROO. Les analyses spectrales successives de cette source semblent favoriser une origine hadronique aux émissions gamma détectées, ce qui, une fois de plus pourrait conduire à un flux observable pour un télescope à neutrino kilométrique.

**Pulsar wind nebulae (PWNe)** Certains restes de supernovae abritant un pulsar permettent l'accélération de particules jusqu'au TeV. La source la plus connue de ce type est la nébuleuse du Crabe, chandelle standard en astronomie gamma. Contrairement aux objets précédents, il est acquis que c'est le pulsar central qui engendre les particules relativistes par éjection à l'intérieur de la nébuleuse. L'interprétation la plus courante pour la production de gamma au TeV est généralement celle du "Synchrotron Inverse Compton", soutenue par les observations optique et X. Néanmoins des modèles d'émissions hadroniques ont cependant été suggérés pour ce type de source [60], notamment pour le Crabe ou Vela X. Les estimations de flux de neutrinos dans une hypothèse de production hadronique, fondées sur les observations en gamma, laissent supposer une possible détection par les futurs télescopes à neutrinos. Si les émissions en provenance de ce type de sources sont stables, il existe des objets plus instables dans la galaxie appelés "magnetars". Il peut s'agir d'étoiles à neutrons disposant de champs magnétiques extrêmement puissants émettant des rayons X et des rayons gamma ("soft gamma-ray repeaters"). Leurs émissions ne sont pas périodiques et l'intensité des bouffées fort disparates. Les plus intenses d'entre elles révèlent

une composante énergétique non-thermique signant des processus violents qui pourrait s'accompagner de neutrinos de haute énergie et d'ondes gravitationnelles. Ces ondes seraient produites par des "tremblements de terre" à la surface de l'étoile à neutrons, à l'origine des éjecta [61].

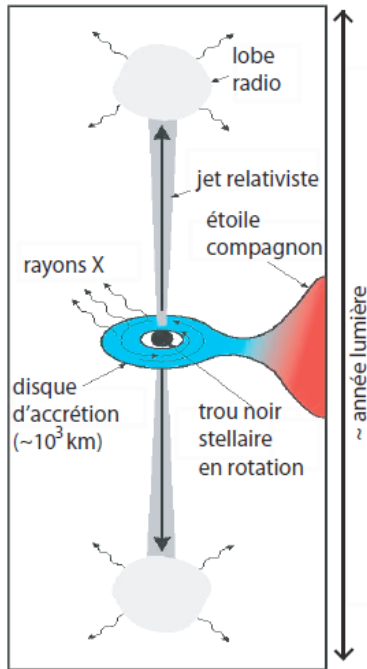


FIG. 1.12: Représentation schématique d'un microquasar.

Deux modèles principaux sont évoqués quant à la production de neutrinos de haute énergie :

- des inhomogénéités dans le jet pourraient causer des chocs internes accélérant les électrons et les protons en leur donnant une distribution en énergie en loi de puissance. Les protons accélérés pourraient interagir aussi bien avec les photons X émis par le disque d'accrétion qu'avec les photons synchrotron produits dans le jet par les électrons accélérés [65, 66].
- dans des systèmes binaires massifs très compacts, des noyaux accélérés dans le jet perdraient des neutrons par interaction avec le rayonnement stellaire ou avec le disque d'accrétion. Ces neutrons se propageant vers le disque et l'étoile massive, pourraient engendrer des neutrinos par interaction avec la matière [67].

Une anti-corrélation entre gammas et neutrinos de haute énergie a également été proposée pour le microquasar variable LS 5039 observé par HESS [68, 69]. La région serait transparente aux gamma pendant la période de haute activité, tandis que la

**Les microquasars** Comme leur nom l'indique, les microquasars sont des objets semblables aux galaxies actives, bien que les échelles de grandeur diffèrent de plusieurs ordres. Il s'agit de systèmes binaires dans lesquels la matière d'une étoile compagne est accrétée par un objet compact (le plus souvent une étoile à neutrons ou un trou noir de quelques masses solaires) et éjectée sous forme de jets relativistes [62] (cf figure 1.12). Des ondes gravitationnelles pourraient être émises à la fois lors des phases d'accrétion et d'éjection [63]. Les jets, observés dans le domaine radio, contiendraient des hadrons accélérés jusqu'à des énergies de l'ordre de  $10^{16}$  eV, capables d'interagir avec le rayonnement ambiant ou avec la matière de l'étoile compagne et pourraient être à l'origine de neutrinos de haute énergie. Cette hypothèse est soutenue par la découverte récente de noyaux relativistes décelés dans les jets de microquasars tels que SS433 [64]. Ces émissions seraient dues à des instabilités dans le disque d'accrétion du système lorsqu'une grande quantité de matière s'est accrétée autour de l'étoile compagne.



période de basse activité serait due à une région absorbante pour les photons, servant de cible pour la production de neutrinos. Le taux d'événements détectables par un télescope comme ANTARES, dans le cas de LS5039, pourrait ainsi atteindre  $0.5 \text{ an}^{-1}$ , valeur fortement dépendante de l'indice spectral considéré (entre 1.5 et 2).

Enfin, les microquasars les plus prometteurs en terme de production de neutrinos pourraient être ceux dont l'émission est continue, comme SS433 et GX339-4, qui pourraient ainsi être détectés à  $5 \sigma$  après quelques années de fonctionnement pour un détecteur kilométrique [70].

***Le centre galactique*** Depuis son observation au TeV par le télescope HESS [71] le centre de notre galaxie fait l'objet d'un intérêt accru du point de vue de l'astrophysique des neutrinos. En effet, les premières observations ont révélé la présence de deux sources brillantes, dont une dans la direction de Sagittarius A\* (HESS J1745-290), le trou noir supermassif présent au centre même de la Galaxie, et une proche du reste de la supernova Sgr A East (voir figure 1.13). Après soustraction de ces sources intenses, une émission plus diffuse a pu être observée. Cette émission diffuse de photons d'énergie supérieure à 100 GeV est fortement corrélée avec un ensemble de nuages moléculaires [73]. Cette émission qui s'étale sur environ 320 pc, suggère une origine hadronique du rayonnement  $\gamma$  observé. Ce d'autant plus que le spectre observé pour l'émission diffuse présente un indice spectral de l'ordre de 2.3, inférieur à l'indice spectral de 2.7 des rayons cosmiques primaires, laissant supposer la présence d'une source additionnelle de rayons cosmiques se superposant à la présence diffuse de rayons cosmiques dans le reste de la galaxie. Les auteurs de [73] suggèrent que cette source additionnelle pourrait être HESS J1745-290 elle-même.

***Sources non identifiées*** Il est intéressant de remarquer qu'un certain nombre de sources détectées par HESS n'ont aucune contrepartie observable dans le spectre électromagnétique. L'origine de ce type de source constitue donc un véritable défi théorique. Une observation de neutrinos de haute énergie dans la direction de ces sources pourrait sans doute aider à la modélisation de ces objets.

La détection de ces sources sans contrepartie souligne une fois de plus la possibilité de détecter des sources jusque là inconnues. Alors pourquoi pas envisager la détection de sources au seul moyen des neutrinos ?

### 1.1.4 Approche multi-messagère

Comme nous l'avons indiqué aux paragraphes précédents, les possibles émissions de neutrinos s'accompagnent généralement d'émissions d'autres messagers cosmiques, des gamma aux ondes gravitationnelles en passant par les particules chargées. La détection de chaque messager étant susceptible d'apporter des informations complémentaires sur les phénomènes se produisant à la source, une attention particulière a été portée ces dernières années au développement d'études croisées associant les divers messagers cosmiques.

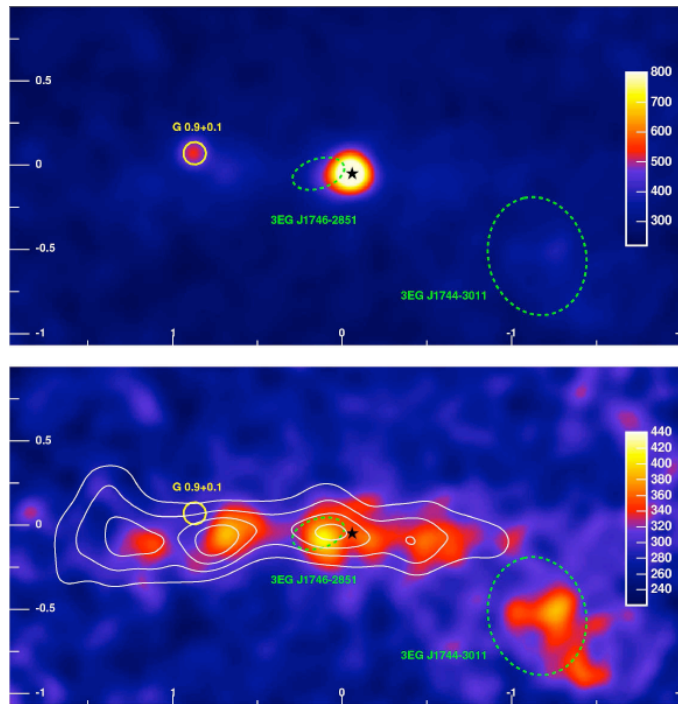


FIG. 1.13: Carte établie par le télescope HESS de la région centrale de notre galaxie (coordonnées galactiques). **En haut** : Sur la vue d'ensemble de la région, dominant deux sources principales. **En bas** : même carte après soustraction des deux sources dominantes, les contours blancs représentent la densité de gaz moléculaire. Le cercle jaune représente SNR  $G0.9+0.1$  et l'étoile noire la position du centre galactique Sgr  $A^*$ . Les régions (à 95% de niveau de confiance) des deux sources non identifiées d'Egret [72] sont indiquées en lignes vertes pointillées.

Ce type d'études croisées est à la fois crucial pour établir un modèle complet des phénomènes astrophysiques, mais aussi optimiser le potentiel de détection. L'idée directrice est que l'observation fortuite simultanée de plusieurs messagers cosmiques pendant un intervalle de temps court est hautement improbable et associée de surcroît à un bruit de fond très faible, ce qui augmente la sensibilité aux émissions astrophysiques. Dans cette perspective, les divers télescopes à neutrinos en fonctionnement utilisent déjà les alertes gamma envoyées par les satellites pour la recherche concomitante de neutrinos (voir en particulier le paragraphe 2.2.4). Dans le même esprit, la collaboration ANTARES a récemment signé un protocole d'accord avec le télescope optique Tarot. Dans ce cas, c'est une alerte neutrino qui est envoyée au télescope optique qui cherchera à valider ou infirmer une possible détection en observant les émissions rémanentes d'un possible GRB [74]. Une réflexion est également en train d'être menée quant à la possibilité de s'appuyer sur les données du satellite FERMI pour repérer les périodes d'activités intenses de certaines sources, comme des AGN, afin d'optimiser les chances de détection avec des neutrinos.

	2007	2008	2009	2010	2011	2012	2013	2014	2015	2016	
ANTARES KM3NeT	5L	10L	12L							KM3NeT	
VIRGO	VSR1		VIRGO+						Advanced VIRGO		
LIGO	LSR1		eLIGO						Advanced LIGO		

FIG. 1.14: Calendrier de périodes de prise de données communes du télescope à neutrinos ANTARES et de son successeur KM3NET et des interféromètre VIRGO/LIGO et leur successeurs. Les lots de données communes de 2007 sont d'ores et déjà exploitables. A ce jour, tous les détecteurs sont en fonctionnement.

C'est également en suivant cette philosophie qu'un protocole d'accord a été signé entre les collaborations ANTARES et VIRGO/LIGO à l'issue d'un atelier international [75] organisé au laboratoire APC qui avait pour objectif d'interroger la pertinence de réaliser des corrélations entre neutrinos de haute énergie et ondes gravitationnelles. Le calendrier de fonctionnement des détecteurs est favorable à ce type d'études, comme l'indique la figure 1.14. Plusieurs sources astrophysiques, évoquées au paragraphe précédent, sont susceptibles de produire ces deux types d'émission de façon presque simultanée. Du reste, les deux messagers ont en commun des propriétés singulières : ils peuvent s'échapper du cœur des sources et voyager en ligne droite. La direction d'émission des ondes gravitationnelles peut être estimée par triangulation des signaux enregistrés par les 3 interféromètres VIRGO/LIGO. On peut donc utiliser à la fois la direction et le temps d'arrivée de chaque signal pour réduire les bruits de fond, importants pour chaque type de détecteur. Les informations susceptibles d'être échangées par les diverses collaborations sont les temps d'arrivée, la direction, l'énergie et les erreurs associées à chacune de ces quantités. Un aperçu des méthodes envisagées peut être trouvées dans [76, 77].

Un étude de possibles corrélations entre neutrinos de hautes énergie et rayons cosmiques de haute énergie [78] est en cours d'élaboration au sein des collaborations ANTARES et AUGER. Contrairement à l'étude précédente, celle-ci ne repose que sur les directions d'arrivée des événements, et non sur des coïncidences temporelles, eu égard aux retards, induits par les champs magnétiques, subits par les rayons cosmiques lors de leur parcours. Il convient en outre de sélectionner des événements de ultra haute énergie afin de préserver la directionnalité des centres d'émission.

### 1.1.5 Recherche de matière noire

Une autre source hypothétique de neutrinos de haute énergie serait liée à la présence de matière cachée, dite matière noire, dans l'univers. C'est en 1933 que Zwicky a, le premier, donné l'indication qu'il y aurait une importante quantité de masse manquante [79]. L'essentiel de cette matière cachée serait non baryonique. L'un des candidats est le neutralino, particule stable et neutre du modèle standard super-symétrique minimal. La Galaxie serait enveloppée dans un halo constitué de ces particules, ce qui permettrait, entre autres, d'expliquer le comportement anormal de la distribution de la vitesse de rotation des objets visibles (vitesse constante de 220 km/s quelle que soit la distance au centre de la Galaxie). Soumises aux lois de Kepler, comme tout autre objet, ces particules gravitent avec la même vitesse moyenne. Freinés par les collisions élastiques avec les noyaux de la matière, et sous l'influence de la gravité, les neutralinos s'agrègeraient au centre des corps massifs comme le Soleil ou le centre galactique [80] où ils peuvent, densité aidant, plus facilement s'annihiler mutuellement par paire. La densité atteinte pourrait devenir suffisante pour qu'à terme un équilibre entre capture et annihilation s'installe, l'annihilation produisant des bosons de jauge ou des fermions lourds, qui, en se désintégrant, conduiraient à une source stationnaire de neutrinos. Les potentialités de découverte d'un télescope à neutrinos comme ANTARES sont discutées, par exemple, dans [81, 82].

## 1.2 Principes de détection

Les difficultés techniques associées à la méthode de détection [83] des neutrinos de haute énergie constituent plusieurs défis à relever. La détection est indirecte. Le détecteur est une matrice tridimensionnelle de photomultiplicateurs qui, plongés dans un milieu transparent, captent la lumière Tcherenkov émise par les muons issus de l'interaction profondément inélastique de neutrinos muoniques avec les noyaux environnants (cf § 1.2.1). C'est cette lumière (cf § 1.2.2) qui permet de remonter aux caractéristiques du flux de particules incident, en particulier sa direction. Cette méthode expérimentale favorise la détection des neutrinos de haute énergie car leur section efficace d'interaction est plus grande, le trajet du muon dans la Terre est plus important, la lumière produite dans le volume instrumenté est plus intense. En outre, la précision de pointage s'améliore quand l'énergie augmente car l'angle de déviation entre le neutrino et le muon diminue. Pour réduire l'influence du bruit de fond que constituent les muons atmosphériques (descendants, voir § 1.2.3) le détecteur doit être placé sous un épais bouclier. En outre, le signal est recherché parmi les traces montantes (seuls les neutrinos peuvent traverser la Terre) ouvrant ainsi une fenêtre d'observation instantanée sur la moitié de la voûte céleste. En vertu des mouvements de rotation de la terre, l'observation intégrée varie en fonction des coordonnées géographiques du télescope (latitude et longitude) comme le montre la figure 1.15 qui représente la fraction du ciel visible (en neutrinos ascendants) intégrée sur le temps pour un télescope situé en mer Méditerranée. L'ensemble de la zone visible représente

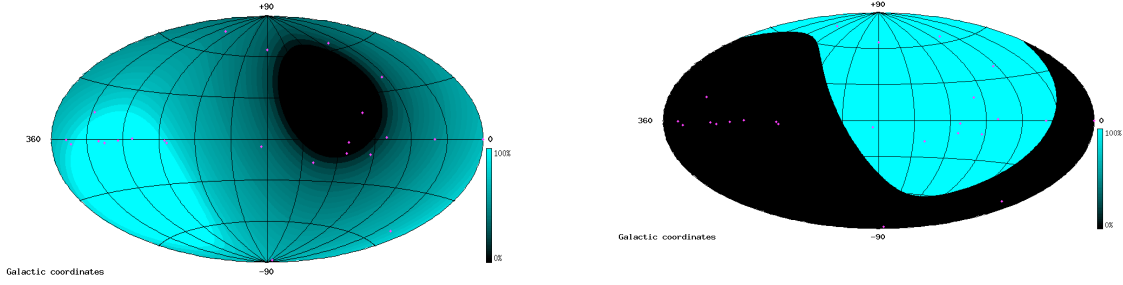


FIG. 1.15: **A gauche** : Echelle de visibilité de la voûte céleste pour un détecteur situé en Méditerranée, en coordonnées galactiques. La zone noire n'est jamais observable, tandis que la zone plus claire est vue une certaine fraction du temps (70% dans la direction de centre galactique). **A droite** : Même type de figure pour un détecteur placé au pôle sud. Les deux cartes de visibilité offrent à voir une complémentarité évidente qui fournit aussi la possibilité de confronter les observations communes sur un total de  $0.5\pi$  sr.

un angle solide total de  $3,5\pi$  sr. Un télescope comme ICECUBE, situé au pôle sud, est en permanence sensible à l'ensemble du ciel de l'hémisphère nord. En particulier il ne couvre qu'une petite fraction du plan galactique et n'est sensible qu'à un nombre restreint des sources observés au TeV dans le plan galactique, à l'exclusion notable du centre galactique. Cette complémentarité des champs de vue est sans aucun doute l'argument le plus important pour l'exploitation d'un télescope à neutrinos dans chaque hémisphère. Compte tenu de la grande dimension ( $\sim \text{km}^3$ ) des détecteurs (imposée par la faiblesse des flux de neutrinos cosmiques et celle de leur section efficace) et de la nécessité de réduire le bruit de fond atmosphérique, la seule possibilité est l'enfouissement profond dans la glace ou dans la mer.

### 1.2.1 Interaction des neutrinos

Le taux  $T(E_{\min}, \theta)$  de détection de leptons  $l$  ( $l = e, \mu, \tau$ ) engendrés par l'interaction des neutrinos [84] autour du détecteur peut être obtenu en convoluant le flux de neutrinos incidents  $dN/dE_\nu$  et la probabilité de détection des neutrinos :

$$T(E_{\min}, \theta) = \int_{E_{\min}} P_{\nu \rightarrow l}(E_\nu, E_{\min}) P_{\text{trans}}(\theta, E_\nu) \frac{dN}{dE_\nu} dE_\nu \quad (1.7)$$

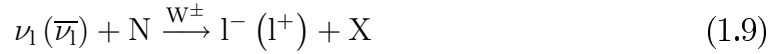
ou  $P_{\text{trans}}(\theta, E_\nu)$  est le coefficient de transmissivité du neutrino à travers la Terre et  $P_{\nu \rightarrow l}(E_\nu, E_{\min})$  est la probabilité qu'un neutrino d'énergie  $E_\nu$  engendre un lepton détectable d'énergie supérieure ou égale à  $E_{\min}$ . Cette probabilité peut s'écrire sous la forme :

$$P_{\nu \rightarrow l} = \mathcal{N} \int_{E_{\min}}^{E_\nu} dE_l \frac{d\sigma}{dE_l} R_l(E_l, E_{\min}) \quad (1.8)$$

où  $\mathcal{N}$  est le nombre d'Avogadro,  $\frac{d\sigma}{dE_l}$  est la section efficace différentielle d'interaction en fonction de l'énergie et  $R_l(E_l, E_{min})$  représente le parcours du lepton induit. Dans le cas du muon ( $l = \mu$ ), cette distance peut être supérieure à la dimension caractéristique du détecteur, contrairement aux électrons et aux  $\tau$  qui sont respectivement absorbés et désintégrés rapidement. C'est une des raisons pour lesquelles la détection des neutrinos muoniques est favorisée par rapport à celle des neutrinos d'autre saveur [85]. Cependant, même si nous ne nous attarderons pas dessus, la détection de neutrinos électroniques et de neutrinos tauiques semble possible pour les détecteurs suffisamment grands ( $\sim \text{km}^3$ ), ce qui permettrait d'ouvrir un champ de recherche nouveau [86] (vérification du principe d'équivalence, oscillations de neutrinos sur des distances cosmologiques...)

### La section efficace [1]

La production de leptons chargés se fait par interaction faible, en échangeant un boson chargé W selon le schéma :



où N représente un nucléon isoscalaire ( $N \equiv \frac{n+p}{2}$ ) et X la cascade hadronique engendrée par l'interaction.

La section efficace de ce processus fait appel aux fonctions de distributions de partons dans les nucléons. Elle peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{2G_F^2 m_N E_\nu}{\pi} \left( \frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 [xq(x, Q^2) + x\bar{q}(x, Q^2) (1-y)^2] \quad (1.10)$$

où :

- $m_N$  et  $M_W$  sont les masses respectives du nucléon et du boson intermédiaire
- Q est l'impulsion de transfert
- $\nu = E_\nu - E_l$  est l'énergie hadronique (fraction d'énergie du neutrino emportée par le boson) dans le référentiel du laboratoire
- $x = \frac{Q^2}{2m_N \nu}$  est la fraction d'impulsion emportée par le parton,
- $y = \frac{\nu}{E_\nu}$

La figure 1.16 représente les sections efficaces d'interaction d'un  $\nu_\mu$  et d'un  $\bar{\nu}_\mu$  obtenue avec les fonction de distributions de partons de CTEQ5 [87]. Le comportement asymptotique des sections efficaces est du type :

$$\sigma \propto E_\nu \quad E_\nu > 10 \text{ GeV} \quad (1.11)$$

$$\sigma \propto E_\nu^{0,4} \quad E_\nu > 1 \text{ PeV} \quad (1.12)$$

La différence entre les deux régimes est due à l'effet du propagateur qui se fait sentir au dessus du TeV et limite l'augmentation de la section efficace. Les valeurs des fonctions de distributions partoniques à petit x dominent alors ( $x < M_W^2/2m_N E_\nu$ ), ce qui

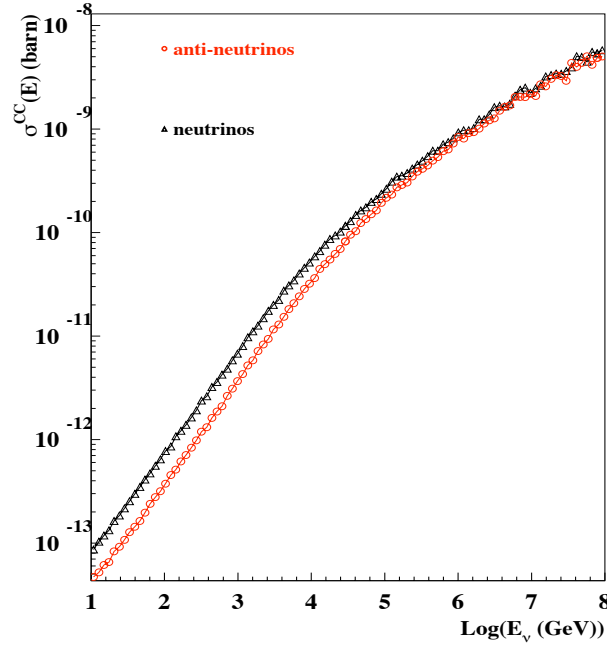


FIG. 1.16: Section efficace d'interaction  $\nu_\mu N$  et  $\bar{\nu}_\mu N$  par courant chargé avec  $N = \frac{n+p}{2}$

nécessite des extrapolations car la valeur des fonctions de structure est expérimentalement limitée à  $10^{-5} < x < 1$  et introduit donc une incertitude non négligeable (facteur  $\sim 2$ ).

La différence entre la direction du muon au niveau du détecteur et la direction initiale du neutrino est gouvernée par deux processus : la cinématique de la réaction et les diffusions multiples subies par le muon avant d'atteindre le détecteur. Au point d'interaction, la direction du muon est d'autant plus alignée sur celle du neutrino que son énergie est élevée. Les calculs cinématiques prédisent dans le référentiel du laboratoire une déviation de l'ordre de :

$$\theta_{\mu\nu} \approx \frac{1^\circ}{\sqrt{E_\nu[\text{TeV}]}} \quad (1.13)$$

En dessous du  $\sim \text{TeV}$ , la résolution angulaire globale est ainsi contrainte par la cinématique de l'interaction et non par la résolution intrinsèque des télescopes.

### Absorption dans la Terre

A haute énergie, compte tenu de l'évolution de la section efficace, les neutrinos sont susceptibles d'être absorbés : la Terre devient opaque aux neutrinos (à 70 TeV,

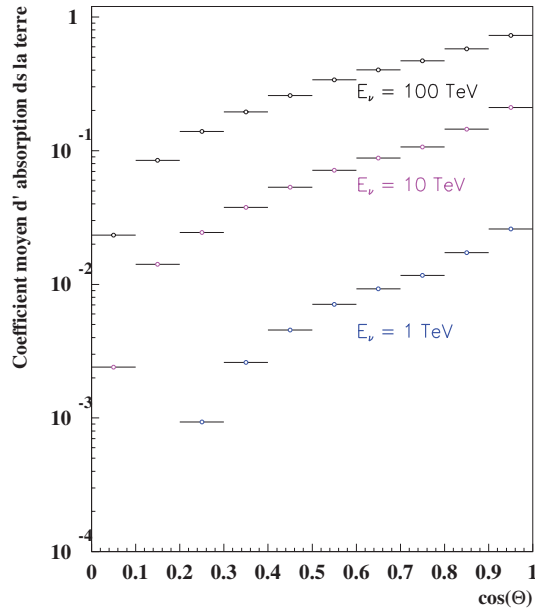


FIG. 1.17: *Effet moyen de l'absorption de neutrinos d'énergie de 1, 10 et 100 TeV en fonction de leur angle zénithal.*

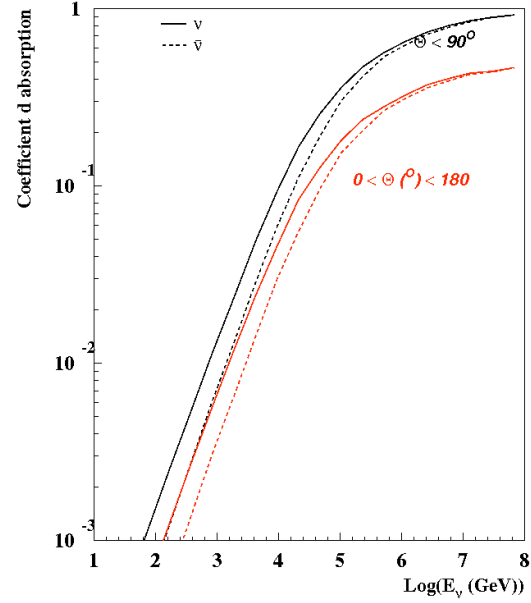


FIG. 1.18: *Absorption moyennée pour les neutrinos montants (en noir) et pour les deux hémisphères (en rouge) en fonction de l'énergie.*

la longueur d'interaction du neutrino est égale au diamètre de la Terre). Autrement dit le terme  $P_{\text{trans}}(\theta, E_\nu)$  de l'équation 1.7 devient très petit. Pour quantifier plus précisément ce phénomène, il faut connaître le profil de densité terrestre. Le profil généralement utilisé est celui donné dans [84]. Le modèle fait état de 10 différentes couches concentriques dont la densité dépend de la distance radiale  $r$  (en km) au centre de la Terre. La probabilité qu'un neutrino soit absorbé le long de son parcours  $\mathcal{L}$ , généralement exprimé en unité de longueur équivalent eau, via son interaction par courant chargé ou courant neutre s'exprime alors comme :

$$P_{\text{trans}}(\mathcal{L}) = e^{-\frac{\mathcal{L}(\theta)}{\lambda}} \quad (1.14)$$

où  $\lambda$  est le libre parcours moyen :

$$\lambda = \frac{1}{\mathcal{N}\sigma_{\text{tot}}}$$

et  $\sigma_{\text{tot}}$  la section efficace totale d'interaction. Les figures 1.17 et 1.18 représentent les effets moyennés en énergie et en zénith du coefficient d'absorption ( $1 - P_{\text{trans}}$ ) dans la Terre. Elles illustrent en particulier que l'absorption par la Terre est négligeable pour les neutrinos horizontaux dans la mesure où ils traversent peu de matière. C'est donc à l'horizontale que les neutrinos de plus haute énergie ( $> \text{PeV}$ ) seront recherchés.



## 1.2.2 Propagation des muons dans la matière

### Parcours du muon

La distance  $R_\mu(E_\mu, E_{\min})$  (équation 1.7) parcourue par le muon avant d'atteindre une énergie seuil  $E_{\min}$ , dans la roche ou dans l'eau, dépend de son énergie initiale  $E_\mu$ . Pour la calculer, il convient de prendre en compte tous les processus de perte d'énergie (processus continus d'ionisation et processus radiatifs). A haute énergie ( $> \text{TeV}$ ), ce sont les processus radiatifs qui dominent, comme le rayonnement de freinage, la production de paires et la hadroproduction [88, 89]. Les processus sont stochastiques et entraînent de fortes fluctuations sur la perte en énergie. En revanche, les pertes d'énergie par ionisation sont constantes au dessus du GeV et dominent en deçà du TeV (le parcours du muon est alors proportionnel à son énergie.). L'ensemble des ces processus peut se résumer par la formule de Barrett [90] :

$$\left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle \approx \alpha(E) + \beta(E)E \quad (1.15)$$

avec  $\alpha \approx 2,2 \text{ MeV.g}^{-1}.\text{cm}^2$  (terme d'ionisation déterminé par la formule de Bethe-Bloch) et  $\beta \approx 4 \times 10^{-6} \text{ g}^{-1}.\text{cm}^2$  (terme de radiation : production de paires, bremsstrahlung et contributions photonucléaires). Par suite, le parcours moyen du muon peut s'écrire :

$$R_\mu(E_\mu, E_{\min}) = \int_{E_{\min}}^{E_\mu} \frac{1}{\langle \frac{dE}{dX} \rangle} dE \approx \frac{1}{\beta} \ln \frac{(\alpha/\beta) + E_\mu}{(\alpha/\beta) + E_{\min}} \quad (1.16)$$

Ceci donne une estimation des distances parcourues par le muon, mais à haute énergie la domination des processus radiatifs stochastiques impose de recourir à des simulations Monte Carlo pour reproduire de façon plus fiable les pertes réelles en énergie (cf § 3.1). Ainsi la probabilité de détecter un muon d'énergie supérieure à  $E_{\min}$  (relation 1.8) peut être représentée en fonction de l'énergie du neutrino incident (figure 1.19).

### Effet Tcherenkov

Les muons produits par l'interaction des neutrinos sont finalement détectés grâce à la lumière Tcherenkov qu'ils émettent continûment. Cette lumière, observable dans un milieu transparent, est émise par toute particule chargée se déplaçant à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu. Cet effet apparaît sous la forme d'un éclair lumineux dont les propriétés sont liées à la vitesse de la particule émettrice et aux propriétés du milieu. Ainsi la lumière est émise dans une direction déterminée  $\theta$  par rapport à la source du rayonnement telle que :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (1.17)$$

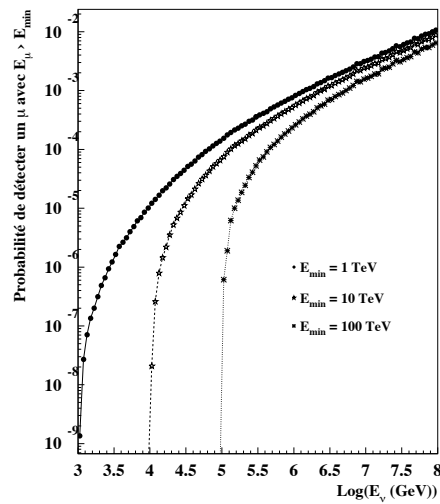


FIG. 1.19: Probabilité qu'un neutrino d'énergie  $E_\nu$  produise un muon visible d'énergie  $E_\mu > E_{\min}$ . L'absorption dans la terre n'est pas prise en compte ici.

où  $\beta = v/c$  est le facteur de Lorentz et  $n$  est l'indice de réfraction du milieu.

Le principe de la reconstruction des traces de muons repose entièrement sur ce phénomène. Il s'agit de détecter la lumière Tcherenkov émise à l'aide d'un ensemble de photomultiplicateurs dont le positionnement spatial est parfaitement connu. La connaissance du temps auquel les photons sont détectés permet ensuite de reconstruire la trajectoire du muon (cf § 3.2).

### 1.2.3 Le bruit de fond muonique

Hormis les neutrinos cosmiques, les événements physiques susceptibles de produire des muons de haute énergie dans le détecteur, et donc de constituer un bruit de fond, sont essentiellement dus à l'interaction du rayonnement cosmique primaire avec l'atmosphère (cf § 1.1.1) engendrant des cascades de particules secondaires. Parmi les particules présentes dans ces cascades atmosphériques, les plus pénétrantes, capables de plonger sous l'eau jusqu'à plusieurs kilomètres de fond, sont les neutrinos et les muons (qualifiés d'"atmosphériques"). Les uns et les autres constituent une source de bruit de fond pour le signal de neutrinos astrophysiques. Les muons atmosphériques ne peuvent traverser la Terre, seuls ceux arrivant d'en haut et ayant traversé la couche d'eau de mer viennent polluer les enregistrements du détecteur. Afin de limiter cette pollution, les télescopes à neutrinos recherchent leurs signaux parmi les muons montants, ce qui restreint le champ de vue à l'hémisphère opposé à celui où se situe le détecteur. Les muons atmosphériques étant environ un million de fois plus nombreux au niveau du détecteur que les neutrinos atmosphériques (voir figure 1.20),

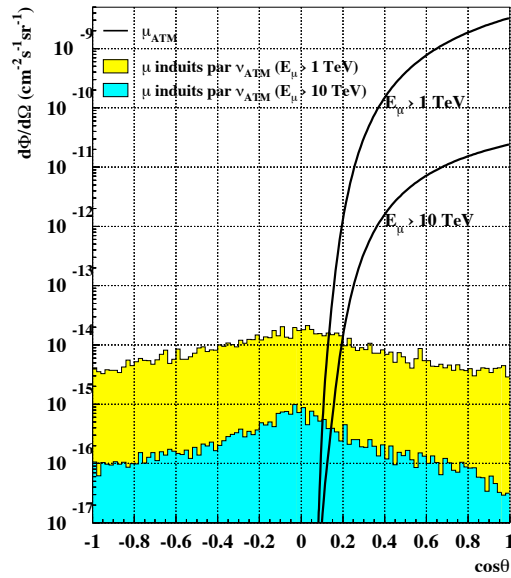


FIG. 1.20: *Les différentes composantes de bruit de fond de muons.*

maîtriser leur contamination dans l'échantillon des événements est un défi qui ne peut être relevé que par une mesure précise de la direction des muons (voir chapitre 3). Quant aux neutrinos atmosphériques, ils imitent en tout point la signature des neutrinos cosmiques, et ne peuvent donc pas être distingués individuellement. Ces deux types d'événements physiques se distinguent cependant par leur distribution spectrale. Le spectre des neutrinos atmosphériques ( $\frac{dN}{dE} \propto E^{-3.7}$ ) est plus dur que celui attendu pour les neutrinos astrophysiques (typiquement  $\frac{dN}{dE} \propto E^{-2}$ ). Aussi une émission diffuse de neutrinos cosmiques est susceptible d'engendrer un excès d'événements à haute énergie (voir figure 1.1). Par ailleurs, la distribution angulaire des neutrinos atmosphériques étant uniforme, une façon de discriminer les neutrinos cosmiques consiste également à rechercher des anisotropies locales (voir par exemple les résultats du paragraphe 3.4).



# Chapitre 2

## Les télescopes à neutrinos présents et futurs

Ce chapitre donne une brève description de l'état d'avancement des télescopes à neutrinos actuels [91, 92]. On se concentrera sur les télescopes utilisant pour méthode de détection l'observation de la lumière Tcherenkov dans l'eau ou la glace. L'état de l'art en matière de détection alternative (radio ou acoustique) de neutrinos de ultra haute énergie peut être trouvé dans [93, 94].

La première tentative de construction d'un télescope à neutrinos de haute énergie remonte à la fin des années 80 avec la collaboration DUMAND [95] (Deep Underwater Muon And Neutrino Detector) au large de la côte hawaïenne. Une ligne prototype, attachée par câble au navire en surface, a été déployée en 1987. A la suite de ce succès, un projet de construction d'un réseau de 9 lignes ancrées au fond de la mer à 4800 m de profondeur a été soumis. Seule la première ligne en a été déployée, permettant la détection de traces de muons atmosphériques. Mais cette ligne n'a pu fonctionner que 10 heures, une fuite s'étant déclarée dans l'une des unités électriques. L'expérience a finalement été définitivement arrêtée en 1996, par manque de financement. Entre temps d'autres projets on vu le jour. Certains persévérant dans la voie du milieu liquide (mer ou lac), d'autre préférant la glace. Les caractéristiques principales de ces détecteurs ainsi que leur état actuel d'avancement sont résumés dans le tableau 2.1.

### 2.1 Expériences et projets en cours

#### 2.1.1 L'expérience BAIKAL

L'expérience en eau douce BAIKAL [96] est une collaboration entre laboratoires russes et allemands. Il s'agit d'un détecteur de neutrinos immergé à  $\sim 1100$  m de fond, dans le lac Baikal, en Sibérie. Le déploiement du détecteur est facilité, en hiver, par l'épaisse couche de glace qui recouvre le lac et offre un support rigide adapté à l'installation et à la récupération des lignes. Depuis le 6 avril 1998, 192 modules

Expérience	Dimensions	# PMs	Milieu	Résolution angulaire	État
AMANDA	Cylindre (R×H) 100 m × 500 m	677	Glacé	~ 3.0°	Terminé
ICECUBE	Octogone 1 km <sup>3</sup>	4800		< 1.0°	Construction Exploitation
BAIKAL	Cylindre (R×H) 20 m × 72 m	192	Eau douce	~ 3°	Exploitation
ANTARES	Octogone (l×H) 60-75 m × 350 m	900	Eau de mer	< 0.5°	Exploitation
NESTOR	Cylindre (R×H) 16 m × 410 m	144/tour			R&D Conception
NEMO KM3NET	1 km <sup>3</sup>	~ 5000			

TAB. 2.1: *Résumé des caractéristiques principales des différents projets de télescopes à neutrinos actuels.*

optiques, contenant des photomultiplicateurs de 15 pouces, répartis sur 8 lignes sont en service (détecteur NT-200, figure 2.1).

Avec un échantillon de 1038 jours de données, la collaboration BAIKAL a établi une limite sur le flux diffus de neutrinos cosmiques en provenance de l'hémisphère sud [97] de  $\frac{dN}{dE} < 8.1 \cdot 10^{-7} E^{-2} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  valide pour  $E \in [20 \text{ TeV}; 50 \text{ PeV}]$  (voir figure 2.3). Dans la mesure où la précision sur la direction des trajectoires reconstruites n'est pas un élément crucial pour la recherche de flux diffus, l'analyse repose sur la détection de front de lumière montant, sans imposer que ceux-ci ne soient nécessairement engendrés dans le volume instrumenté, ce qui augmente la sensibilité. Ces fronts de lumière pouvant être engendrés par l'interaction de neutrinos de toutes saveurs, la limite s'applique aux 3 types de neutrinos connus. Le bruit de fond associé est principalement dû au cascades électromagnétiques induites par les muons atmosphériques descendant. Un total de 372 candidats neutrinos montant a été sélectionné, compatible avec les 385 événements attendus d'après les simulations Monte Carlo.

Le faible seuil de détection ( $\sim 10 \text{ GeV}$ ) qu'offre la relative proximité des modules optiques les uns par rapport aux autres permet également des études très compétitives pour la recherche de matière noire. Celle-ci est recherchée sous forme de particules massives (WIMP), stables (comme le neutralino dans le modèle standard super-symétrique minimal), interagissant très faiblement avec la matière ordinaire (sauf gravitationnellement), et qui, en s'annihilant pourraient produire un excès de neutrinos d'énergie comparable à la masse du WIMP. Ces particules sont attendues en forte concentration dans les corps denses, comme le soleil ou le centre de la terre,

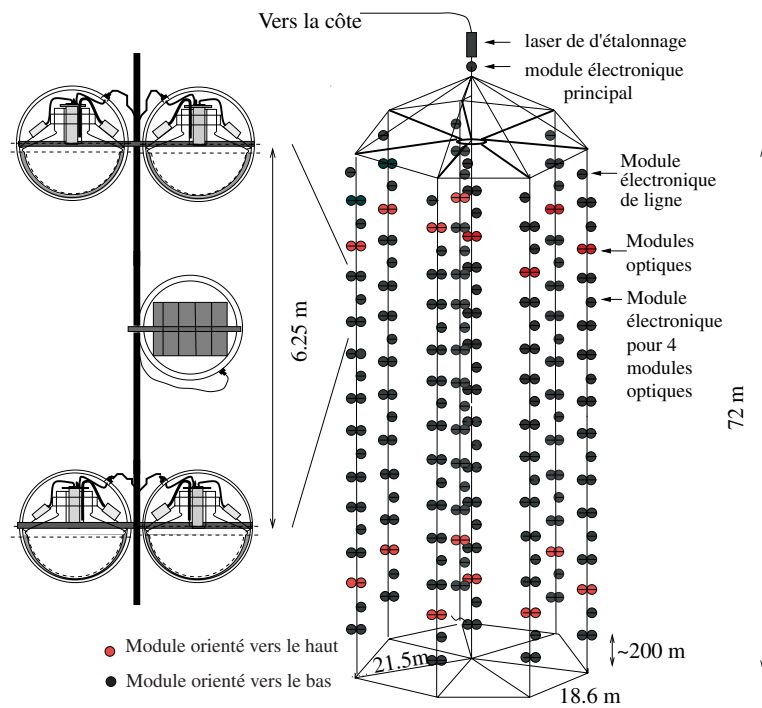


FIG. 2.1: Schéma du détecteur BAIKAL NT200. Certains modules optiques sont orientés vers le haut, ce qui permet ainsi l'établissement d'un meilleur véto pour rejeter le bruit de fond.

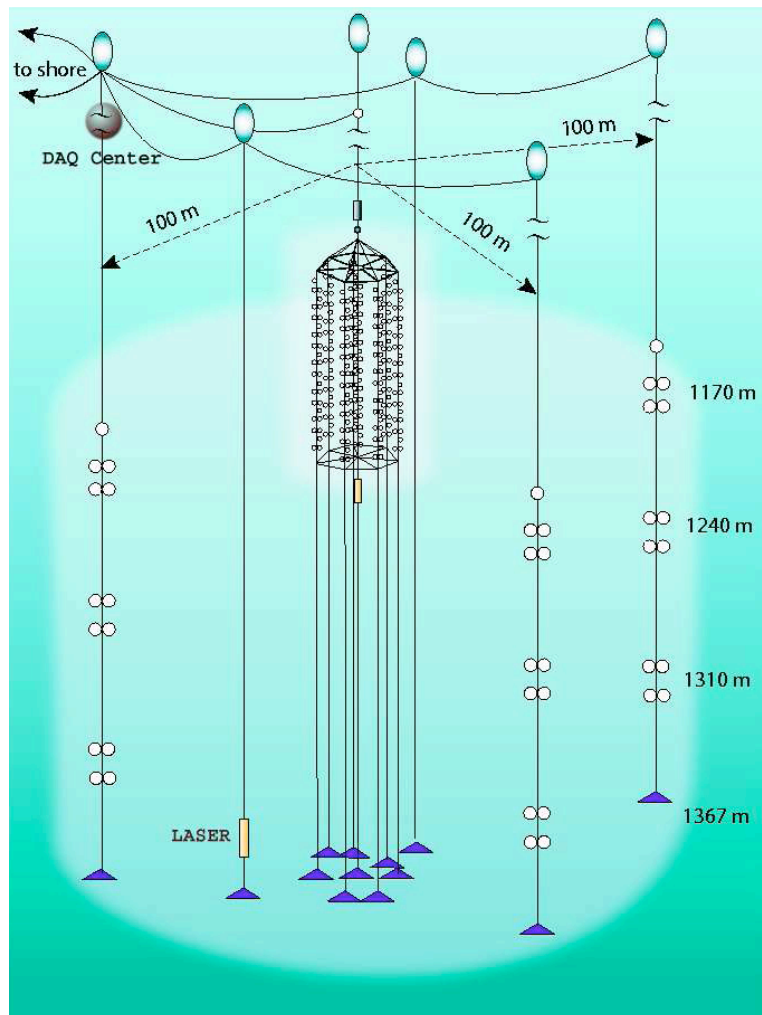


FIG. 2.2: Schéma du détecteur BAIKAL NT200+.

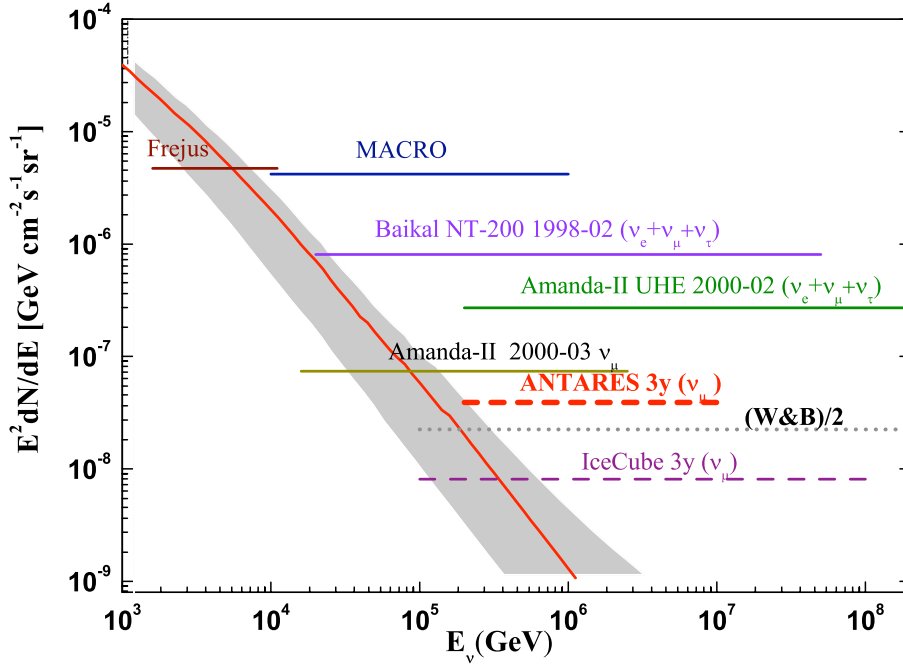


FIG. 2.3: *Limites actuelles (traits pleins) et sensibilités attendues (pointillés) sur le flux diffus neutrinos cosmiques extraterrestres (hypothèse  $\frac{dN}{dE} \propto E^{-2}$ ). Le graphe indique également les prédictions de Waxman-Bahcall (W&B) pour ce type de signaux [19].*

région sur laquelle s'est concentrée la collaboration BAIKAL en sélectionnant des traces verticales ( $\nu_\mu$ ). En l'absence d'excès, une limite sur le flux de muon en fonction de la masse du neutralino a pu être établie, de l'ordre de :  $5(4) \times 10^{-15} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  pour une masse de neutralino de  $100 \text{ GeV}/c^2$  ( $1 \text{ TeV}/c^2$ ).

Les modestes dimensions du détecteur ainsi que la faible transparence de l'eau du lac limite la sensibilité du détecteur aux neutrinos cosmiques. Une extension d'une détecteur, baptisée NT200+ (figure 2.2) est néanmoins prévue pour augmenter l'acceptance aux plus hautes énergies. Il s'agit du déploiement de 3 lignes supplémentaires de 140 m de haut, regroupant 36 modules optiques et dont l'exploitation a débuté en avril 2005. Cette nouvelle configuration devrait permettre un gain d'un facteur 4 en sensibilité.

Le détecteur NT200+ pourrait lui-même constituer la première étape vers la construction d'un détecteur à l'échelle du km (Gtonne). Le détecteur serait constitué de plusieurs unités semblables à NT200+ espacées de 100 m les unes des autres, à ceci près que le cœur de NT200+ (NT200) serait remplacé par une seule ligne de détection.



Le détecteur final contiendrait ainsi entre 1300 et 1700 modules optiques répartis sur 90 à 100 lignes de 12 ou 16 modules optiques chacune, pour un seuil de détection des muons de 20 à 50 TeV. Le volume effectif de détection, pourrait alors atteindre 0.5-0.8 km<sup>3</sup>. Un tel projet requiert naturellement des efforts en terme R&D. Une ligne prototype a d'ores et déjà été installée en avril 2008 afin de tester les technologies envisagées (électronique, système d'acquisition, stratégie de déclenchement).

### 2.1.2 Les expériences AMANDA et ICECUBE

#### AMANDA

L'expérience AMANDA [98] (Antarctic Muon and Neutrino Detector Array) a débuté dans les années 90. La collaboration, qui réunit des instituts de physique américains, allemands, suédois et belges, s'est employée à construire, sous la glace de l'Antarctique, au Pôle Sud géographique, un réseau de 676 modules optiques répartis sur une vingtaine de lignes de détection (figure 2.4). Les 4 premières lignes de détection (AMANDA-A) ont été déployées entre 1993 et 1994, à 900 m de fond environ. A cette profondeur, la couche de glace renferme de nombreuses bulles d'air, ce qui provoque une forte diffusion de la lumière, nuisible à la reconstruction de la trajectoire des particules. Pour cette raison, à partir de 1995, la collaboration a choisi d'enfouir l'extension du détecteur (AMANDA-B) entre 1500 et 2000 m de fond. Dès 1997, une autre extension a été entreprise (AMANDA-II), avec l'installation des lignes restantes, plus longues. Si la diffusion est moins forte à ces profondeurs, elle reste un phénomène important qui restreint très fortement les performances du détecteur. En particulier, on ne peut espérer une résolution angulaire inférieure à quelques degrés, ce qui rend délicat l'étude des sources ponctuelles. En augmentant la dimension du détecteur, et donc le bras de levier pour la reconstruction des trajectoires, on peut en principe améliorer la résolution angulaire. C'est ce qui explique qu'avec le successeur d'AMANDA, baptisé ICECUBE, la précision angulaire devrait être inférieure au degré.

La technique de déploiement consiste à creuser un trou profond dans la glace par envoi d'eau chaude sous pression, à y installer une ligne de détection et laisser ensuite l'eau geler rapidement. Outre la relative facilité de déploiement, la glace présente l'avantage d'induire un faible bruit de fond optique, de l'ordre de 1 kHz par photomultiplicateur de 8 pouces, ce qui permet l'éventuelle détection des neutrinos de basse énergie émis lors des explosions de supernovae [99]. L'étalonnage de l'appareil est assuré par un système combinant lasers et LED dans tout le détecteur, ce qui permet de connaître avec une précision de l'ordre du mètre la position des modules optiques.

En 7 ans de prise de données, le télescope AMANDA-II a pu accumuler une statistique de 6595 candidats neutrinos et mesurer ainsi le spectre en énergie des neutrinos atmosphériques jusqu'à deux ordres de grandeur en dessous des études précédentes (menées par les détecteurs souterrains), soit jusqu'à 100 TeV environ. Cette étude a par exemple permis de poser de nouvelles limites sur d'éventuels processus de changement non standard de saveur dans le secteur des neutrinos [100]. Concernant

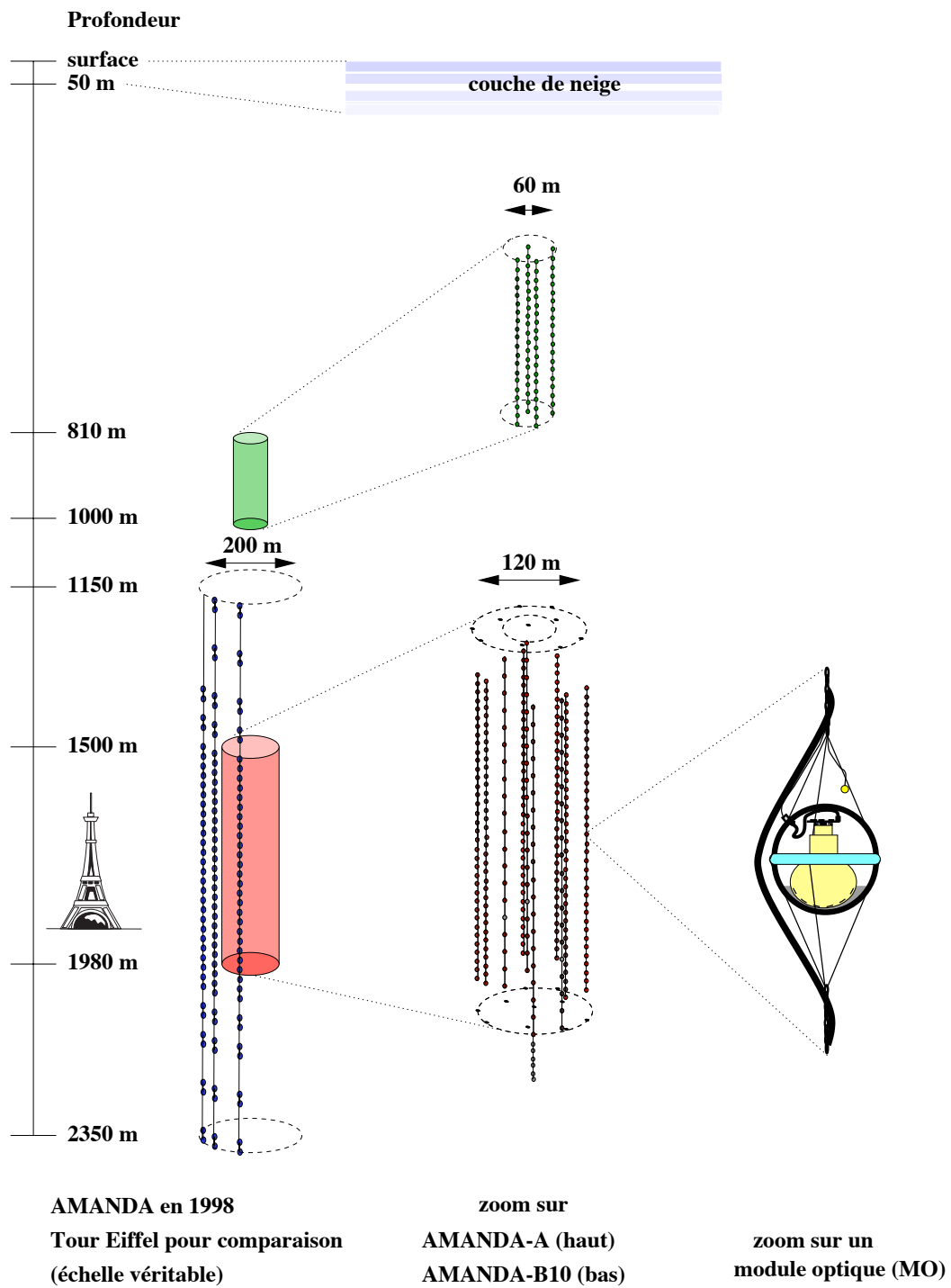


FIG. 2.4: Schéma du détecteur AMANDA.

la recherche de flux diffus de neutrinos cosmiques de haute énergie, l'étude du lot de neutrinos sélectionnés a permis d'établir la limite la plus contraignante au monde ( $\frac{dN}{dE} < 7.4 \cdot 10^{-8} E^{-2} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  pour  $E \in [16 \text{ TeV}; 2.5 \text{ PeV}]$ ) et de rejeter ainsi un certain nombre de modèles de production, notamment par des AGN [101]. L'analyse du flux diffus avec les neutrinos repose essentiellement sur l'étude de l'énergie des candidats neutrinos muoniques. Une autre analyse, portant sur l'étude des cascades induites par toutes les saveurs de neutrinos lors de leur interaction avec la matière, est également rapportée par la collaboration. Elle est légèrement moins contraignante [102] ( $\frac{dN}{dE} < \frac{2.7}{3} \cdot 10^{-7} E^{-2} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  rapporté à une espèce de neutrino) mais s'étend à de plus grandes énergies ( $E \in [2 \cdot 10^5; 10^9 \text{ GeV}]$ ). L'ensemble de ces résultats est indiqué figure 2.3.

Pour la recherche de sources ponctuelles de neutrinos cosmiques, les coupures en énergie peuvent être partiellement relâchées. L'analyse consiste à tenter de repérer des accumulations statistiquement significatives d'événements par dessus le bruit de fond de neutrinos atmosphériques [103]. Les limites d'AMANDA-II pour un certain nombre de sources connues de l'hémisphère nord sont données, en fonction de leur déclinaison, figure 3.21). La limite, moyennée sur tout le ciel visible depuis le pôle sud, sur la somme des flux (supposés égaux) de  $\nu_\mu$  et de  $\nu_\tau$  correspondant à l'échantillon final de données est de  $\frac{dN}{dE} < 5.2 \cdot 10^{-11} E^{-2} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour  $E \in [1.9 \text{ TeV}; 2.5 \text{ PeV}]$ , soit un ordre de grandeur en dessous des limites préalablement établies par des détecteurs souterrains [104].

#### ICECUBE

Le détecteur ICECUBE est le successeur d'AMANDA. La plupart des résultats obtenus après 7 années de prise de données avec AMANDA-II sont d'ores et déjà surpassés par ceux issus de l'étude des données prises avec les 22 premières lignes du détecteur ICECUBE [105] en moins d'une année.

L'accélération de la cadence à laquelle le détecteur est construit est impressionnante. La première ligne a été installée en janvier 2005 suivi de 8 lignes à l'été austral 2005/2006, 13 lignes en 2006/2007 (configuration IC22), et 18 lignes en 2007/2008 (IC40). Le détecteur est actuellement composé de 59 lignes et devrait être complet en 2011. Il sera composé de 80 lignes de 60 modules optiques chacune, pour un total de 4 800 photomultiplicateurs (10 pouces), figés dans la glace entre 1500 m et 2500 m de profondeur (voir figure 2.5). À la surface, le détecteur ICETOP constitué de cuves capables de détecter la lumière Tcherenkov émise par les particules chargées atteignant le sol, sert de système d'étalonnage pour ICECUBE et permet des études de composition du rayonnement cosmique au dessus de  $10^{17}$  eV [106].

Lors de la prise de données du détecteur à 22 lignes (IC22, mai 2007 - avril 2008), 5114 candidats neutrinos ont été sélectionnés en 276 jours. Des recherches de sources ponctuelles ont alors été effectuées et aucune accumulation significative n'a été observée (figure 2.6). L'accumulation la plus élevée révèle une déviation de  $2.2\sigma$  seulement

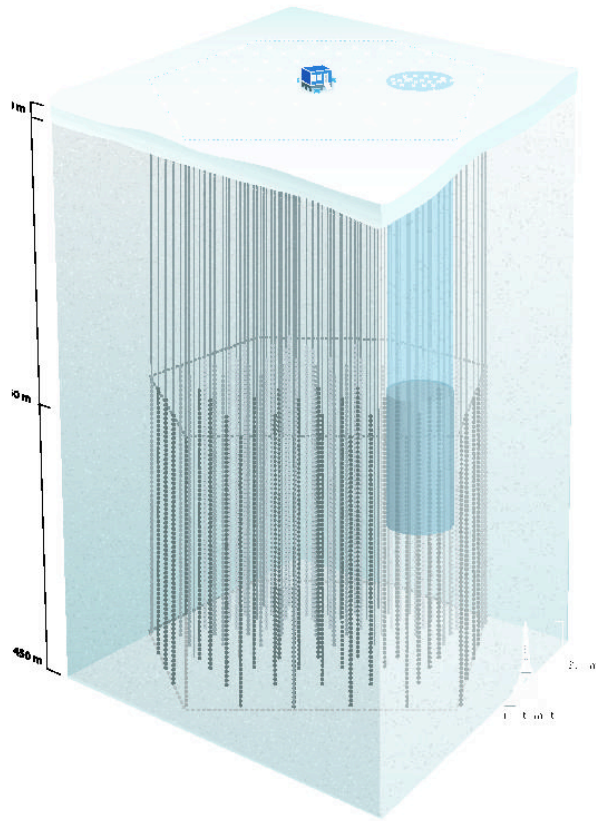


FIG. 2.5: Schéma d'ICECUBE (AMANDA-II, désormais hors service, est représenté en bleu foncé). Le détecteur ICETOP est installé en surface à l'aplomb d'ICECUBE.

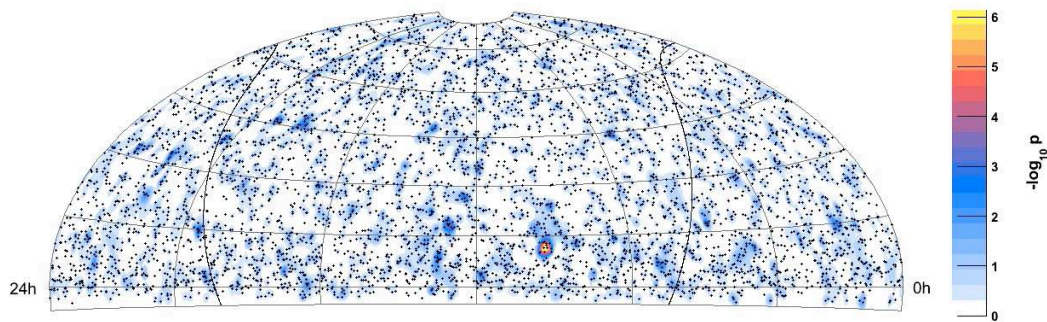


FIG. 2.6: Recherches de sources ponctuelles dans IceCube avec le détecteur à 22 lignes et une prise de données de 276 jours (5114 événements). La résolution angulaire pour IC22 est de  $1.5^\circ$ . Le code de couleur est lié à la probabilité que les événements observés puissent venir du bruit de fond ("p-value"  $P$ ). La fluctuation la plus significative résulte à  $2.2\sigma$ .

par rapport au bruit de fond (les neutrinos atmosphériques). Les limites obtenues avec ce lot de données dépassent désormais les limites d'AMANDA [107], comme on peut le voir figure 3.21. Grâce au bras de levier important déjà disponible dans la configuration à 22 lignes, la recherche de sources ponctuelles a même été étendue à l'hémisphère sud [108]. Ce type d'étude étant néanmoins valable qu'aux énergies les plus hautes ( $E > \text{PeV}$ ), une coupure sur l'énergie étant nécessaire pour éliminer le bruit de fond intense des muons atmosphériques.

De nouvelles améliorations ont été apportées dans l'optique d'une recherche unifiée sur tout le ciel et des études préliminaires viennent d'être menées dans la configuration à 40 lignes (330 jours) qui indiquent un possible gain en sensibilité d'un facteur  $\sim 2$  (ciel nord) à  $\sim 3$  (ciel sud) par rapport à la configuration à 22 lignes [109].

Dans sa configuration finale, il est attendu qu'ICECUBE améliore en 1 an les limites obtenues par d'AMANDA-II en 7 ans, de plus d'un ordre de grandeur.

Une extension d'ICECUBE est en cours de construction : ICECUBE DEEPCORE. Il s'agit de rajouter 6 lignes dans le réseau des lignes ICECUBE afin d'obtenir un réseau plus dense de lignes dans une sous-partie du détecteur. Abaissant ainsi le seuil en énergie, les études de matière noire (WIMPs) et d'oscillations de neutrinos seront favorisées. Une étude est en cours pour détecter les neutrinos descendants (du ciel de l'hémisphère Sud) en utilisant IceCube comme véto, ce qui permettrait de regarder l'ensemble du ciel à basse énergie [110].

### 2.1.3 Les projets de télescope à neutrinos en Méditerranée.

#### NESTOR

Le projet NESTOR est le premier à avoir débuté des études de R&D en mer Méditerranée, en 1989. L'objectif initial est le déploiement d'un ensemble de tours de 410 m de haut destinées à repérer la lumière Tcherenkov, et susceptible de former un détecteur de taille kilométrique de plus de 1000 photo-détecteurs, au large de la baie de Navarino en Grèce, à près de 4000 mètres de profondeur [111]. La tour, unité de base, est semi rigide (voir figure 2.7). Elle comprend 12 étages espacés de 32 m [112]. Chaque étage comporte 6 bras en titane formant une étoile. Aux extrémités des bras sont harnachés des modules optiques dans lesquels sont placés des photomultiplicateurs de 15 pouces [113]. La moitié des modules est orientée vers le haut (pour faire véto aux muons atmosphériques), l'autre vers le bas. La collaboration prévoit l'acheminement à terre des impulsions de photomultiplicateurs numérisées à travers un câble d'une trentaine de km, immergé en juin 2000. Une boîte de jonction destinée à assurer les connexions électro-optiques entre la côte et le détecteur a été installée en 2002, en même temps que d'autres équipements consacrés aux études environnementales. Toutes les futures connexions à la boîte de jonction devraient être entreprises sur les navires portant les lignes à immerger, après dragage de la boîte.

Un premier étage prototype de taille réduite (5 m de rayon) équipé de 12 modules optiques a été temporairement installé en mars 2003 [114]. Son exploitation a permis

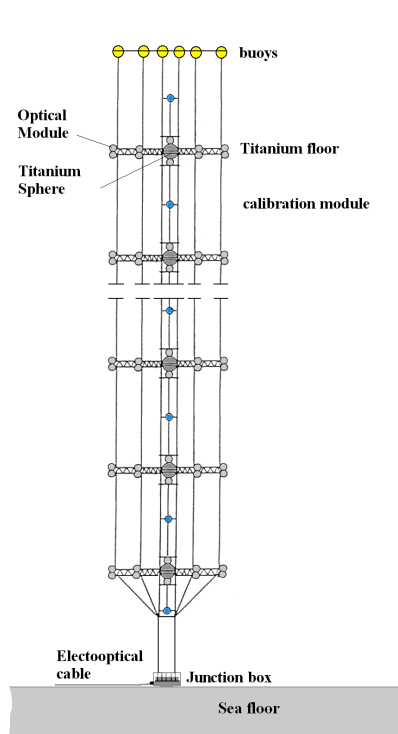


FIG. 2.7: Représentation schématique d'une potentielle tour NESTOR.

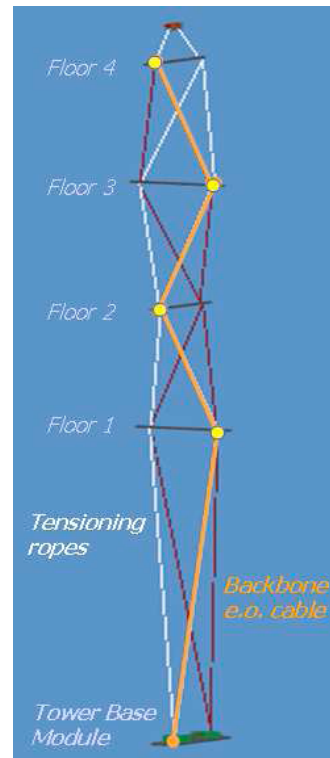


FIG. 2.8: Schéma de la mini-tour NEMO.

l'enregistrement de plus de  $5 \cdot 10^6$  événements ayant déclenché en coïncidences 4 des 12 modules optiques. Un algorithme de reconstruction a ensuite permis d'extraire la dépendance angulaire zénithale des muons atmosphériques, ainsi qu'une mesure du flux de muons à environ 4000 m de fond [115]. Il n'en reste pas moins qu'après 20 ans d'effort, la collaboration n'a pas encore pu démontrer sa capacité à déployer et exploiter une tour complète. Cet objectif sera peut-être atteint grâce à la construction récente d'un plate-forme de déploiement mobile de 275 tonnes, baptisée "Delta-Berenike".

## NEMO

La collaboration NEMO a été formée en 1999. Elle entretient des liens étroits avec la collaboration ANTARES puisqu'une partie de ses membres est également membre de la collaboration ANTARES. Le projet vise à la construction d'un télescope à neutrinos de taille kilométrique à 80 km au large de Capo Passero en Sicile, à  $\sim 3500$  m de profondeur, ce qui semble assurer une faible concentration en bactéries bioluminescentes, sources de bruit de fond pour le détecteur [116]. Le dessin du futur détecteur comprend 64 tours semi-rigides. L'idée sous-jacente étant que les tours présentent l'avantage, par rapport aux lignes, de réduire le nombre de connexions *in situ* à nombre égal d'unité de détection. Chaque tour abriterait 16 étages inter-distants de

40m. A chaque étage se trouve un bras qui compose la partie rigide de la tour, long de 20 m et aux extrémités duquel se trouvent deux modules optiques. Le reste du bras est équipé d'instruments de surveillance (positionnement, paramètres environnementaux). La tour est conçue pour être immergée sous forme compacte. Un fois sous l'eau, elle se déploie de manière à ce que les bras de chaque étage soient perpendiculaires aux bras des étages voisins. La communication entre les tours et la côte est assurée par une boîte de jonction principale et 8 boîtes secondaires.

Une mini-tour prototype, composée de 4 étages, a été déployée à 2000 m de profondeur (à 25 km seulement de Catane) et exploitée entre le 18 décembre 2006 et le 18 Mai 2007. Chaque étage comporte une structure de 15 m comportant 2 modules optiques à chaque bout (l'un orienté horizontalement et l'autre verticalement comme indiqué figure 2.8). Après 4 mois d'immersion, une forte atténuation a été observée dans la transmission optique des signaux dans la boîte de jonction, suivie finalement d'un court circuit en mai 2007 engendrant la récupération, la réparation et la ré-immersion de la boîte de jonction en avril 2008. En parallèle, une perte de la flottabilité de la mini-ligne, attribuée à un défaut de fabrication, avait été constatée, entraînant un effondrement graduel de la tour. Environ 200 heures de prise de données ont cependant pu être exploitées. Des traces de muons atmosphériques ont ainsi pu être reconstruites et leur distribution angulaire confrontée aux simulations, révélant un bon accord [117]. Le déploiement et l'exploitation de la mini-tour ont constitué la phase 1 du projet NEMO.

Le projet est désormais entré dans sa phase 2 dont le but principal est de pratiquer des tests mécaniques d'immersion d'une tour complète. Un câble électro-optique de communication Alcatel de 100 km de long a été immergé en Juillet 2007. Il relie le site de Capo Passero à une toute nouvelle station côtière dans le port de Portopalo. Le reste des activités de la phase 2 de la collaboration NEMO se confondent désormais avec les activités de la phase préparatoire du futur télescope à neutrinos méditerranéen surnommé KM3NET. Des adaptations par rapport au dessin initial sont en cours de réflexion.

#### 2.1.4 Le télescope méditerranéen de prochaine génération : KM3NET

Les trois collaborations ANTARES, NEMO et NESTOR ont joint leurs efforts au sein d'un consortium européen baptisé KM3NET, dans le but de concevoir le télescope méditerranéen à neutrinos cosmiques de prochaine génération, et d'en déterminer le site. Le financement de cette opération a été assurée par l'union européenne en deux étapes. La première, nommée "Design Study" a débuté en février 2006 et doit s'achever en 2009 par la publication d'un rapport détaillant les solutions techniques envisagées (TDR "Technical Design Report"). Les requis fondamentaux pour un tel détecteur sont d'une part un volume instrumenté  $\geq 1 \text{ km}^3$  et d'autre part une précision angulaire (médiane) de l'ordre de  $0.1^\circ$  aux alentours de 10 TeV. En outre, le détecteur devra être sensible au trois saveurs de neutrinos. Ces contraintes sont

explicitées dans un document conceptuel de synthèse (CDR "Conceptual Design Report") paru début 2008 [118]. Différentes configurations géométriques y sont évoquées et comparées au moyen de simulations Monte Carlo.

La seconde étape (PP "Preparatory Phase") a débuté en mars 2008. Elle recentre les activités sur les questions stratégiques et financières (le coût total estimé avoisine 250 millions d'euros). Cette étape inclura néanmoins des activités de prototypage, la construction du détecteur devant débuter en 2012.

Le projet KM3NET est inscrit dans la feuille de route de l'ESFRI ("European Strategic Forum on Research Infrastructures") en tant que future grande infrastructure. Il s'inscrit en effet naturellement dans un champs pluridisciplinaire plus large, regroupant de activités scientifiques diverses (océanographie, sismologie, géochimie, etc). Le site sera un observatoire sous-marin inédit, accessible à une communauté scientifique variée.

## 2.2 Le télescope à neutrinos ANTARES

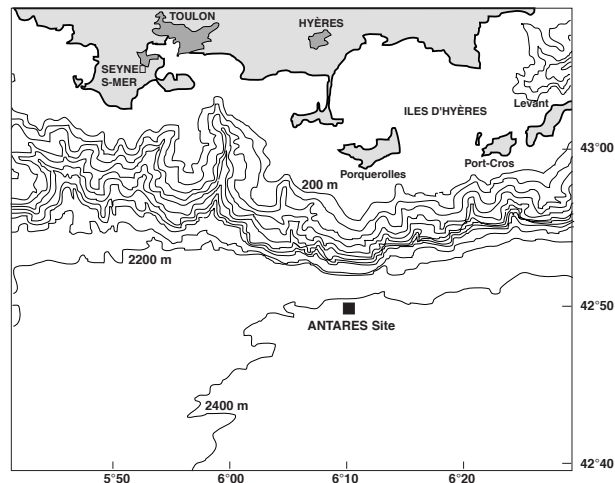


FIG. 2.9: Carte géographique du site ANTARES.

La collaboration européenne ANTARES, formée en 1996, réunit aujourd'hui environ 150 physiciens, ingénieurs, océanologues et astronomes d'une vingtaine d'instituts français, italiens, espagnols, hollandais, allemands, roumains et russes [119].

Le site retenu pour le télescope ANTARES, qui se trouve dans la fosse de Porquerolles (figure 2.9), à 40 km environ au large de Toulon (Var), présente de nombreux avantages. Il est proche des infrastructures côtières et notamment des installations de l'Ifremer, membre de la collaboration, à La Seyne-sur-Mer. Les 2475 m d'eau au dessus du détecteur assurent un blindage partiel contre les muons atmosphériques. L'eau y est pure, et la diffusion de la lumière Tcherenkov limitée, ce qui permet d'atteindre



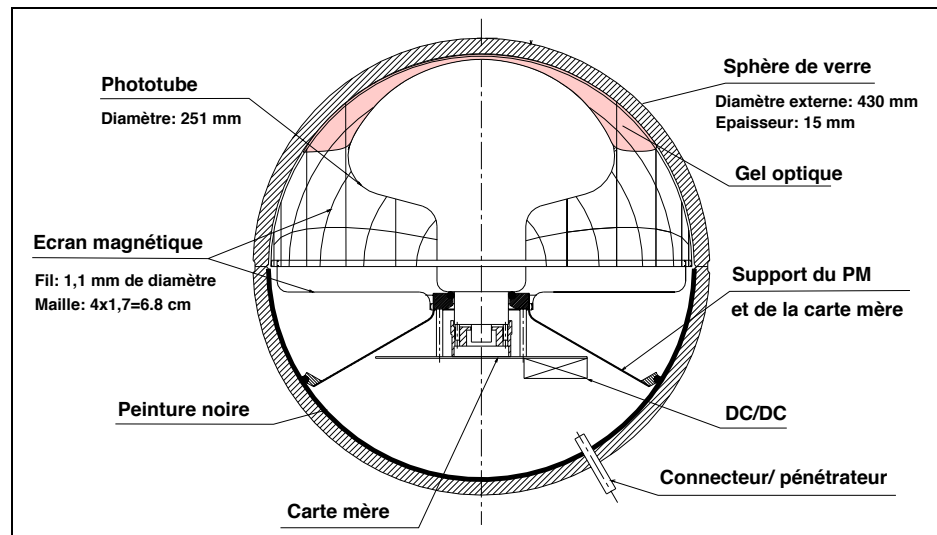


FIG. 2.10: Représentation schématique de la constitution d'un module optique

une bonne précision sur la mesure de la direction du muon, et donc du neutrino. Une attention particulière a été portée à l'étude des propriétés optiques de l'eau, directement liées aux performances de détection du télescope. Elles sont brièvement résumées dans le paragraphe 2.2.2.

### 2.2.1 Description du détecteur ANTARES

Une description détaillée du détecteur est donnée dans [120]. Le dessin du détecteur suit une approche modulaire : le détecteur se compose de plusieurs éléments identiques qui forment des sous ensembles indépendants. Les unités de base sont les modules optiques qui constituent les cellules de détection élémentaires du télescope. Ils sont répartis le long de lignes de détection. Le détecteur est déployé ligne par ligne.

#### Modules optiques

Les modules optiques [121] (voir figure 2.10) sont composés d'une sphère en verre (NAUTILUS) de 43 cm de diamètre, résistante aux hautes pressions, qui contient un large photomultiplicateur demi-sphérique maintenu fixe dans la sphère à l'aide d'un gel (gel de Wacker) d'indice optique (1,404) intermédiaire entre celui de la sphère (1,47) et celui de l'eau (1,35). La cage en  $\mu$ -métal qui entoure le photomultiplicateur permet de réduire la largeur du signal électrique engendré en atténuant la déviation des électrons par le champ magnétique terrestre. L'hémisphère intérieure, opposé à la surface de détection du photomultiplicateur, est recouvert d'une peinture noire qui absorbe la lumière et minimise les risques de réflexions internes. Les composants électroniques présents à l'intérieur du module optique sont réduits au minimum : la

base active Crawford chargée de transformer la basse tension fournie ( $\sim 48$  V) en haute tension ( $\gtrsim 1000$  V) et une LED utilisable pour l'étalonnage en temps.

La collaboration ANTARES a choisi des photomultiplicateurs Hamamatsu 10 pouces de type R7081-20 à 14 étages d'amplification [122] pour équiper ses modules optiques. Les hautes tensions ont été réglées de façon à obtenir un facteur d'amplification de  $5.10^7$  correspondant à un signal, au photo-électron, d'une amplitude de  $\sim 45$  mV. Dans ces conditions, la résolution temporelle, caractérisée par la dispersion du temps de transit des électrons entre différents points de la photocathode et de l'anode est de  $\sigma \leq 3/2.35 = 1.3$  ns. C'est l'effet dominant sur la résolution temporelle du détecteur (voir chapitre 7). Les caractéristiques principales des photomultiplicateurs sont rassemblées dans le tableau 2.2.

Tension (V)	1804 (57)
Amplitude (mV)	42.7 (2.3)
Résolution en énergie (%)	30
Rapport Pic/Vallée	2.79 (0.46)
TTS (FWHM, ns)	2.79 (0.15)
$S_{\text{eff}}$ (cm <sup>2</sup> )	450

TAB. 2.2: Caractéristiques principales des photomultiplicateurs 10 pouces Hamamatsu R7081-20, mesurées par la collaboration ANTARES à un gain  $G = 5.10^7$ . Les nombres entre parenthèses, lorsqu'ils sont présents, indiquent la dispersion des mesures (RMS) pour 912 photomultiplicateurs.

## Lignes de détection

Les modules optiques sont agencés par groupe de 3 le long d'une ligne souple, haute de 450 m. Les triplets de modules forment donc les "étages" des lignes. Le détecteur contient 12 lignes dans sa configuration finale. Chaque ligne se compose de 5 secteurs identiques, eux-mêmes constitués de 5 étages espacés verticalement de 14.5 m. On trouve donc un total de 75 modules optiques par ligne et de 885 pour le détecteur complet<sup>1</sup>. Chaque ligne est ancrée au sol avec un pied de ligne lesté. Ce pied de ligne contient le module de contrôle de la ligne -SCM (*String Control Module*)-, et le module d'alimentation de la ligne -SPM (*String Power Module*)- ainsi qu'un émetteur-récepteur acoustique. La flottabilité de la ligne est assurée à la fois par les modules optiques, dans lesquels règne une légère dépression, et une bouée située à l'extrémité supérieure de la ligne. Les lignes sont libres d'épouser la forme que leur imposent les courants marins, ce qui nécessite la présence d'un système de

<sup>1</sup>Un des secteurs de la ligne 12 est consacré à des études de bruit de fond acoustique pour établir la faisabilité d'une détection acoustique de neutrinos. Ce sous-élément est connu sous le nom d'AMADEUS [123].



FIG. 2.11: **A gauche** : photographie d'un étage d'une ligne du télescope. On distingue les trois modules optiques. Au milieu des trois modules, dans le cylindre inférieur, se trouve le conteneur électronique (LCM). Au dessus, on distingue la balise de LED destinée aux étalonnages. **A droite** : photographie d'une ligne de détection dans le hall de montage, repliée sur une palette, avant immersion.

mesure du positionnement précis.

A chaque étage, les modules optiques sont associés à un conteneur local en titane -le LCM (*Local Control Module*)- qui renferme, entre autres, l'électronique de lecture des signaux des photomultiplicateurs (voir figure 2.11). En plus d'assurer les fonctions de distribution de la tension et de la transmission du signal, ce module est équipé d'un compas et d'un inclinomètre. Les inclinomètres mesurent l'inclinaison d'un étage par rapport au plan horizontal, tandis que les compas mesurent les composantes du champ magnétique terrestre suivant trois directions. La combinaison de ces mesures permet d'obtenir l'orientation de l'étage et par conséquent celle des modules optiques. Chaque ligne possède également cinq récepteurs acoustiques, des hydrophones, répartis sur les étages 1, 8, 14, 19 et 25 et qui permettent de faire des triangulations à haute fréquence (40-60 kHz) avec les émetteurs-récepteurs acoustiques situés sur les pieds de lignes ainsi qu'un émetteur indépendant éloigné de 145 m du détecteur (noté "P" figure 2.13). Les mesures des différents temps de parcours entre les émetteurs et les récepteurs acoustiques permettent d'obtenir par triangulation le positionnement de chaque hydrophone. La combinaison des données acoustiques et de celles des inclinomètres permet de déterminer la position des modules optiques avec une précision de 10 cm [124], précision suffisante pour garantir la résolution angulaire escomptée. Une représentation schématique du télescope est donnée figure 2.12. L'agencement réel de lignes, au sol est représenté figure 2.13. Les lignes sont distantes les unes des autres de 60 à 75 mètres, distances comparables à la longueur d'absorption de

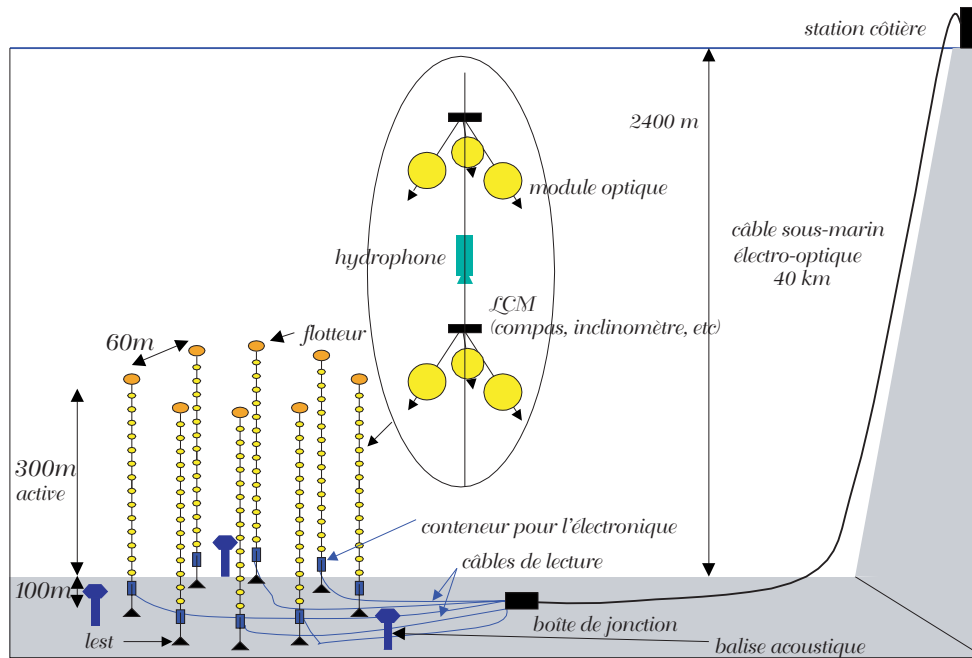


FIG. 2.12: Représentation schématique du détecteur.

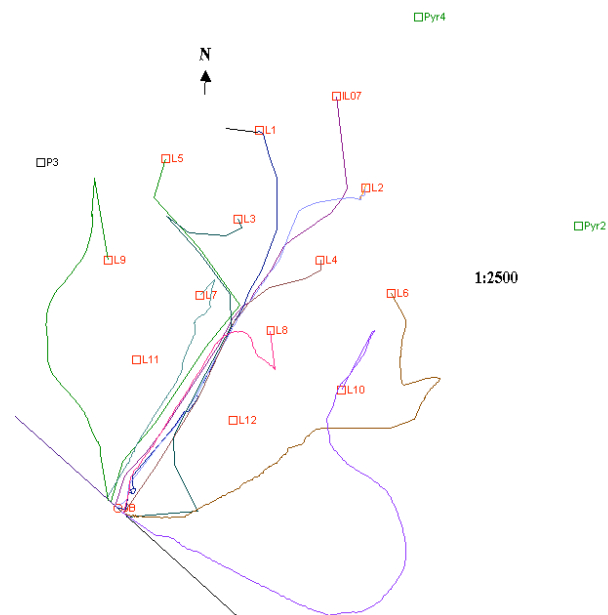


FIG. 2.13: Disposition effective au sol des lignes du télescope. Les courbes représentent la position des câbles entre les bas de lignes et la boîte de jonction. Les objets labélés "Pyr" indiquent l'emplacement des pyramides acoustiques utilisées lors du positionnement acoustique.

la lumière Tcherenkov (cf § 2.2.2), et qui permet en outre au sous-marin télécommandé VICTOR d'évoluer en sécurité dans le détecteur pour établir les connexions nécessaires. Les lignes sont en effet toutes reliées, par l'intermédiaire de câbles électro-optiques, à une boîte de jonction qui assure l'alimentation de chacune d'entre elles ( $\sim 400$  V). La boîte de jonction, immergée en 2000, assure l'envoi de l'ensemble des données à terre via un câble électro-optique (câble de communication standard) installé en 1999. La boîte de jonction contient un répartiteur optique qui distribue une horloge commune à chaque ligne à partir d'un signal envoyé depuis la station côtière.

Pour assurer un étalonnage temporel, des lasers sont placés au sol et des balises de LED (des cylindres transparents contenant des sources isotropes lumineuses) sont disposées tout au long de chaque ligne (étages 2, 9, 15 et 21, voir figure 2.11). Des détails à ce sujet sont données chapitre 7.

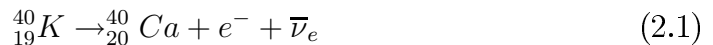
## Historique de la construction

De nombreuses étapes assorties de succès et d'échecs divers ont jalonné la construction du télescope dans la décennie qui a précédé son achèvement. Elles sont brièvement résumées dans le tableau 2.3 dont la chronologie s'arrête délibérément en juin 2008, date qui marque la fin de l'ère de la construction et le début de celle de l'entretien et des opérations de maintenance. La priorité est désormais donnée à l'exploitation scientifique du télescope. A ce titre, les premiers résultats de physique ont été obtenus avec l'analyse des données à 5 lignes. Un aperçu est donné chapitre 3.

### 2.2.2 Propriétés optiques du site

**Le bruit de fond optique** sur le site ANTARES a fait l'objet de 21 campagnes de mesures autonomes [125]. Il est constitué de trois composantes principales :

- une contribution à peu près stable de  $\sim 30$  kHz (pour un photomultiplicateur de 10 pouces) due à l'émission Tcherenkov d'électrons produits lors de la désintégration  $\beta^-$  du  $^{40}\text{K}$  selon :



Les électrons induits ont une énergie maximale de 1.3 MeV, largement supérieure à leur seuil d'émission Tcherenkov (0.768 MeV).

- une composante lentement variable dans le temps pouvant atteindre plus d'une centaine kHz. Elle est généralement attribuée à des colonies de bactéries luminescentes.
- une contribution plus spectaculaire, issue des créatures sous-marines, se manifestant par des sursauts d'activité pouvant dépasser plusieurs dizaines de MHz, mais ne durant que quelques secondes.

Appareillage	Début	Fin	Succès	Problèmes et défauts
Démonstrateur	Novembre 1999	Juillet 2000	Reconstruction de muons atmosphériques à 1100 m de fond [1] Comportement nominal	Perte de communication en mars 2000
Câble principal	Octobre 2001			Court-circuit été 2008 → 2 mois d'arrêt Remise en route en septembre 2008 après remplacement du tronçon endommagé
Boîte de jonction	Décembre 2002		Comportement nominal	Quelques connecteurs endommagés (sur les 16 présents) nécessitent l'usage de câbles interlink Y pour assurer la connexion de toutes les lignes Fuite dans un connecteur après un mois → Arrêt
MIL <i>Mini Instrumented Line</i>	Novembre 2002	Mai 2003	Tests de fonctionnels	
PSL <i>Prototype Sector Line</i>	Mars 2003	Juillet 2003	Observation continue des taux de comptage pendant 4 mois	Pas de transmission optique de l'horloge : fibre écrasée, mal protégée par un tube de plastique au lieu d'acier (erreur du constructeur) → électronique non testée
MILOM <i>MIL + OMs</i>	Avril 2005	Décembre 2005	Qualification de l'électronique Système de positionnement → Feu vert pour ligne complète [129]	
Ligne 0	Avril 2005	Mai 2005	Tests de mécanique et de transmission optique → Correction du défaut de conception	Ligne équipée de capteurs de surveillance (fuite et transmission optique) Perte de transmission optique dans connecteur (défaut de conception)
Ligne 1	Mars 2006		Analyse de muons atmosphériques [130] Comportement nominal	
Ligne 2	Septembre 2006		Comportement nominal	
Lignes 3,4 et 5	Décembre 2007		Comportement nominal	Défaut du câble interlink de la ligne 4 en mars 2008
Lignes 6,7,8,9 et 10 <i>IL Instrumented Line</i>	Janvier 2008		Comportement nominal Plusieurs études de physique (cf chapitre 3)	
Lignes 6,7,8,9 et 10	Janvier 2008		Comportement nominal	
Lignes 11 et 12	Juin 2008		Remplacement câble ligne 4 <b>Détecteur complet !</b>	

TAB. 2.3: Principales étapes de la construction du détecteur.

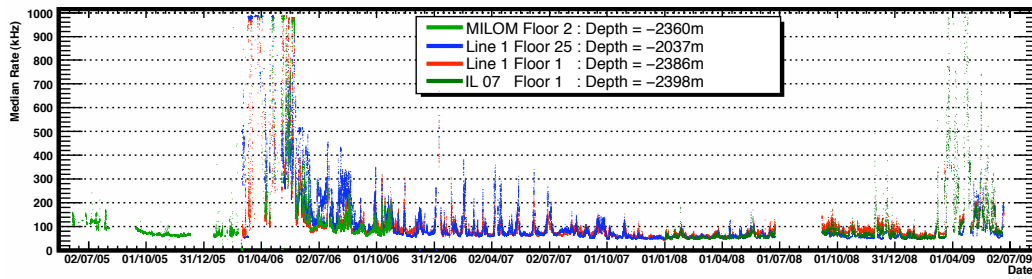


FIG. 2.14: *Évolution au cours du temps du taux médian d'activité optique. Les océanologues travaillent à la compréhension du phénomène observé au printemps 2006. Il serait dû à descente des eaux chaudes ayant apporté de l'oxygène aux organismes vivants dans les abysses.*

Le bruit de fond optique mesuré sur le site ANTARES se révèle donc très variable. Seules des mesures sur le long terme permettent la bonne caractérisation d'un site. C'est précisément ce qu'apporte le détecteur depuis mars 2006. Ainsi la figure 2.14 représente le taux de comptage médian en fonction du temps de plusieurs étages de la ligne 1 et des lignes instrumentées. On y distingue deux périodes particulièrement actives aux printemps 2006 et 2009.

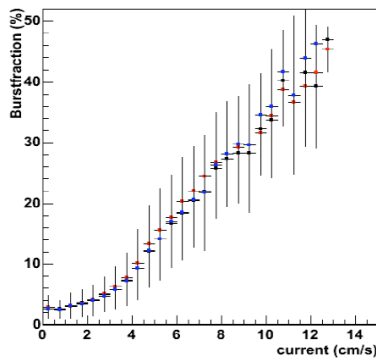


FIG. 2.15: *Evolution de la proportion de sursauts en fonction du courant pour trois étages du détecteur.*

Au cours de ces périodes, les taux de sursauts observés (défini comme la fraction du temps pendant laquelle le taux de bruit de fond dépasse 1.2 fois la ligne de base) ont été particulièrement élevés (jusqu'à 70%). Les sursauts de bruit de fond apparaissent en réalité fortement corrélés avec le courant (figure 2.15). Cet effet pourrait être dû à une agitation d'organismes dans des turbulences formés en aval des modules optiques en cas de courant élevé où à des variations infimes de température ( $\approx 0, 1^{\circ}\text{C}$ ). Cette agitation déclencherait une production de lumière chez ces organismes vivants provoquant des pics de luminosité dans le détecteur.

ANTARES est muni de diverses sondes qui mesurent la température, la salinité, la vitesse des courants ou encore l'activité des bactéries via leur consommation d'oxygène. Dans ce zoo lumineux des grands fonds, on trouverait également des méduses, des crevettes, du zooplancton ? Ces espèces sont surveillées par des caméras infrarouges

Ce qui constitue un bruit de fond pour les physiciens est donc d'un grand intérêt pour les biologistes qui ignorent précisément quelles populations animales peuplent ces abysses. Le détecteur

placées sur la ligne instrumentée, déclenchées par les mouvements alentour ou par des alertes lumineuses. Les hydrophones présents dans le détecteur sont sensibles aux sons émis par les animaux marins : du chant des baleines aux cliquetis des dauphins. Enfin, un sismographe installé au pied de la ligne instrumenté surveille l'activité sismique en temps réel. Le télescope ANTARES est donc une observatoire pluridisciplinaire.

**La transparence de l'eau** sur le site a également été l'objet de plusieurs mesures autonomes [127] qui ont permis d'évaluer avec précision la longueur effective d'atténuation et d'estimer la contribution relative des deux phénomènes qui entrent en jeu : l'absorption et la diffusion ( $\frac{1}{\lambda_{att}} = \frac{1}{\lambda_{abs}} + \frac{1}{\lambda_{diff}}$ ).

En ce qui concerne la diffusion de la lumière dans l'eau, le paramètre le plus significatif est la longueur de diffusion «effective» :

$$\lambda_{diff,eff} = \frac{\lambda_{diff}}{1 - \langle \cos \theta \rangle}$$

En effet, pour  $\langle \cos \theta \rangle \simeq 1$ , c'est-à-dire dans le cas d'une diffusion vers l'avant,  $\lambda_{diff,eff} \rightarrow \infty$  : l'effet de la diffusion est insignifiant, le photon est à peine retardé. Les mesures sur le site ANTARES aboutissent (avec une variabilité temporelle de 15%) à :

$$\lambda_{diff,eff} \simeq 265 \text{ m} \gg \lambda_{abs} \simeq 60 \text{ m} \quad (\text{bleu}) \quad (2.2)$$

$$\lambda_{diff,eff} \simeq 100 \text{ m} \gg \lambda_{abs} \simeq 26 \text{ m} \quad (\text{UV}) \quad (2.3)$$

ce qui indique que l'absorption de la lumière est le facteur dominant sur la site ANTARES, contrairement à la glace où le facteur dominant est la diffusion ( $\lambda_{abs} \simeq 100 \text{ m}$ ,  $\lambda_{diff,eff} \simeq 25 \text{ m}$  dans le bleu). Elle est bien moindre cependant que dans le lac BAIKAL ( $\lambda_{abs} \simeq 15 \text{ m}$ ).

Des études plus récentes [128], se fondant sur l'étude de la réponse des modules optiques, le long d'une ligne, lors des flashes des balises de LED (lumière bleue), ont été entreprises. L'émission de lumière étant isotrope, il suffit en principe de mesurer l'intensité  $I(R)$  de lumière détectée par chaque module optique :

$$I(R) = \frac{I_0 \mathcal{A}}{4\pi R^2} e^{-\frac{R}{\lambda_{att}^{eff}}} \quad (2.4)$$

où  $I_0$  est l'intensité lumineuse de la source et  $\mathcal{A}$  l'aire effective du module optique. Cette étude nécessite cependant un bon étalonnage en charge du détecteur afin de mesurer le plus précisément possible le nombre de photons vus par les modules optiques (chapitre 8). Les résultats préliminaires obtenus font état d'une longueur d'atténuation effective de l'ordre de 50 m compatible avec les mesures précédentes.

### 2.2.3 Cahier des charges de l'électronique frontale

La nécessité de transmettre les données issues des photomultiplicateurs sur une distance de  $\sim 40 \text{ km}$  jusqu'à la station côtière impose la numérisation locale des



signaux avant envoi à terre (trop de distorsion et d'atténuation pour des signaux analogiques). Cette tâche est celle du circuit intégré (ASIC<sup>2</sup>) ARS (pour "Analog Ring Sampler") présenté en détails au chapitre 4. Les signaux d'un module optique sont traités alternativement par deux ARS.

Le critère le plus important pour la reconstruction des trajectoires de muons est la précision de mesure des temps d'arrivée relatifs des photons Tcherenkov sur les modules optiques. Pour obtenir la précision angulaire escomptée ( $\lesssim 0.5^\circ$ ), l'électronique frontale doit remplir un certain nombre de critères liés à la fois à la mesure du temps et à celle de l'amplitude des signaux de photomultiplicateurs. La résolution angulaire du télescope ne doit pas être limitée par l'électronique, mais par les caractéristiques intrinsèques des photomultiplicateurs (voir § 2.2.1). La dispersion induite par la diffusion de la lumière dans la milieu, ainsi que la dispersion chromatique est de l'ordre d'1.5 ns pour 40 m parcourus. Dans cette perspective, l'électronique d'ANTARES a été conçue pour contribuer à moins de 500 ps (RMS) dans l'erreur de la mesure temporelle.

La mesure du temps absolu est obtenue via la synchronisation des temps relatifs mesurés par l'électronique embarquée avec l'horloge de référence (cadencée à 20 MHz) étalonnée par GPS. Une précision de 1 ms est largement suffisante pour la détection en coïncidence avec d'autres messagers de phénomènes transitoires tels que les sursauts gamma, ou les explosions de supernovae (cf § 2.2.4).

La précision nécessaire sur la mesure de la charge est moins contrainte, la résolution spectrale attendue étant seulement de l'ordre de  $\frac{\Delta \log(E)}{\log(E)} \simeq 0.5$  [131]. Argument auquel s'ajoute le fait qu'on ne peut estimer que de manière statistique l'énergie du neutrino ayant engendré le muon détecté, l'interaction ayant généralement lieu à l'extérieur du volume instrumenté. Une bonne précision sur la mesure du photo-électron reste néanmoins nécessaire afin de pouvoir corriger les mesures du temps de passage des seuils, qui varient en fonction du seuil et de l'amplitude du signal qui le franchit (effet *walk* étudié au chapitre 8). De cet fait, la précision de mesure de la charge de l'électronique apparaît comme un compromis entre précision à petite amplitude et gamme dynamique. Une bonne précision sur la mesure de la charge est également nécessaire pour contrôler l'évolution du gain des photomultiplicateurs en fonction du temps. L'objectif fixé était d'atteindre une précision sur la mesure de la charge des signaux de photomultiplicateurs de l'ordre de 10%.

Compte tenu des résultats des études menées sur l'activité optique du site ANTARES avant l'exploitation des premières lignes du détecteur, l'électronique de lecture a été développée pour le traitement d'un taux moyen d'impulsions de 100 kHz. Elle doit également pouvoir traiter les événements à hauteur de 250 kHz en cas de haute activité optique. Dans ces conditions, qui s'avèrent toutefois légèrement sous-estimées

---

<sup>2</sup>Application Specific Integrated Circuit

au regard de l'activité réelle observée en continu par le détecteur, la durée de vie de l'électronique frontale, comme celle des autres composants du détecteur, devrait être supérieure ou égale à 10 ans. La deuxième partie de ce manuscrit est consacrée au détail des procédures d'étalonnage de l'électronique frontale, ainsi qu'à ses performances effectives.

## 2.2.4 Système d'acquisition

La tâche du système d'acquisition est de configurer le détecteur pour la prise de données et d'acheminer celles-ci vers la station côtière afin d'en assurer une mise en forme qui les rendent interprétables pour les analyses de physique. Ceci inclue la sélection des données à sauvegarder, leur écriture sur disque ainsi que la sauvegarde des paramètres de la prise de données. Le système d'acquisition d'ANTARES ne suit pas le schéma classique des expériences de hautes énergie comparables [132, 133]. Celui-ci consisterait à envoyer des données correspondant à une condition de déclenchement locale (données dites de niveau 1 "L1") à un système de déclenchement centralisé (dit de niveau 2 "L2") dont le taux de sortie serait suffisamment modeste pour permettre l'enregistrement sur disque des données dans la "région d'intérêt" du déclenchement parfois appelée "événement". A la place, la sélection des données est assurée à terre, et non pas par une électronique de déclenchement local. C'est le système *all data to shore* [134] dans lequel les rôles de déclenchement de niveau 1, de niveau 2 (voire de niveau 3 si on effectue une reconstruction en ligne) sont assurés à terre. Aucune présélection n'est faite *in situ*. La seule contrainte est le passage d'un seuil en amplitude appelé "L0" des impulsions de photomultiplicateurs, nécessaire pour déclencher le traitement par l'électronique frontale. Cette stratégie permet en principe une perte minimale d'information.

### Transmission des données à terre

L'architecture du système d'acquisition d'ANTARES (schématisée figure 2.16) repose sur plusieurs centaines de processeurs. La plupart d'entre eux se situent en mer. Ils envoient des informations au reste des processeurs (un cinquantaine de PC commerciaux DELL PowerEdge 950) situés dans la station côtière (Institut Michel Pacha) par l'intermédiaire d'un aiguilleur Ethernet .

Chaque étage (voir figure 2.17) est muni d'une carte d'acquisition spécifique (carte DAQ) comprenant un processeur (MPC860P exploité sous VxWorks), une interface Ethernet 100 Mb/s optique, une mémoire vive SDRAM<sup>3</sup> (64 MO) et un FPGA<sup>4</sup> (Xilinx Virtex-E XCV1000E). Le FPGA est programmé comme machine esclave transférant les données des ARS à la RAM, et les formatant en tranches temporelles ("Time

---

<sup>3</sup>Synchronous Dynamic Random Access Memory

<sup>4</sup>Field Programmable Gate Array

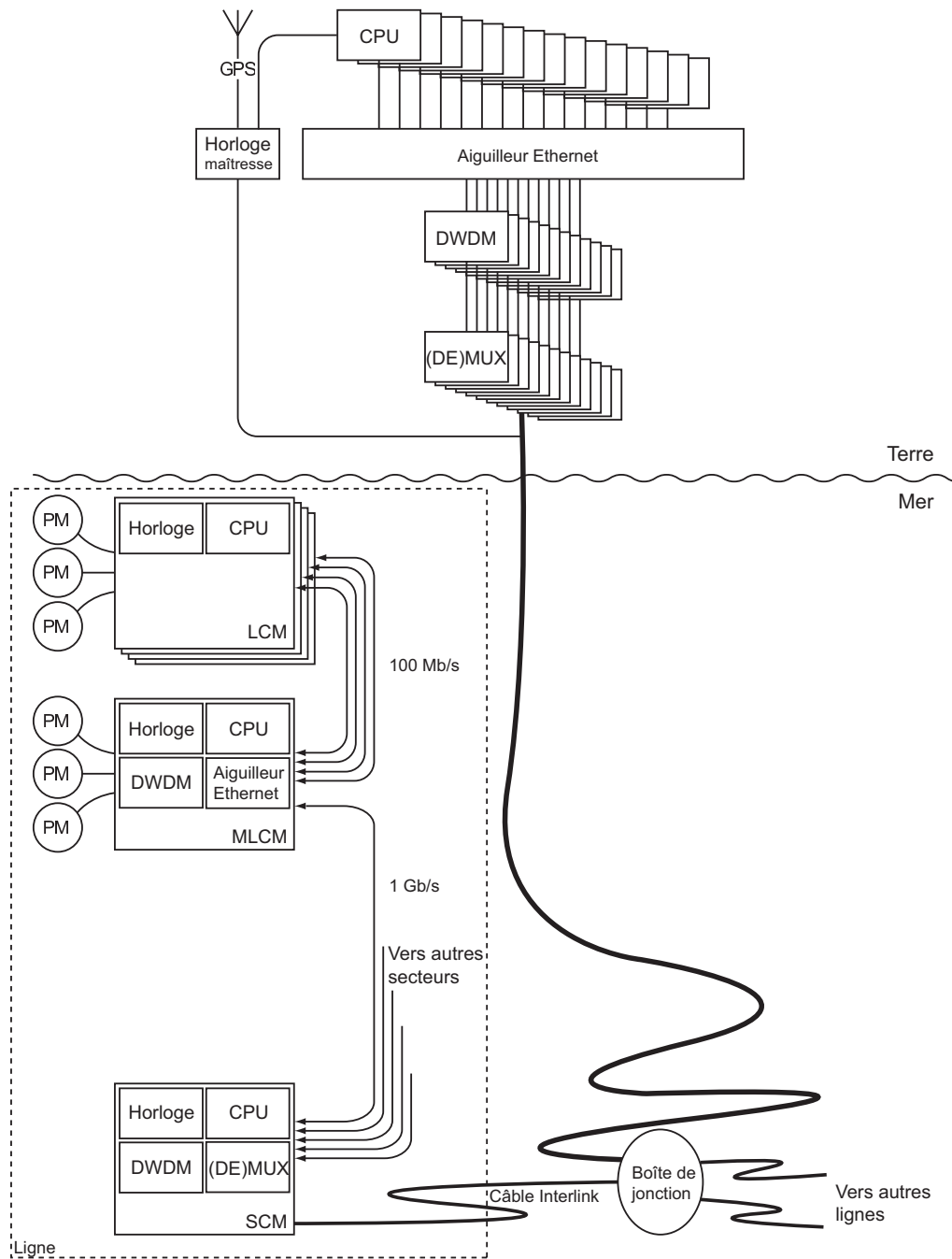


FIG. 2.16: Représentation schématique du système de transmission des données. A chaque étage, les signaux des 3 PM passent d'abord par le conteneur LCM qui contient une horloge locale et un processeur (CPU). Un des 5 conteneurs -le MLCM- contient également un aiguilleur Ethernet et un transcodeur DWDM. En bas de chaque ligne se trouve le SCM qui abrite également un démultiplexeur optique (DEMUX). Chaque ligne est connectée à la boîte de jonction principale par un câble "interlink". Les données sont ensuite acheminées à terre où se trouvent la ferme de station de calculs et l'horloge maîtresse (référence en temps) via le câble électro-optique principal.

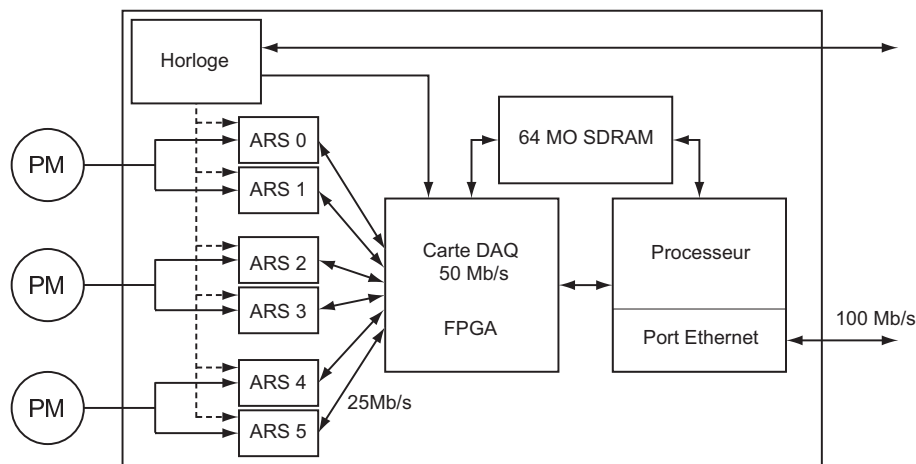


FIG. 2.17: Représentation schématique des composantes du système d'acquisition présentes dans le conteneur d'électronique de chaque étage.

Slice" -la "Time Slice" de chaque ARS est dénommée "frame"-) de durée ajustable proportionnelle à la durée d'un cycle d'horloge. L'optimisation de l'acquisition a conduit à adopter des tranches temporelles de  $104.8576 = 2^{21} \times 50$  ns permettant l'envoi par TCP/IP<sup>5</sup> de flots de taille convenable pour le système d'exploitation VxWorks embarqué. La fréquence de lecture des bits de sortie des circuits ARS est fixée à 25 MHz. Compte tenu de la taille des événements les plus simples traités par le circuit (voir § 4.11) ceci équivaut à un taux de données maximal transmissible de l'ordre de 500 kHz par ARS (sans tenir compte des temps morts). En pratique, la carte DAQ ne peut transmettre en continu que 50 Mb/s, ce qui constitue la limitation la plus stricte en terme de taux de données transmissibles, équivalente à  $\sim 350$  kHz par photomultiplicateur. Au delà, les RAM de la carte d'acquisition se remplissent jusqu'à un niveau limite où le processeur cesse l'enregistrement des données. Les tranches temporelles sont alors étiquetées "XOFF" et transférées vides, constituant ainsi un temps mort macroscopique pour l'expérience. Afin de limiter ces épisodes de temps mort, un mécanisme de veto ("high rate veto"), dans lequel le processeur décide par lui-même l'arrêt de l'enregistrement des données a été mis en place. Il intervient lorsque les taux dépassent une valeur ajustable de l'ordre de 400 kHz, condition remplie pour tout sursaut de bioluminescence.

Les données envoyées à terre sont synchronisées grâce aux horloges présentes à chaque étage. Ces horloges sont elles-mêmes synchronisées par le signal sinusoïdal (20 MHz) de l'horloge maîtresse (installée à terre) distribué à tous les étages par le réseau de fibres optiques du détecteur. Les décalages de phases de chacune des horloges locales peuvent être mesurés avec précision ( $\sim 50$  ps) grâce à un signal d'étalonnage qui effectue un aller-retour entre la station côtière et le détecteur. Ce

<sup>5</sup>Transmission Control Protocol/Internet Protocol

sont les horloges locales qui servent de base de temps aux circuits ARS. Le système d'horlogerie d'ANTARES est indépendant du système d'acquisition, de sorte que la procédure d'étalonnage des horloges n'induit aucun délai dans la prise de données.

Tous les cinq étages de détection se trouve un conteneur spécifique, appelé MLCM (*Master Local Control Module*). Ces modules jouent un rôle particulier dans la circulation des données. Chacun des ports Ethernet des 5 étages y sont reliés par un lien optique bidirectionnel 100 Mb/s. Les liens optiques de chaque étage y sont rassemblés en un seul lien Ethernet à 1 Gb/s. Une ligne de détection contenant 25 étages, il y a 5 MLCM par ligne. Les 5 liens Ethernet de chaque secteur sont ensuite envoyés dans le module électronique de pied de ligne SCM. Dans le sens détecteur-station côtière, les différentes voies sont regroupées via un multiplexeur optique DWDM<sup>6</sup> [135]. Chaque secteur, puis chaque pied de ligne utilise une longueur d'onde précise pour le transport des données. Dans le sens opposé, le DWDM découple les signaux pour faire parvenir l'information requise aux composants électroniques de chaque étage. A terre, se trouve un multiplexeur et un démultiplexeur pour chaque ligne de détection, ainsi que pour les signaux de monitoring et de configuration du détecteur (*slow control*). Les données transmises depuis la station de contrôle sont multiplexées à terre et démultiplexées au pied de chaque ligne. Du point de vue de l'acquisition, la boîte de jonction ne fait que regrouper les 24 fibres (12 aller et 12 retour) des différentes lignes de détection dans le câble électro-optique principal qui relie le détecteur à la terre. Elle distribue en revanche les deux fibres (il en existe une de rechange) du système d'horloge sur les 16 connecteurs dont elle est munie.

Pour le choix de la configuration du détecteur et du type de données à prendre, les opérateurs utilisent un programme centralisé, le "RunControl" [136], qui possède une interface graphique adaptée. Les paramètres de configuration sont extraits de la base de données Oracle de l'expérience et sont envoyés aux instruments concernés. L'établissement de la prise de données passe par différents états auxquels sont associés des actions bien identifiées, comme la mise en tension des détecteurs, l'initialisation des composants électroniques, la configuration des logiciels. La prise de données elle-même n'est effective que lorsque toutes ces étapes ont été franchies avec succès. Un nouveau "run" est automatiquement créé après quelques heures d'acquisition, où lorsque la taille maximum du fichier de sortie ( $\sim 2$  GO) est atteinte. Les événements sauvegardés sont formatés en ROOT [137] et écrits sur un disque local avant d'être copiés au centre de calcul de l'IN2P3/IRFU.

Les données des instruments destinés à la surveillance du détecteur sont envoyées à terre et enregistrées directement dans la base de données ANTARES.

---

<sup>6</sup>Dense Wavelength Division Multiplexing

## Filtrage des données

Le volume de données arrivant à terre est trop important pour être entièrement sauvegardé. Du reste, l'essentiel des données provient du bruit de fond optique et doit être éliminé. Seuls devront être gardés les signaux présentant des caractéristiques compatibles avec le signal physique recherché. Dans cette esprit, le concept du *all data to shore* permet d'appliquer en parallèle différents algorithmes de sélection pour différentes études de physiques. C'est le rôle du programme "DataFilter".

Pour ce faire, les "frames" de chaque ARS correspondant à la même "Time Slice" sont adressés à un même PC, identifié par son adresse IP, comme l'illustre la figure 2.18. Chaque PC ne peut traiter qu'une "Time Slice" à la fois, ce qui impose une optimisation des programmes et du nombre de PC nécessaires pour les différentes études de physique envisagées. La durée d'une "Time Slice" étant grande devant le temps caractéristique du signal recherché (typiquement  $\sim 1 \mu\text{s}$  pour un muon traversant le détecteur), les chances de trouver un événement à cheval sur deux "Time Slices" sont très faibles. Ce regroupement en tranches temporelles est imposé par le large volume de données et la combinatoire de l'algorithme de déclenchement.

Plusieurs algorithmes de recherche de signaux physiques peuvent être appliqués. L'idée de base est de rechercher dans toutes les directions une séquence de temps compatible avec le passage dans le détecteur d'un muon relativiste émettant de la lumière Tcherenkov. Les critères de sélection peuvent être ajustés en fonction du taux de bioluminescence, de manière à ce que le taux de déclenchement soit dominé par les muons atmosphériques. Les simulations indiquent que pour un taux de muons attendu de 10 Hz, ceci représente un facteur de réduction en taille de  $10^5$  (en considérant une taille moyenne pour un événement de 2,5 kO).

La présence de 3 PM à chaque étage de détection permet de se reposer sur des coïncidences locales pour la recherche de signaux physiques. On définit ainsi le niveau L1 comme la coïncidence, dans une fenêtre de 20 ns, de deux L0 sur un même étage, ou l'observation d'un signal d'amplitude élevée, typiquement supérieure à  $Q_{\text{HighThreshold}} = 3$  pe. Cette définition nécessite naturellement un bon étalonnage de la charge (et des seuils de traitement L0). Lorsque celui-ci n'est pas disponible ou jugé imparfait, on préférera contraindre le critère à  $Q_{\text{HighThreshold}} = 10$  pe.

Le système de déclenchement reposant essentiellement sur de la programmation logicielle, il est facile d'implémenter n'importe quel autre algorithme de recherche. Chaque nouvel algorithme parallèle ne nécessite en effet que les lignes de code associées et l'insertion de la configuration correspondante dans la base de données. Les capacités de calculs pouvant toujours être augmentée à dessein. Les algorithmes les plus fréquemment utilisés aujourd'hui sont données dans la liste suivante, certains sont illustrés figure 2.19 :

- filtrage 3D (TRIGGER\_3D). Lorsque cinq L1 sont repérés en coïncidence dans une fenêtre de temps compatible avec la vitesse du muon, les conditions de

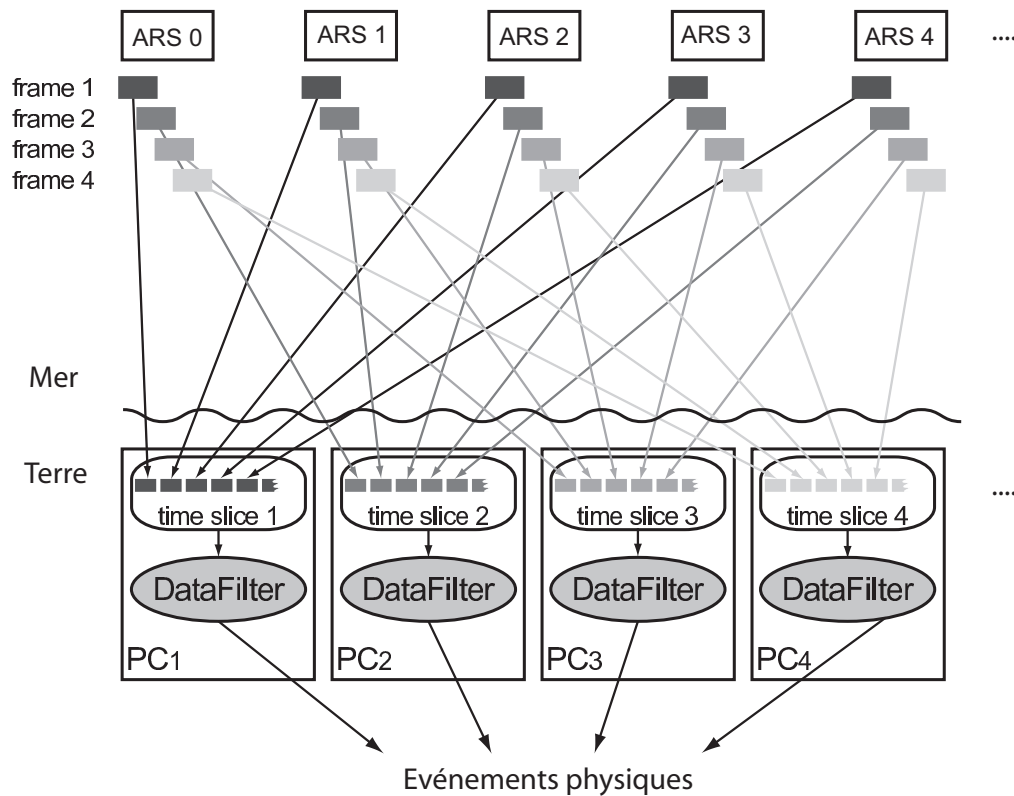


FIG. 2.18: La figure illustre l'organisation de l'acheminement des données, regroupées en tranches de temps appelées "frames", vers une ferme de PC sur laquelle tourne le programme de filtrage. Les frames correspondant à une même période sont tous envoyés vers le même PC.

l'algorithme de filtrage sont satisfaites et les données sont sauvegardées. L'algorithme requiert donc un minimum de 10 photons détectés pour ordonner la lecture intégrale de l'"événement", c'est à dire l'ensemble des coups pendant  $2.2 \mu\text{s}$ . L'efficacité de déclenchement (12 lignes) dans ces conditions, évaluée par simulations MC, augmente rapidement en fonction du nombre de photons détectés par événement. Elle atteint 100 % pour 40 photons détectés. La pureté du filtre standard est évaluée à 90 %.

- filtrage T3 [138]. La condition de déclenchement est définie par la coïncidence de deux L1 dans une fenêtre de 100 ns entre deux étages adjacents (condition T2) ou une fenêtre de 200 ns entre deux étages séparés d'un étage. On peut ensuite rechercher par exemple une coïncidence, dans une fenêtre de  $2.2\mu\text{s}$ , de 2T3 dans le détecteur, ou être plus restrictif encore en fonction de l'activité optique.
- filtrage directionnel. Le filtre directionnel s'appuie sur la connaissance à priori de la direction du muon (neutrino) incident. Il permet de ce fait d'appliquer des

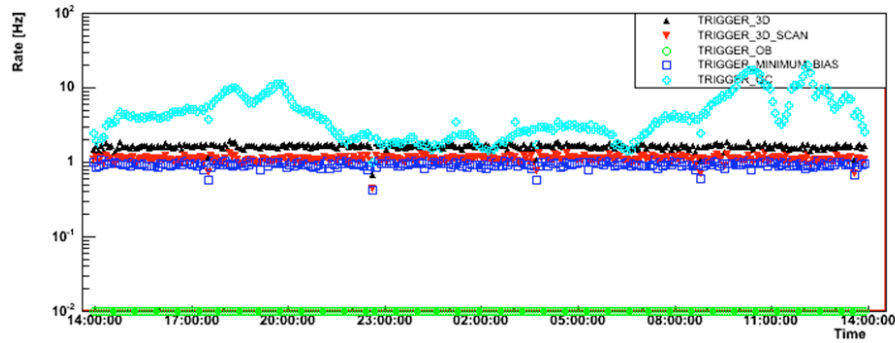


FIG. 2.19: Exemple de taux de succès des différents algorithmes de filtrage appliqués en ligne. Données de juillet 2007 (configuration à 5 lignes).

contraintes de causalité plus strictes entre les coups, et par suite de rechercher un événement à partir des impulsions L0 plutôt que des L1. Cette stratégie permet d'augmenter substantiellement (par plus d'un facteur 2) l'efficacité de déclenchement, notamment à basse énergie ( $<100$  GeV), mais elle est sensible au bruit de fond et ne peut être appliquée que lorsque les taux de comptage n'excède pas  $\sim 100$  kHz. Lorsque ces conditions sont satisfaites, l'algorithme est systématiquement appliqué dans la direction du centre galactique (TRIGGER\_GC). La direction étant fixe, on observe, en une journée, une variation du taux de déclenchement en fonction de l'heure, le bruit de fond muonique n'étant pas isotrope.

- filtrage "Minimum bias" (TRIGGER\_MINIMUM\_BIAS). Afin d'étudier le bruit de fond, on enregistre sans filtrage une tranche temporelle de  $4 \mu\text{s}$  une fois par seconde. Ces événements peuvent être utilisés pour l'étalonnage du détecteur.
- autres filtrages spéciaux. Un filtre à coïncidences dues à la lumière Tcherenkov rayonnée par l'électron  $\beta$  du  $^{40}\text{K}$  est utilisé pour évaluer les décalages de temps entre impulsions de PM adjacents (TRIGGER\_K40). Le critère est l'observation de 2 L0 sur 2 modules optiques d'un même étage dans une fenêtre de 50 ns. De même, un filtrage destiné à repérer les flashes lumineux (onde sphériques) envoyés par les balises optiques présentes le long des lignes du télescope, est couramment utilisé (TRIGGER\_OB) pour l'étalonnage en temps (chapitre 7).
- filtrage lent. Il s'agit de recherche des particules plus lentes que les muons, comme les monopôles magnétiques [139].

Le système *all data to shore* permet également d'écrire toutes les données, sur ordre externe, pendant une durée limitée. Ceci est mis en pratique lors de la réception d'alertes satellitaire qui signalent les possibles sursaut d'activité de sources astrophysiques.



### Alertes en temps réel

La mémoire des PC d'acquisition disponibles à la station côtière permet de stocker temporairement toutes les données arrivant à terre pendant une courte durée avant filtrage ( $\sim$  minute). Ce temps peut être mis à profit lors de la réception des alertes envoyées par d'autres télescopes (essentiellement des satellites) suite à la détection de signaux transitoires comme les sursauts gamma. Une procédure est alors déclenchée par le système d'acquisition ANTARES pour sauvegarder les données et appliquer en différé, une analyse spécifique [136]. Cette technique permet d'augmenter la sensibilité du télescope aux neutrinos qui seraient issus de sources de sursauts gamma. Ces neutrinos constituent un signal rare, mais étant associés à d'autres messagers, la détection est plus facile. La connaissance, à posteriori, de leur position et du temps d'émission diminue considérablement le bruit de fond et offre ainsi la possibilité de relâcher les coupures de sélection [1].

**Les réseaux d'alertes.** Le premier système d'alerte aux sursauts gamma a été mis en place avec l'exploitation des données du détecteur BATSE, embarqué sur le Compton Gamma Ray Observatory. Le détecteur n'est plus en fonctionnement aujourd'hui, mais le système d'alertes a été maintenu et étendu à d'autres télescopes. Baptisé "GRB Coordinates Network" (GCN) [140], le réseau regroupe aujourd'hui, entre autres, les détecteurs AGILE [142], SWIFT [143], INTEGRAL [144] et plus récemment FERMI [145]. N'importe quel télescope peut y souscrire et recevoir les messages d'alertes qui contiennent un identifiant unique pour chaque potentiel sursaut gamma. Dans un premier temps, une simple alerte avec une direction peu précise est fournie. Des messages ultérieurs viennent préciser la localisation exacte du sursaut qui peut ensuite être utilisée pour une analyse différée plus fine. Un système analogue, nommé IBAS pour "INTEGRAL Burst Alert System" a été spécifiquement développé pour INTEGRAL. Les alertes sont distribuées via Internet.

**Traitement des alertes par ANTARES.** Lorsqu'une alerte arrive à la station d'acquisition ANTARES, toutes les données stockées dans les mémoires des PC d'acquisition sont alors écrites sur disque ainsi que les données successives, pendant quelques dizaines de secondes. La configuration du détecteur est alors celle de la prise de données en cours. S'il s'agit d'une prise de données standard, les seuils de déclenchement L0 des ARS sont identiques à ceux d'une acquisition usuelle. La figure 2.20 offre à voir un résumé de la procédure. Le retard que peut mettre à profit ANTARES est d'environ 100 s, mais dépend naturellement du taux d'activité au moment de l'alerte. Grâce à la sauvegarde temporaire la réponse effective d'ANTARES précède parfois l'alerte (le délai entre l'alerte et son traitement par ANTARES est négatif). Dans les heures qui suivent, si l'alerte est validée, un filtrage spécifique fondé sur la connaissance a priori de la direction des événements à rechercher, est appliqué. Ainsi l'algorithme de filtrage sera-t-il plus contraint, ce qui permettra d'être moins sélectif et, par conséquent, plus efficace, notamment à faible énergie. Le prix à payer étant un temps de calcul plus

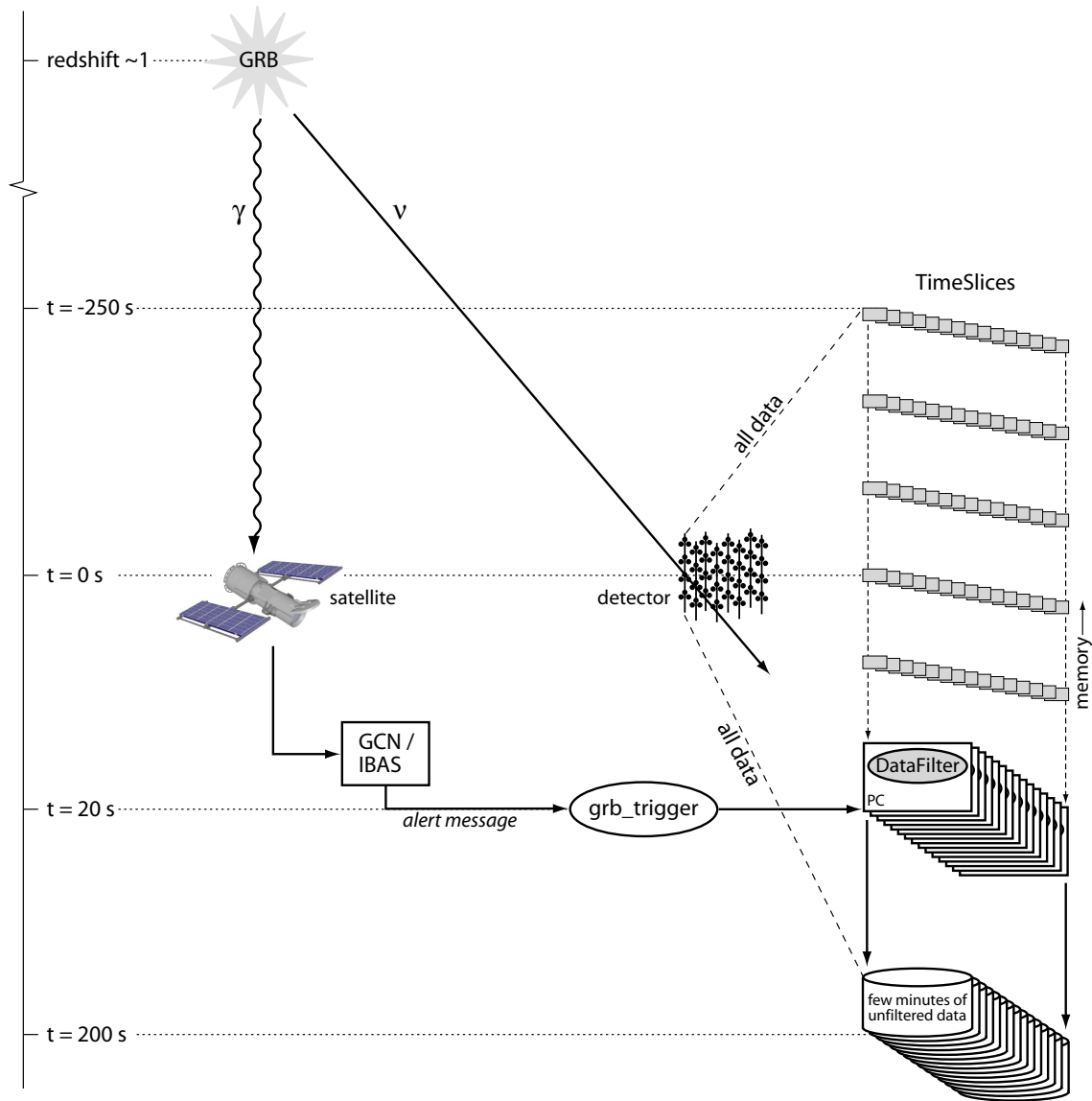


FIG. 2.20: Schéma de principe du traitement des alertes GRB par ANTARES. Les temps caractéristiques sont indiqués sur la gauche. Lorsqu'une alerte est perçue par le système d'acquisition, toutes les données en mémoires sont écrites sur disque. Une fois la position du sursaut établie, une recherche directionnelle de neutrinos peut être lancée.

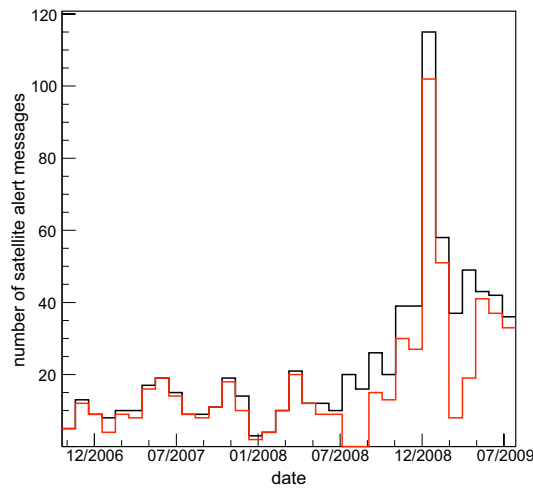


FIG. 2.21: *Efficacité du système de traitement des alertes "GRB".*

long.

L'histogramme de la figure 2.21 illustre l'efficacité de réponse du système d'acquisition aux alertes "GCN". En noir est représenté en fonction du temps, le nombre d'alertes envoyées par mois, en rouge, le nombre d'alertes traitées par ANTARES par mois. L'absence de réponse en été 2008 est due à une panne du câble électro-optique réparé début septembre 2008. L'augmentation de la fréquence des alertes en novembre 2008 s'explique par la mise en orbite du satellite FERMI. Le pic de la fréquence des alertes observé en janvier/février 2009 s'explique par le regain d'activité récurrent de SGR 1550-5418 détecté par FERMI [146]. L'analyse des données ainsi recueillies lors des alertes est en cours.

Ces acquisitions spéciales sont particulièrement utiles pour l'étalonnage du détecteur. Elles servent de point de départ à plusieurs études de calibration qui seront présentées dans la deuxième partie du manuscrit (recherche du pic du photo-électron, études des seuils relatifs des ARS, étude de la diaphonie temps  $\leftrightarrow$  charge, etc).



# Chapitre 3

## Morceaux choisis

Ce chapitre rassemble un certain nombre d'études Monte Carlo et d'analyses faites avec le détecteur à 5 lignes, auxquelles j'ai participé. Le thème principal est celui de l'étude des muons atmosphériques dans le but de montrer le bon fonctionnement du détecteur. Ce cadre est le prolongement naturel des études d'étalonnage présentées en détail dans la partie II de ce manuscrit. Le chapitre aborde également le premier résultat obtenu quant à la recherche de sources de neutrinos cosmiques de haute énergie, analyse menée essentiellement par le groupe de Valence (Espagne) sous ma responsabilité en tant que coordinateur, à l'époque, du groupe de recherche de sources ponctuelles.

Dans le but d'offrir un exposé cohérent au lecteur, un résumé des outils de simulation utilisés pour obtenir ces résultats, ainsi qu'une brève description des algorithmes de reconstruction employés est fourni en préambule.

### 3.1 Outils de simulations

Les résultats présentés dans ce chapitre reposent tous sur la bonne connaissance de la réponse du détecteur aux différents signaux physiques et bruits de fond. Cette connaissance est pour l'essentiel établie grâce à des outils de simulations qui permettent de reproduire le comportement du détecteur et d'estimer son efficacité de détection, paramètre tout aussi indispensable pour les mesures de flux (§ 3.3.2) ou pour établir des contraintes sur divers processus physiques (§ 3.4).

#### 3.1.1 Principe

Plusieurs types de générateurs sont utilisés par la collaboration. Certains ne permettent de simuler que des muons traversants le détecteur [147] tandis que d'autres prennent également en compte les interactions se produisant dans le volume instrumenté. C'est le cas du programme GENNEU [148] utilisé par défaut pour la simulation des neutrinos atmosphériques et des neutrinos cosmiques. Les événements sont en effet engendrés de manière isotrope suivant une loi de puissance arbitraire

$(\frac{dN}{dE} \propto E^{-1.4})$  puis pondérés de manière à reproduire le spectre souhaité. Dans le cas des neutrinos atmosphériques, le modèle choisi est celui du groupe de Bartol [149]. Le choix du spectre de neutrinos intervient en dernier lieu, au moment de l'analyse des événements simulés : chacun est libre d'appliquer une normalisation globale qui peut dépendre de l'énergie et de la direction, soit du neutrino père, soit du muon fils. L'inconvénient majeur de cette méthode se fait ressentir lorsque la statistique est faible. En effet les poids associés aux événements comprennent entre autres : la section efficace du neutrino, le parcours du muon, le coefficient d'absorption dans la terre (cf § 1.2.1). En conséquence, les dispersions sur ces poids peuvent varier sur plusieurs ordres de grandeur. Quand le nombre d'entrées des histogrammes est peu important, ceci rend l'analyse délicate. C'est le cas en particulier pour les événements de bruit de fond dont le nombre est rendu minimal par les coupures de sélection. C'est pourquoi, pour la simulation du bruit de fond des muons atmosphériques, il est préférable d'utiliser directement une génération de muons selon le spectre réel, en tenant compte, en particulier, de la multiplicité des muons créés dans les gerbes atmosphériques. Davantage de détails concernant la simulation des muons atmosphériques est donné au paragraphe 3.1.3.

Quelle que soit la méthode de génération employée, le volume instrumenté est défini comme le cylindre dont le centre coïncide avec le barycentre des modules optiques, et dont le rayon et la hauteur ont les valeurs minimales qui permettent aux modules optiques d'y être tous contenus. Ce détecteur est plongé dans un milieu transparent et indéfini. C'est pourquoi on est amené à définir une région sensible, à l'intérieur de laquelle les chances que les photons Tcherenkov produits soient détectés sont non négligeables. Par la suite, nous appellerons "canette", ce volume sensible. Seuls les muons de plus de 20 GeV, à la surface de cette canette, sont considérés. Le centre de la canette coïncide avec le centre du détecteur. Son rayon  $R_c$  est pris comme

$$\begin{aligned} R_c &= R_d + L & (3.1) \\ &= R_d + 2,5 \times \lambda_{\text{abs}} & (3.2) \end{aligned}$$

où  $R_d$  est le rayon du détecteur et  $\lambda_{\text{abs}} \approx 55$  m (cf paragraphe 2.2.2). De même, la hauteur de la canette correspond à la hauteur des lignes de détection, à laquelle on ajoute, de part et d'autre la longueur  $L$  (figure 3.1). Ainsi le volume de génération, délimité par la surface de la canette, est suffisamment grand pour ne pas biaiser les simulations.

### 3.1.2 Propagation des événements dans le détecteur

La propagation des muons à l'intérieur de la canette est prise en charge par le programme KM3 [150] qui simule, entre autres, la lumière émise par les muons et par les particules secondaires. La génération de la lumière Tcherenkov est tabulée après une simulation complète obtenue avec GEANT [151] prenant en

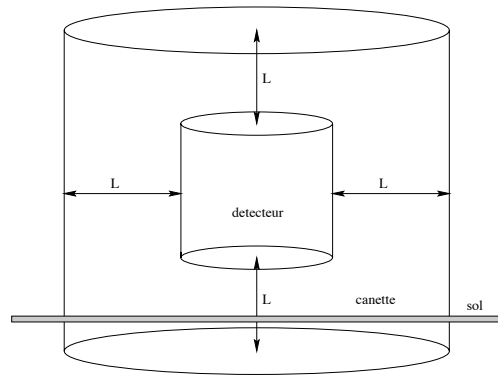


FIG. 3.1: *Cylindre de génération des événements autour du volume instrumenté.*

compte les phénomènes d'absorption et de diffusion conformément aux mesures faites sur site (cf § 2.2.2). Les muons sont propagés par segment d'environ 1 m. Leur perte d'énergie est simulée par le programme MUSIC [152] qui considère tous les processus d'interaction des muons avec la matière comme des phénomènes stochastiques. Les déviations de parcours engendrées par la diffusion multiple, le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung), la création de paire et les interactions photo-nucléaires sont simulées. Au cours de cet examen, si la perte d'énergie est largement supérieure à la perte moyenne par ionisation, une gerbe électromagnétique est susceptible de se produire aléatoirement le long du segment. Elle sera ensuite examinée indépendamment et traitée grâce aux tables créées pour les électrons.

Le programme KM3 assure également la simulation de la réponse du détecteur. Il traite en particulier de la transmission de la lumière dans le module optique (verre et gel) et de son acceptation angulaire. A ce titre, les études de muons atmosphériques faites avec les premières lignes du détecteur ont révélé un fort désaccord de normalisation entre les données et le Monte Carlo, qui a conduit à une nouvelle série de mesures de l'acceptance angulaire des modules optiques, qui s'est révélée significativement différente des mesures précédentes [153] (voir figure 3.2). Les résultats des nouvelles mesures faites sur 2 modules optiques diffèrent en outre de 20% à grand angle d'incidence par rapport à l'axe du photomultiplicateur (différence de dépôt de la photocathode?). Cette différence est particulièrement importante pour l'étude des muons atmosphériques puisque la lumière Tcherenkov des muons descendants touche les modules optiques à

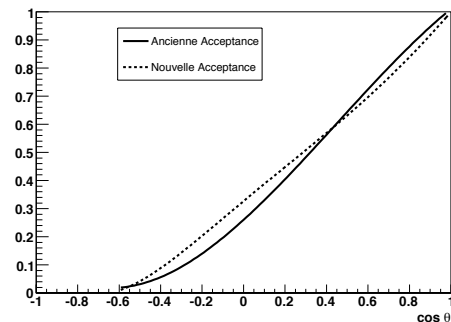


FIG. 3.2: *Acceptance angulaire utilisée dans les simulations, en fonction de l'angle d'indidence des photons.*

la limite de la surface sensible, là où les mesures sont les plus incertaines. Cette incertitude est une des contributions principales aux erreurs systématiques considérées dans l'étude présentée au paragraphe 3.3.2.

Le bruit de fond optique étant variable dans le temps (§ 2.2.2), il est ajouté ultérieurement à la simulation à partir des données réelles pour lesquelles le taux de comptage de chaque module optique est connu (le comptage du nombre de L0 est assuré indépendamment du traitement des données par l'électronique de lecture, des explications sont fournies à ce sujet au chapitre 4).

### 3.1.3 Bruit de fond de muons atmosphériques

La simulation des muons atmosphériques est plus complexe que celles des muons induits par l'interaction de neutrinos. Il convient en effet de bien reproduire la multiplicité des muons créés dans l'atmosphère lors de l'interaction de particules primaires car elle intervient de manière cruciale lors du filtrage des données : les conditions de filtrage décrites au paragraphe 2.2.4 sont d'autant plus facilement satisfaites que le nombre de muons traversant le détecteur au même instant est grand. Deux méthodes sont principalement employées par la collaboration.

**Simulation complète** La première est une simulation complète depuis l'interaction des rayons cosmiques primaires jusqu'à la propagation des muons engendrés jusqu'au volume sensible. L'interaction des primaires est simulée par le programme CORSIKA [154] qui laisse libre le choix du spectre des rayons cosmiques primaires (les deux modèles les plus couramment utilisés étant [155, 156]) et du modèle d'interaction dans l'atmosphère (le plus souvent QGSJET01 [157] pour Antares). Le programme CORSIKA permet de simuler des gerbes issues de rayons cosmiques jusqu'à des énergies de  $10^{20}$  eV. Cette simulation permet de suivre les photons, les leptons  $e^\pm$ ,  $\mu^\pm$ , les mesons  $\pi$ ,  $K$  et  $\eta$ , les nucléons et les baryons étranges. Les particules charmées ne sont pas simulées. Afin de minimiser le temps de calcul, le flux des rayons cosmiques des primaires est répartie en 5 groupes de noyaux dont les abondances sont les plus importantes : protons, helium, carbone-azote-oxygène, magnésium-silicium et fer. Dans nos simulations, les rayons cosmiques primaires sont engendrés à des énergies supérieures à 1 TeV/nucléon. De plus, seuls les muons dont l'énergie est supérieure à 500 GeV (1 TeV) sont conservés au niveau de la mer pour un zénith  $< 60^\circ$  ( $> 60^\circ$ ).

Les muons sont ensuite propagés jusqu'au cylindre de génération, leur perte en énergie étant calculée par l'intermédiaire du programme MUSIC.

A partir du cylindre de génération, le procédé standard, décrite plus haut, est appliquée. Cette méthode de génération complète est bien sûr très couteuse en temps calcul et en espace de stockage, mais elle a le mérite de permettre, à chaque étape, de comparer les simulations avec les données d'autres expériences, et donc permettre un meilleur contrôle des erreurs systématiques.



**Paramétrisation** La deuxième méthode est une simulation rapide qui engendre directement les muons suivant la paramétrisation MUPAGE [158, 159]. Sont pris en compte à la profondeur  $h$  (variable de 1,5 à 5 km dans l'eau ou dans la glace) l'angle zenithal  $\theta$ , et pour les gerbes de muons, la multiplicité  $m$  et la distance de chaque muon par rapport à l'axe de la gerbe. La paramétrisation sur laquelle repose la génération des événements a été obtenue par une simulation complète des rayons cosmiques via le programme HEMAS [160]. Le modèle de composition des primaires utilisé dans cette simulation complète ainsi et le modèle d'interactions hadroniques (DPMJet [161]) ont été choisis afin d'obtenir un bon accord avec les données de l'expérience souterraine MACRO [162]. C'est du reste cette simulation rapide qui fournit le meilleur accord avec les données d'ANTARES. Les résultats présentés au paragraphes 3.3.2 et 3.4 reposent donc sur cette simulation rapide.

## 3.2 Reconstruction des traces de muons

Il existe différentes méthodes pour reconstruire la trajectoire d'un muon. Nous en présenterons brièvement deux. L'une, plus précise, repose sur la maximisation d'une fonction de vraisemblance [163]. Elle a été optimisée pour la détection de muons montants et est utilisée, en particulier, pour la recherche de sources ponctuelles (cf § 3.4). L'autre, plus simple à mettre en œuvre, repose sur la minimisation d'un terme analogue à un  $\chi^2$  [164]. Cette méthode ne nécessite pas de connaître parfaitement l'alignement géométrique du détecteur et peut donc être utilisée *en ligne*. La précision de pointage obtenue est moindre, mais la méthode peut être exploitée pour les études de flux diffus ou la reconstruction de traces descendantes (cf § 3.3.2).

### 3.2.1 Principe général

Le temps d'arrivée d'un photon Tcherenkov (issu d'une trace de muon) sur un photomultiplicateur peut être facilement trouvé par un raisonnement géométrique. En prenant pour convention les notations de la figure 3.3, le temps  $t_i$  d'arrivée du photon Tcherenkov sur la photocathode s'exprime comme :

$$t_i = t_0 + \frac{1}{c} \left( L_i - \frac{d_i}{\tan \theta_C} \right) + \frac{1}{v_g} \left( \frac{d_i}{\sin \theta_C} \right) \quad (3.3)$$

où  $c$  est la vitesse de propagation de la lumière dans le vide (les muons qui émettent de la lumière Tcherenkov sont relativistes) et  $v_g$  la vitesse de groupe de la lumière dans l'eau [165, 166].

Cinq paramètres  $p_\alpha$  sont nécessaires pour reconstruire une trace physique. Dans le cadre de la reconstruction, ils ont été choisis de la façon suivante :

- le zénith  $\theta$  et l'azimut  $\phi$  indiqués sur la figure 3.3
- deux coordonnées  $x$  et  $y$  pour repérer le point  $A$  défini par l'intersection de la trace et du plan ( $P$ ) perpendiculaire à celle-ci et contenant (par convention) le centre du détecteur.

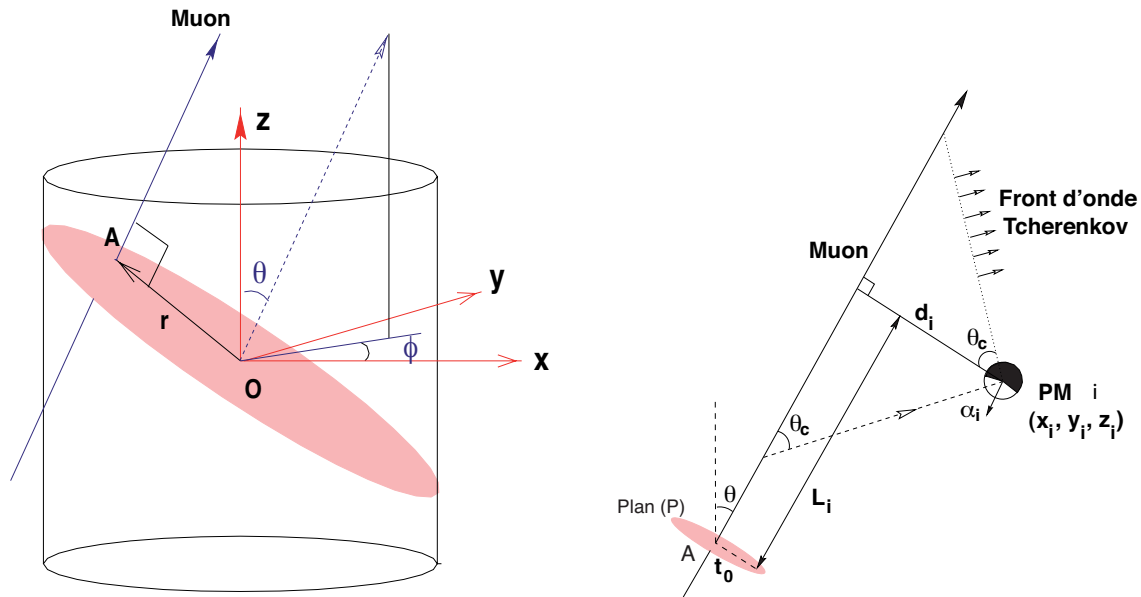


FIG. 3.3: Schémas de principe de la reconstruction de la trajectoire d'un muon. Les paramètres de la trace sont représentés sur le schéma de droite qui illustre l'émission d'un photon Tcherenkov à partir d'une trace de muon et en direction d'un PM.

- le temps  $t_0$  de passage de la trace par le plan (P)

Les méthodes de reconstruction décrites plus avant font toutes l'hypothèse qu'un seul muon à la fois traverse le détecteur. Aussi, les gerbes de muons atmosphériques seront-elles moins bien reconstruites et donc éliminées par des coupures de qualité. Des tentatives de discrimination entre muon unique et muons multiples sont décrites dans la thèse de Claire Picq [2].

### 3.2.2 Maximum de vraisemblance

La reconstruction utilisée pour la recherche de sources ponctuelles [163] s'effectue en plusieurs étapes :

1. Dans un premier temps, une pré-sélection des signaux de photomultiplicateurs est établie afin d'isoler les impulsions potentiellement engendrées par un muon de celles du bruit de fond. Seules les impulsions causalement compatibles avec l'impulsion de plus grande amplitude sont gardées<sup>1</sup>, ce qui souligne l'importance d'un bon étalonnage en charge.

<sup>1</sup>Le temps  $t_i$  des impulsions doit satisfaire  $t_i - t_0 \leq (d_i/v_g + 100ns)$  où  $t_0$  est le temps de l'impulsion de plus grande amplitude et  $d_i$  la distance entre le module optique testé et le module optique qui a engendré la plus grande impulsion.

2. Un pré-ajustement est ensuite pratiqué. Il s'agit d'une simple régression linéaire utilisant les impulsions de plus grande charge ( $> 3$  photo-électrons) et celles qui sont en coïncidence, à 25 ns près, sur un même étage.
3. Les paramètres obtenus sont ensuite utilisés comme point de départ pour la maximisation d'une fonction  $G(r)$  plus sophistiquée ( $M$ -estimateur), où  $r$  représente le résidu temporel de la trace. La relation à maximiser, optimisée par Monte Carlo, est :

$$G = \sum_i \kappa \left( -2\sqrt{1 + \frac{A_i r_i^2}{2}} \right) - (1 - \kappa) f_{ang}(\alpha_i) \quad (3.4)$$

où  $A_i$  représente la charge de l'impulsion  $i$  en photo-électrons,  $r_i = t_i - t_i^{th} \left( \vec{p}, \vec{d} \right)$  le résidu temporel correspondant ( $t_i^{th}$  est le temps attendu suivant la figure 3.3). Le terme  $f_{ang}$  prend en compte l'acceptance angulaire du photomultiplicateur en fonction de l'angle d'incidence  $\alpha_i$  entre le photon et l'axe du photomultiplicateur. Le poids relatif des deux termes  $\kappa = 0.05$  a été optimisé par Monte Carlo. Pour réduire l'influence du bruit de fond, seules les impulsions ayant un résidu  $|r_i| < 150$  ns ou une charge  $A_i > 2.3$  pe sont utilisées pour maximiser  $G$ .

4. La reconstruction finale des traces est obtenue en évaluant, à partir des résultats de l'estimateur et pour chaque coup, le temps théorique d'arrivée du photon sur le module optique. En utilisant la différence  $\delta t_i = t_i - t_i^{th}$  entre le temps attendu et le temps observé, on calcule la probabilité, pour un coup donné, de provenir de la trace. Les paramètres les plus probables sont ensuite obtenus en maximisant la fonction de vraisemblance  $L$  définie par :

$$L = \prod_i^n pdf(\delta t_i, p_\alpha) \quad (3.5)$$

La fonction de densité de probabilité  $pdf$  est représentée figure 3.4. Pour l'ajustement c'est celle correspondant à une énergie de 10 TeV qui est utilisée. Dans cette étape, seules les impulsions dont le résidu est compris dans l'intervalle  $[-0.5R, R]$ , où  $R$  est la moyenne quadratique des résidus utilisés à l'étape précédente.

5. Les deux étapes 3 et 4 sont répétées 9 fois en effectuant des rotations et des translations à partir de la trace de départ. Le résultat offrant une vraisemblance par degré de liberté maximale est retenu. Parmi les 9 tentatives, celles qui donnent un résultat comparable (direction identique à  $1^\circ$  près) au résultat final sont également sauvegardées. Le nombre de résultats compatibles, noté  $N_{comp}$  est utilisé ultérieurement dans l'analyse comme critère de qualité. On effectue alors une dernière analyse de maximum de vraisemblance avec une fonction de densité de probabilité améliorée dans une fenêtre de résidus temporels de  $\pm 250$  ns.

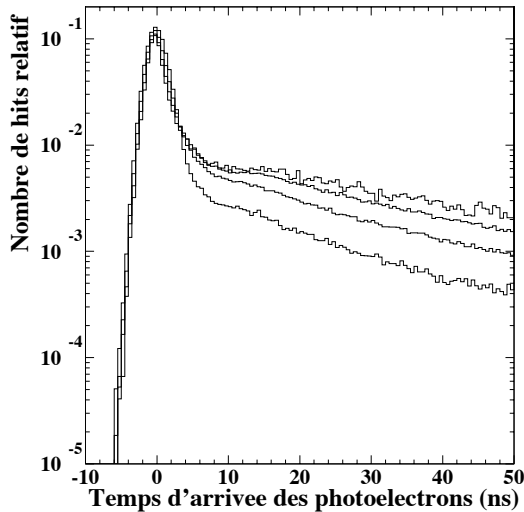


FIG. 3.4: *Fonction de densité de probabilité. On distingue ici 4 énergies différentes : du plus haut vers le plus bas dans la queue de distribution : 250, 50, 10 et 2 TeV.*

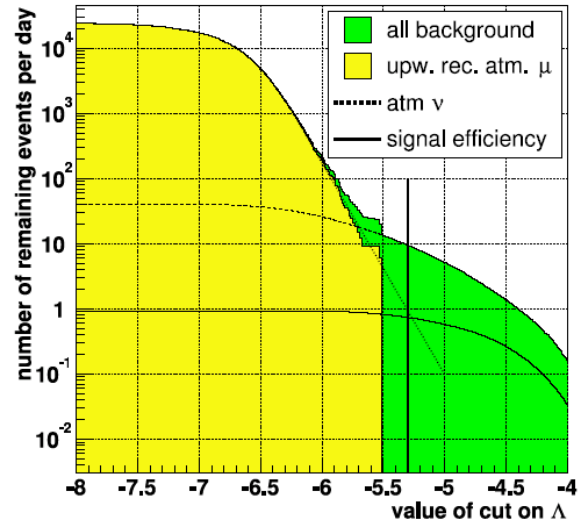


FIG. 3.5: *Nombre d'événements après coupure sur la variable  $\Lambda$ . Les neutrinos atmosphériques dominent sur les muons atmosphériques au delà d'une certaine valeur.*

La sélection finale des événements reconstruits se fait essentiellement par le biais d'une variable *ad hoc* mêlant la vraisemblance par degré de liberté ( $\log(L)/N_{DL}$ ) et le nombre de traces compatibles  $N_{comp}$  notée :

$$\Lambda \equiv \frac{\log(L)}{N_{DL}} + 0.1(N_{comp} - 1) \quad (3.6)$$

La figure 3.5, issue de [163] illustre, par Monte Carlo, le pouvoir discriminant de cette variable. Pour les traces montantes, une coupure adéquate sur  $\Lambda$  permet de rejeter les muons atmosphériques mal reconstruits et de garder les muons induits par les neutrinos. La résolution angulaire ainsi obtenue est alors inférieure au degré.

### 3.2.3 Minimisation de " $\chi^2$ "

La méthode de reconstruction *en ligne* [167] commence par un filtrage identique à celui de l'algorithme de filtrage T3 (cf § 2.2.4). Auparavant, les impulsions d'un même étage sont regroupées en une seule si leurs temps respectifs diffèrent de moins de 20 ns (les amplitudes sont ajoutées). La géométrie réelle du détecteur est ignorée et les 3 modules optiques de chaque étage sont supposés au centre de la ligne, elle-même supposée verticale.

Comme précédemment, la première étape consiste en une régression linéaire dont les paramètres sont utilisés comme point de départ des ajustements suivants. La

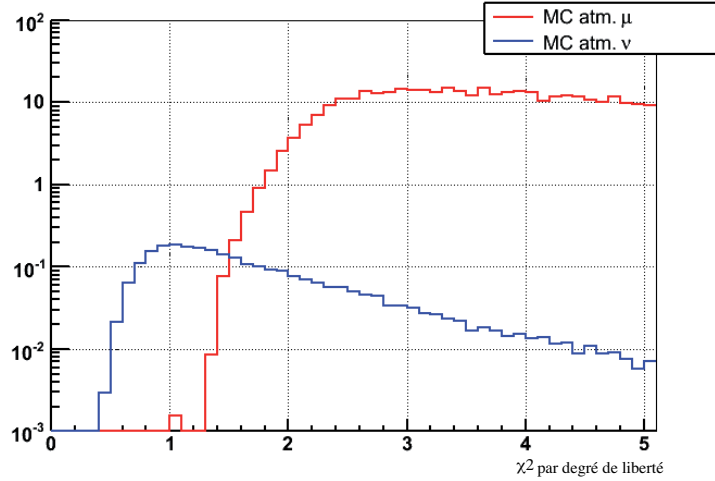


FIG. 3.6: Facteur de qualité pour les muons (reconstruits montant) et pour les neutrinos pour un détecteur à cinq lignes.

seconde étape est une minimisation d'un terme analogue à un  $\chi^2$ , défini par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left[ \frac{1}{\sigma^2} (t_i^{th} - t_i)^2 + \frac{q(q_i)d(d_{fit})}{\langle q \rangle d_0} \right] \quad (3.7)$$

Le premier terme de l'équation correspond aux résidus temporels. Le second terme dépend de l'amplitude mesurée ( $q_i$ ) et de la distance théoriquement parcourue par le photon détecté ( $d_{fit}$ ). Il est construit de manière à donner un moindre poids aux événements présentant à la fois une grande amplitude et une grande distance : il est normalisé au produit de la distance fixe  $d_0 = 50$  m et de l'amplitude moyenne  $\langle q \rangle$ , pour compenser l'effet que deux muons de trajectoire identique mais d'énergie différente engendrent des charges différentes. Le terme  $q(q_i)$  introduit une saturation artificielle de l'électronique de lecture à 10 pe afin de réduire l'influence de la dispersion de la gamme dynamique observée d'un canal à l'autre (cf chapitre 8). Le terme  $d(d_{fit})$  est calculé en prenant en compte la perte d'énergie des muons par minimum d'ionisation. Il introduit également une distance minimale  $d_{min} = 5$  m pour éviter que l'ajustement ne converge trop systématiquement vers la ligne de détection<sup>2</sup>.

Le critère de qualité est le rapport du  $\chi^2$  (équation 3.7) par le nombre de degrés de liberté. Cette variable permet de déterminer la qualité de l'ajustement. Ce critère présenté à la figure 3.6 permet de choisir facilement une valeur de discrimination entre les muons atmosphériques et ceux issus des neutrinos atmosphériques. Reste qu'après

<sup>2</sup>Ce choix arbitraire repose sur l'hypothèse que l'intensité de la lumière Tcherenkov décroît linéairement avec la distance, ce qui implique  $q d = cte$ . Or les mesures en laboratoire ont montré qu'un muon au minimum d'ionisation engendre à 1 m d'un module optique la détection de 50 pe.

coupure, la résolution angulaire obtenue avec cette méthode est seulement de quelques degrés.

### 3.3 Muons atmosphériques

Les muons atmosphériques représentent un bruit de fond important pour la recherche de neutrinos cosmiques et doivent être réduits à la plus petite fraction possible dans de nombreuses analyses. Dans le même temps, ces muons représentent une sorte de "faisceau" naturel unique qu'il convient d'exploiter au mieux afin d'étudier la réponse du détecteur et de caractériser son fonctionnement. C'est dans cette optique que nous présentons ici deux études ayant trait aux muons atmosphériques. Compte tenu de la structure géométrique du détecteur (modules optiques orientés vers le bas), ces études sont difficiles : le détecteur est optimisé pour la reconstruction de traces ascendantes et l'efficacité de détection pour les traces descendantes est faible.

La première étude est une étude préliminaire sur la possibilité d'observer un déficit de muons atmosphériques dans la direction du talus continental, au nord du détecteur (§ 3.3.1). L'idée étant d'apprendre de ce déficit d'éventuelles informations quant à l'orientation absolue du détecteur et à son pouvoir de pointage.

La deuxième étude est une analyse menée, dans le cadre de la thèse de Claire Picq [2], à partir des données des 5 premières lignes du détecteur. Il s'agit de la mesure du flux de muons atmosphériques et de sa dépendance angulaire (§ 3.3.2). Le bon accord obtenu avec la mesure attendue est une indication importante de ce que le détecteur, dans son ensemble, est maîtrisé.

#### 3.3.1 Ombre du talus continental

La figure 2.9 indique l'existence d'une structure intéressante à une dizaine de km au nord du détecteur, au sud de l'île de Porquerolles. Il s'agit d'un dénivelé important (passage d'une profondeur de 200 m à 2200m sur une faible distance à vol de poissons volants) dans le talus continental qui, du point de vue d'un observateur situé près du télescope ANTARES, pourrait s'apparenter à une chaîne de montagnes. L'idée est alors d'étudier l'observation possible de l'"ombre" de cette chaîne de montagnes dans la distribution des trajectoires (les plus horizontales) des muons atmosphériques reconstruits. Ceci permettrait de révéler un éventuel décalage systématique de l'orientation absolue du détecteur, à condition d'atteindre la résolution angulaire attendue (on teste ainsi plusieurs paramètres en même temps). Des outils ont été développés dans la perspective d'étudier la faisabilité d'une telle analyse qui nécessite le détecteur dans sa configuration finale. Les résultats préliminaires sont encourageants, mais l'étude nécessite davantage de développements qui n'ont pas été ma priorité ces dernières années.

### Données bathymétriques

L'étude requiert une connaissance du relief sous-marin plus précise que celle donnée par la figure 2.9. Mais la présence proche du port militaire de Toulon, considéré comme une place stratégique, rend délicat l'accès aux données bathymétriques de la région. Le SHOM [168] a réalisé des mesures bathymétriques précises de la fosse de Porquerolles, mais ces données sont confidentielles. Un accord spécial en autorise toutefois l'accès à certains membres de la collaboration<sup>3</sup>. Il ne m'est donc pas possible de montrer de carte de la zone.

Les données bathymétriques utilisées dans cette étude couvrent une zone qui s'étend de 6.0°E - 42.833°N à 6.25°E - 43°N. Elles sont divisées en deux lots distincts. Le plus précis est un "Modèle Numérique de Terrain" à quadrillage tous les 100 m. Il couvre la zone 6.0°E - 42.833°N à 6.25°E - 42.937°N. Le lot complémentaire est moins précis. Les pas du quadrillage sont également de 100 m, mais les données, publiques, proviennent de [169]. Les fichiers de données contiennent simplement la longitude, la latitude et la profondeur par rapport à la surface de la mer de chaque point de mesure. On peut donc reproduire facilement la carte 2.9 (voir figure 3.8).

Pour exploiter ces données dans le cadre de notre étude, il faut les transformer dans le système de coordonnées cartésien ANTARES (Nord, Ouest, Ciel). Pour cela il est nécessaire de connaître le rayon terrestre dans la zone du détecteur, la Terre n'étant pas une sphère parfaite (figure 3.7). Nous avons utilisé dans ce but le modèle ellipsoïdal WGS84 ("World Geodetic System 1984") pour calculer la distance entre le centre de la Terre et la surface de la mer au point de coordonnées 6°10'E - 42°50'N. Le résultat trouvé  $R = 6368297.2$  m est compatible avec la valeur trouvée via le logiciel gratuit "Circé 2000" [170]. Le résultat de la conversion, équivalent aux courbes de niveau de la figure 3.8, est montré figure 3.9.

### Simulations

Les muons susceptibles d'être absorbés par le talus continental avant d'atteindre le détecteur sont presque horizontaux. Ces événements sont difficiles à simuler. Les simulations les plus réalistes doivent prendre en compte la multiplicité des muons au niveau de la cannette. Mais à l'époque où cette étude a débuté, les générateurs mentionnées au paragraphe 3.1.3 ne permettaient pas de simuler les

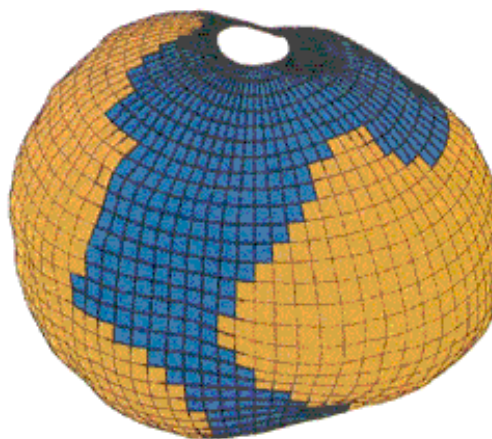


FIG. 3.7: *Forme de la Terre obtenue à partir de données d'altimétrie. La déformation est artificiellement augmentée. On voit bien l'aplatissement aux pôles et le renflement à l'équateur.*

<sup>3</sup>Je réitère mes remerciements à Anne Deschamps.

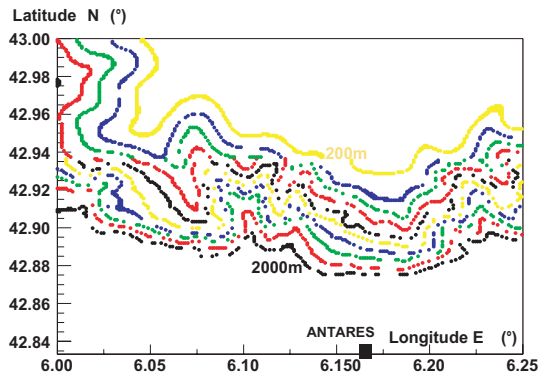


FIG. 3.8: Lignes de niveau, au nord du site ANTARES. Les profondeurs sont données relativement à la surface de l'eau, tous les 200 m.

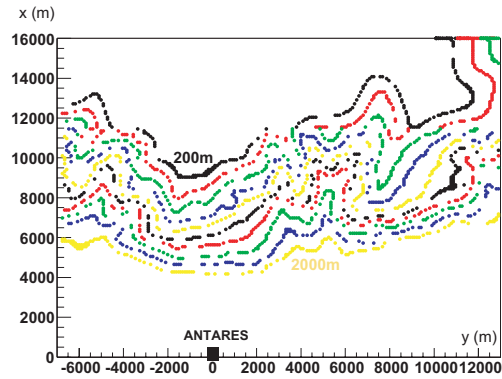


FIG. 3.9: Lignes de niveau, au nord du site ANTARES dans le système de coordonnées ANTARES ( $X=Nord, Y=Ouest$ ).

muons atmosphériques au delà de  $70^\circ$ . Une production Monte Carlo spéciale a donc été mise en œuvre pour démarrer l'étude.

Le programme utilisé pour la simulation de muons atmosphériques est le programme GEM [1, 171]. Il tire des événements uniques sur la cannette en suivant la paramétrisation d'Okada [172]. Pour cette étude les événements sont tirés entre  $95^\circ < \theta_{zenith} < 105^\circ$  et dans la gamme d'énergie  $40 < E(\text{GeV}) < 10000$ . Le choix de ces bornes repose sur une étude préalable portant sur le 1/10 de la statistique finale : aucun événement d'énergie inférieure à 50 GeV ne passe la sélection.

Afin d'augmenter la statistique et de réduire le temps de calcul, la cannette est séparée en 6 parties égales. Seuls les événements simulés dans la partie nord de la cannette, notée (1) sur la figure 3.10, sont utiles. Les autres événements sont transformés par des rotations de manière à les ramener artificiellement en (1), ce qui multiplie par 6 la statistique (équivalente au total à  $\sim 15$  ans de prise de données). Les muons sont ensuite propagés "en marche arrière" dans la direction de la surface de l'eau. Les intersections de leur trajectoire avec le relief sont trouvées suivant le principe de la figure 3.11. Les distances effectivement parcourues dans l'eau et dans le talus continental sont ré-évaluées. La perte d'énergie le long de chaque parcours est ensuite estimée à partir de la formule 1.15. La densité de l'eau est supposée égale à  $\rho = 1.02 \text{ g cm}^{-3}$  tandis que celle de la roche qui constitue le talus continental est prise égale à  $\rho = 2.6 \text{ g cm}^{-3}$ .

Lorsque la nouvelle énergie estimée au niveau de la cannette est négative, le muon

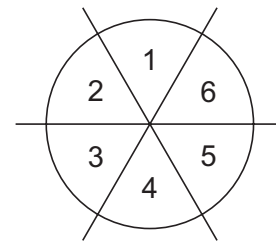


FIG. 3.10: Découpage artificiel de la cannette (vue de haut).



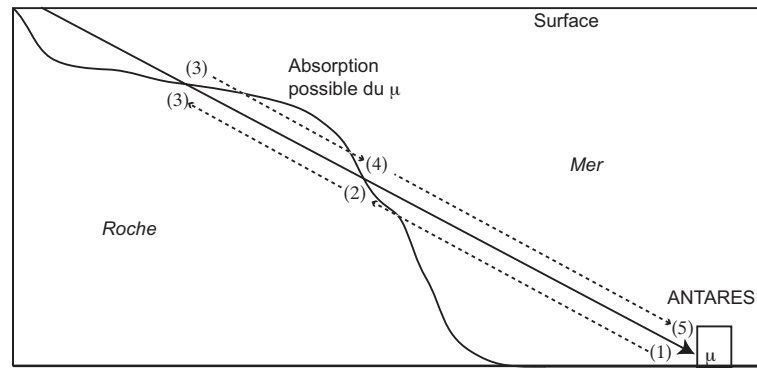


FIG. 3.11: *Un muon presque horizontal se dirige vers le détecteur. Son énergie en (2), (3), (4) et finalement (5) est calculée.*

est supprimé (il a été absorbé le long de son parcours). Sinon, la nouvelle énergie est gardée et la direction du muon inchangée. Les informations intermédiaires sont sauvegardées pour d'éventuels tests de pertinence.

Le reste de la chaîne de simulation suit la procédure standard décrite aux paragraphes 3.1.2 et 3.2.

La reconstruction choisie pour cette étude est celle utilisant un maximum de vraisemblance. Les coupures doivent être choisies de manière à éviter la pollution des événements plus verticaux (et donc beaucoup plus nombreux) mal reconstruits tout en gardant le maximum de statistique possible à l'horizontal<sup>4</sup>. Cette optimisation n'est pas décrite dans le détail ici dans la mesure où elle nécessite certainement une mise à jour, mais le lecteur intéressé peut trouver des détails dans [173]. Les événements sélectionnés doivent notamment être reconstruits à un zénith proche de  $80^\circ$  ( $-0.2 < \cos \theta_{rec} < -0.1$ ). Par surcroît, ces événements doivent intercepter un mur imaginaire, situé à 7 km au nord du détecteur à une altitude par rapport au fond marin comprise entre 1450 et 1650 m de haut, ce qui introduit une modulation artificielle dans la distribution azimutale (pour  $|\phi| > 20^\circ$ ). Un exemple de distribution des angles azimutaux des traces ainsi reconstruites dans la direction nord est donnée figure 3.12. On y observe bien un déficit engendré par la prééminence du talus continental. L'histogramme correspond à une année de prise de données dans la configuration complète du détecteur, ce qui correspond à un total de  $\sim 460$  événements par an dans la zone sélectionnée. La précision de mesure sur l'azimut ainsi reconstruit est de  $0.7^\circ$  ( $\sigma$ ), ce qui devrait permettre de repérer un décalage systématique

<sup>4</sup>Pour les événements verticaux, qui vont constituer le bruit de fond de cette analyse, le générateur GEM a été utilisé, pour une statistique équivalente de  $\sim 1$  jour. Pour une prise en compte plus réaliste de la réponse du détecteur, la production Monte Carlo utilisée pour l'analyse des données du prototype (décrite dans [1]), incluant la multiplicité des muons a également été utilisée. Cette production correspond aussi à une durée équivalente de  $\sim 1$  jour. Il serait sans doute utile de mettre à jour ces simulations en utilisant la simulation rapide MUPAGE.

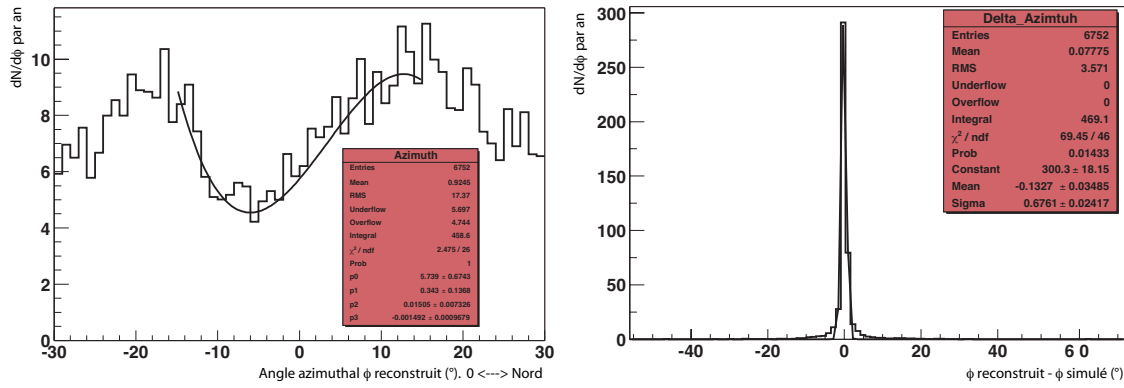


FIG. 3.12: Les deux histogrammes ci dessus représentent les événements reconstruits à un zénith proche de  $80^\circ$  ( $-0.2 < \cos \theta_{\text{rec}} < -0.1$ ) entre  $-30^\circ$  et  $+30^\circ$  par rapport au Nord (azimut), normalisés à une année de prise de données. L'histogramme de gauche, représente la distribution des angles azimutaux reconstruits. Le déficit observé au centre est dû à l'ombre du talus continental. La position du minimum devrait pouvoir apporter des informations sur la configuration géométrique du détecteur. Les déficits observables pour  $|\phi| > 20^\circ$  sont un biais dû aux coupures de sélection. La figure de droite indique la précision de mesure sur l'angle azimutal de ce lot d'événements.

autour de l'axe de symétrie du détecteur de l'ordre du degré. Une analyse statistique robuste reste néanmoins à faire estimer le temps d'acquisition nécessaire pour que la collaboration puisse tirer des informations fiables quant au déficit observé. Mais les résultats présentés ici sont encourageants. L'effort devrait donc se poursuivre pour finaliser cette étude. En particulier, certains effets, négligés jusqu'à présent, comme la diffusion multiple des muons ou leur multiplicité devraient être pris en compte. En outre, les événements étudiés étant quasi-horizontaux, il serait souhaitable d'étudier l'influence des muons induits par les neutrinos atmosphériques qui commencent à dominer aux alentours de  $\cos \theta \approx 0.1$  (figure 1.20).

### 3.3.2 Mesure du flux

La mesure du flux de muons atmosphériques est le sujet principal de la thèse de Claire Picq [2]. Cette étude s'inscrit dans un cadre plus général qui concerne l'étalonnage et la compréhension du détecteur, dans sa configuration à 5 lignes. Les muons atmosphériques constituent en effet une source connue potentiellement utilisable pour étudier le comportement du détecteur. En pratique, la mesure du flux se heurte à deux difficultés principales. La première tient à ce que le détecteur est géométriquement optimisé pour la détection de fronts de lumière ascendants. Si les muons atmosphériques dominent largement en intensité, la lumière qu'ils émettent concerne une zone où la sensibilité du détecteur est marginale et mal connue, donc source d'erreur sys-

tématique importante (§ 3.1.2). La deuxième difficulté tient à ce que, compte tenu de l'orientation des photodétecteurs, les muons atmosphériques qui sont capables de satisfaire aux conditions de filtrage des données ont une multiplicité moyenne de l'ordre de 3, alors que la reconstruction est destinée à ne reconstruire qu'une trace. Dans ces conditions, l'estimation de l'efficacité du détecteur et la conversion du flux observé en flux physique sont tributaires de la fiabilité des simulations utilisées. C'est pourquoi diverses simulations, méthodes de reconstruction et sélection des événements ont été employées pour cette étude. Les résultats présentés ci-dessous ont été établis en utilisant la simulation fondée sur la paramétrisation MUPAGE (§ 3.1.3) et la reconstruction *en ligne* (§ 3.2.3), sans coupure de qualité ; ce qui fournit le meilleur accord avec le flux attendu.

### Principe de la mesure

Le principe de la mesure du flux  $F = \frac{d\phi}{dSdt d\Omega}$  de muons atmosphériques et de sa dépendance zénithale est résumé par la formule :

$$F = \langle m \rangle_{MC}(\cos \theta) \left[ \frac{dN(\cos \theta)}{d \cos \theta} \right]_D \frac{1}{\text{Eff}_{\text{reco}}(\cos \theta) \times \text{Eff}_{\text{filtre}}(\cos \theta)} \times \frac{1}{2\pi \mathcal{A}_{MC}(\cos \theta) \Delta T} \quad (3.8)$$

avec

- $\theta$  l'angle zénithal ;
- $\langle m \rangle_{MC}(\cos \theta)$  la multiplicité moyenne attendue à la surface de génération, notée  $\mathcal{A}_{MC}$ , évaluée à partir des simulations Monte Carlo ;
- $\left[ \frac{dN_{\text{evt}}(\cos \theta)}{d \cos \theta} \right]_D$  la distribution du nombre d'événements dans les données en fonction de  $\cos \theta$  ;
- $\Delta T$  la durée de la prise de données ;
- $\text{Eff}_{\text{reco}}$  l'efficacité de reconstruction, après filtrage ;
- $\text{Eff}_{\text{filtre}}$  l'efficacité de filtrage par rapport à la surface de génération.

Il est important de noter que  $F$  apparaît indépendant de la normalisation absolue du Monte Carlo, pour une surface de génération donnée. De surcroît, plus les intervalles en  $\cos \theta$  sont petits, moins la méthode appliquée est sensible à la distribution zénithale du Monte Carlo. Reste que la multiplicité moyenne des muons, pour chaque intervalle, ne peut être déterminée que par l'intermédiaire des simulations. En outre, on s'attachera à choisir la largeur des intervalles en  $\cos \theta$  de manière à réduire les migrations d'un bin de  $\cos \theta_{\text{vrai}}$  à un bin de  $\cos \theta_{\text{reco}}$  de façon à minimiser les sources d'erreurs, même si ces migrations sont en principe reproduites correctement par le Monte Carlo et par la-même correctement prise en compte dans la méthode.

## Distibution angulaire

Pour exercice et afin vérifier la cohérence de l'analyse, la méthode a été employée à partir du Monte Carlo uniquement, c'est à dire en remplaçant dans l'équation 3.8 le terme  $\left[\frac{dN_{\text{evt}}(\cos\theta)}{d\cos\theta}\right]_D$  par  $\left[\frac{dN_{\text{evt}}(\cos\theta)}{d\cos\theta}\right]_{MC}$ . Dans ces conditions, le flux mesuré doit être identique au flux utilisé pour les simulations. C'est en effet ce que montre la figure 3.13 qui représente le flux mesuré, au dessus de 20 GeV, sur la canette, en fonction de l'angle zénithal, comme défini figure 3.3<sup>5</sup>. L'accord obtenu valide ainsi le concept de la méthode. Pour obtenir un tel histogramme et pouvoir comparer la valeur centrale de chaque bin à un flux donné, il est nécessaire d'appliquer une correction préalable. En effet, d'après les paramétrisations existantes, la distribution des événements à l'intérieur de chaque intervalle n'est ni plate ni linéaire, ce qui implique que la valeur moyenne des ordonnées dans l'intervalle ne correspond pas à la valeur au centre de l'intervalle. Cet effet est corrigé, à partir de la paramétrisation analytique formulée par Okada<sup>6</sup> [172], ce qui implique une connaissance *a priori* de la forme de la distribution zénithale. En dessous de 60°, la correction est inférieure à 5%, mais elle atteint un facteur  $\sim 5$  vers l'horizontal! Aussi faut-il considérer les résultats présentés dans ce paragraphe, valables entre 0 de 60°. C'est du reste en général dans cette gamme que sont présentés les résultats comparables dans la littérature. Au delà de 60°, plusieurs effets, notamment liés à la courbure de la Terre, doivent être considérés.

Les données utilisées pour cette analyse sont celles du mois de juin 2007, correspondant à une configuration à 5 lignes du détecteur. Une présélection a été établie de manière à ne garder que les données de meilleure qualité, c'est à dire celles pour lesquelles la ligne de base moyenne de dépasse pas 120 kHz par module optique et la fraction de sursaut de bioluminescence reste inférieure à 20% (cf définitions au paragraphe 2.2.2). Après sélection, l'échantillon étudié cumule un total de 2.3 millions d'événements filtrés pour une durée effective de 17.8 jours. Le résultat obtenu est indiqué figure 3.14 et comparé, pour indication, à la paramétrisation d'Okada.

Les barres d'erreurs dessinées sur la figure 3.14 représentent la somme des erreurs statistiques (inférieures à 5% jusqu'à 80°) et des erreurs systématiques. L'impact des incertitudes systématiques sur la mesure du flux de muons atmosphériques a été estimé à partir de la simulation. Le flux a été calculé en prenant en compte différentes valeurs pour les paramètres concernés. Les différences relatives de flux ainsi mesurées, pour chaque intervalle d'angle zénithal, ont été traduites en termes d'erreurs, considérées indépendantes les unes de autres. Les effets qui ont été pris en considération

---

<sup>5</sup>Les angles notés  $\theta$  sur les figures sont en réalité le nadir et non le zénith. La confusion est généralisée de part les conventions choisies par la collaboration (figure 3.3). Le lecteur doit simplement considérer que zénith peut signifier nadir, ce qui implique que  $\theta$  peut désigner  $(\pi - \theta)$  et  $\cos(\theta)$  devient  $-\cos(\theta)$ .

<sup>6</sup>Les paramétrisations MUPAGE et Okada sont formulées différemment, mais leurs valeurs sont semblables

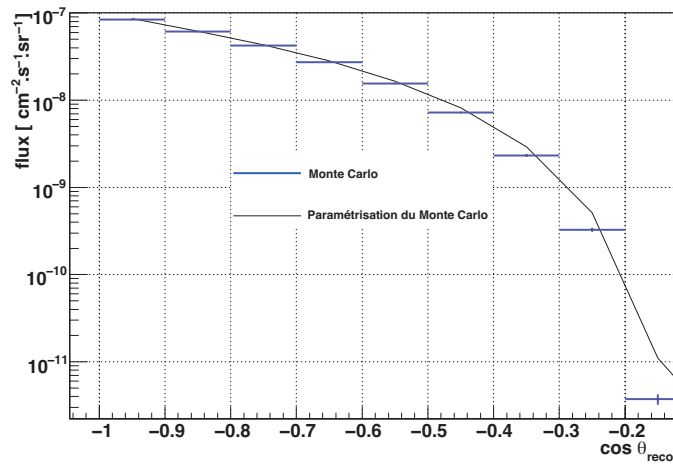


FIG. 3.13: Flux obtenu à partir de la simulation issue de MUPAGE ("Monte Carlo") comparé au flux utilisé dans la simulation MUPAGE ("Paramétrisation").

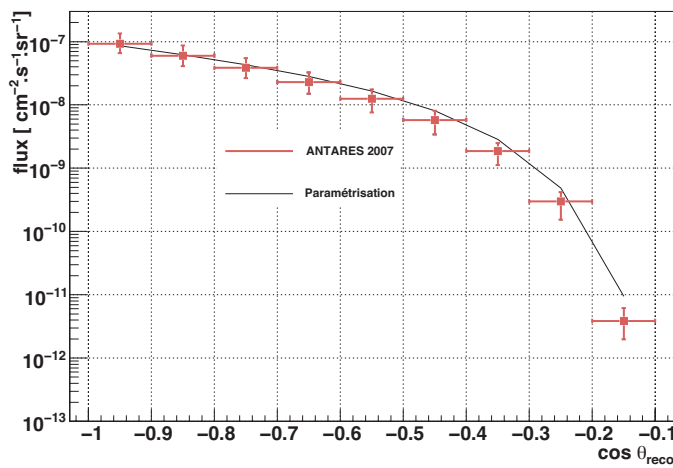


FIG. 3.14: Flux de muons et paramétrisation d'Okada au niveau de la canette définie autour du détecteur ANTARES.

sont résumés ci-après :

- L'acceptance angulaire du photo-multiplicateur est la source principale d'incertitude. Comme il est mentionné au paragraphe 3.1.2, l'acceptance est particulièrement mal connue à grand angle, c'est à dire dans la région sensible pour les muons atmosphériques. De nouvelles mesures sont en cours afin de diminuer les incertitudes. Pour l'heure, les erreurs maximales induites par la méconnaissance de l'acceptance sur le flux de muons atmosphériques, varient en fonction de l'angle zénithal entre  $[-35\%, +20\%]$ .
- L'incertitude sur la longueur d'absorption dans l'eau (§ 2.2.2) est estimée à  $\pm 10\%$ , ce qui se traduit pour la mesure du flux en une incertitude de  $\pm 20\%$ .
- L'incertitude cumulée sur la mesure de la charge des impulsions de photomultiplicateur et sur le seuil effectif de traitement de données L0 (voir partie II) est estimé à  $\pm 10\%$  [2, 174].
- Une mesure détaillée dans [175] indique que les processus de sédimentation ou les dépôts qui peuvent apparaître sur l'hémisphère supérieur des modules optiques peuvent engendrer une légère perte d'efficacité de détection, perte contrainte par les mesures de coïncidences induites par le  $^{40}K$  (§ 2.2.2 et chapitre 7). Cet effet est pris en compte à hauteur de  $10\%$  sur l'incertitude résiduelle sur la mesure du flux de muons.
- Les deux simulations de bruit de fond atmosphérique présentées au paragraphe 3.1.3 n'indiquent pas exactement la même multiplicité moyenne pour les muons atmosphériques engendrés sur la canette. Cette différence engendre une erreur de  $\pm 15\%$  sur le flux de muons mesuré.
- Le flux mesuré dépend enfin du choix de la reconstruction (§ 3.2). L'écart relatif maximal observé, fonction de l'angle zénithal, ne dépasse pas  $15\%$ , néanmoins les écarts mesurés sont pris compte dans les erreurs systématiques.

Le spectre de la figure 3.14 est en réalité difficile à interpréter dans la mesure où, de part la méthode employée, il se rapporte à des muons de plus de 20 GeV atteignant un cylindre virtuel d'environ 500 m sur 500 m (la canette). La profondeur moyenne des événements attendus sur cette canette est de l'ordre de 2000 m, mais elle diffère légèrement d'un intervalle de  $\cos\theta$  à l'autre comme indiqué tableau 3.1. Pour présenter les résultats de façon à pouvoir mieux les interpréter et les comparer à ceux d'autres expériences, il est d'usage de "verticaliser" la mesure faite dans chaque direction et d'établir de la sorte une courbe d'intensité en fonction de la profondeur.

### Relation profondeur - intensité du flux

La verticalisation du spectre zénithal en relation "intensité - profondeur" repose sur une série de transformations et de corrections simples. Le premier effet à prendre en compte est naturellement la distance effective  $H' \approx H / \cos\theta$  parcourue par les muons entre la surface de l'eau et le détecteur (figure 3.15). L'effet de la courbure de la terre est négligeable à ce niveau.

$\cos \theta_{reco}$	Profondeur moyenne (m)
[-1. ; -0.9]	1935
[-0.9 ; -0.8]	1965
[-0.8 ; -0.7]	1983
[-0.7 ; -0.6]	1996
[-0.6 ; -0.5]	2007
[-0.5 ; -0.4]	2016
[-0.4 ; -0.3]	2022
[-0.3 ; -0.2]	2024
[-0.2 ; -0.1]	2007

TAB. 3.1: Profondeur moyenne des muons sur la canette dans chaque intervalle de  $\cos \theta$

Le flux mesuré dans une direction donnée, qui correspond désormais à une certaine profondeur effective, doit ensuite être corrigé du flux mesuré au sol, dans la même direction. La dépendance zénithale du flux de muons au sol est plus ou moins bien connue. Aux énergies qui nous concernent ( $E > 500$  GeV au sol), le spectre suit à peu près la loi  $\frac{dN}{d\cos\theta} \propto \frac{1}{\cos\theta}$  [176]. Plusieurs paramétrisations du flux  $F(E, \theta^*) = \frac{dN}{d\Omega dS dt}(E, \theta^*)$  au sol en fonction de l'énergie  $E$  et de l'angle zénithal a été proposé. Nous considérons ici la formule donnée dans [177] :

$$F(E, \theta^*) = \frac{1.74 \times 10^6}{5E \cos \theta^* + 400} (5E + 10 \sec \theta^*)^{-1.57} \frac{E + 15}{E + 10 + 5 \sec \theta^*} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (3.9)$$

La variable  $\theta^*$  correspond à l'angle zénithal à l'altitude à laquelle le muon est produit. A grand angle, elle diffère sensiblement du zénith mesuré au sol ou au niveau du détecteur. Cet effet est illustré figure 3.15 et pris en compte (la correction est en réalité négligeable jusqu'à  $\cos \theta < -0.2$ ). La figure 3.16 illustre l'amplitude de la correction à appliquer dans le cas d'une simple dépendance en  $1/\cos \theta$  et en utilisant la paramétrisation 3.9. Les corrections sont similaires jusqu'à  $\theta < 70^\circ$ , au-delà, elles diffèrent significativement. Ceci souligne encore que les résultats présentés ici ne peuvent être considérés valables que jusqu'à une profondeur effective de l'ordre de 6000 m.

La conversion du spectre angulaire en relation "intensité-profondeur" est finalement obtenue par l'intermédiaire de la relation :

$$I_\nu \left( \frac{H}{\cos \theta} \right) = I(\cos \theta, H) \times \frac{F(E, 0)}{F(E, \theta^*)} \quad (3.10)$$

Le résultat obtenu est présenté figure 3.17 et comparé aux mesures d'autres télescopes à neutrinos. Compte tenu des incertitudes de la mesure, essentiellement liées à la configuration géométrique du détecteur, il semble en accord avec les autres mesures, ce qui donne confiance dans l'état de connaissance actuel de la réponse du détecteur dans son ensemble.

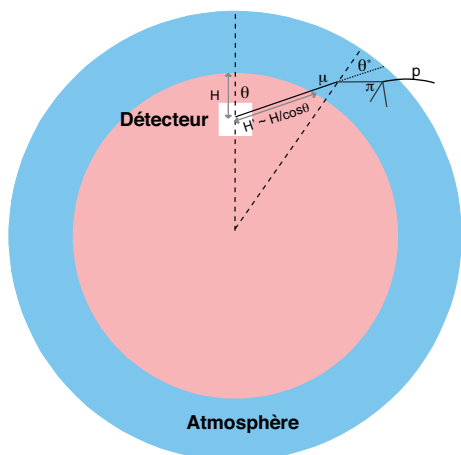


FIG. 3.15: Parcours d'un  $\mu$  depuis sa production jusqu'au détecteur.

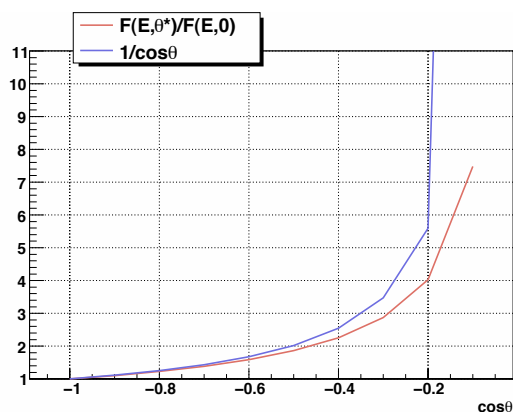


FIG. 3.16: Effet des différents modèles de dépendance angulaire du flux de muons au niveau de la mer.

### 3.4 Recherches de sources ponctuelles de neutrinos de haute énergie

Les données prises au cours de l'année 2007, dans la configuration à 5 lignes du détecteur, ont été utilisées pour rechercher un éventuel signal de neutrinos cosmiques dans la direction de sources astrophysiques connues d'une part et sur l'ensemble du ciel visible par ANTARES d'autre part. Aucun signal n'a été trouvé, mais les mesures ont permis d'établir des limites supérieures, encore préliminaires, comparables, pour la partie du ciel concernée, à celles obtenues par les expériences précédentes, mais avec un temps d'exposition largement plus court que celles-ci. Les résultats principaux sont résumés dans ce qui suit.

#### 3.4.1 Sélection des données et performances du détecteur

Les données utilisées pour cette analyse ont été prises entre février 2007 et décembre 2007. Seules les données correspondant à une activité optique moyenne inférieure à 120kHz et une fraction de sursauts de bioluminescence inférieure à 40% ont été gardées. L'ensemble correspond à une période cumulée de 140 jours. Les données ont été sélectionnées avec l'algorithme de filtrage "3D" décrit au paragraphe 2.2.4 et reconstruite en utilisant la méthode de maximum de vraisemblance présentée au paragraphe 3.2.

Les bruits de fond physiques de neutrinos atmosphériques et de muons atmosphériques ont été simulés en utilisant respectivement les programmes GENNEU et MUPAGE, décrits au paragraphe 3.1. La suppression du bruit de fond est obtenue en appliquant des coupures de sélections sur la variable de qualité  $\Lambda$  (équation 3.6) et en ne gardant que les événements reconstruits montant entre 0 et 80° par rapport



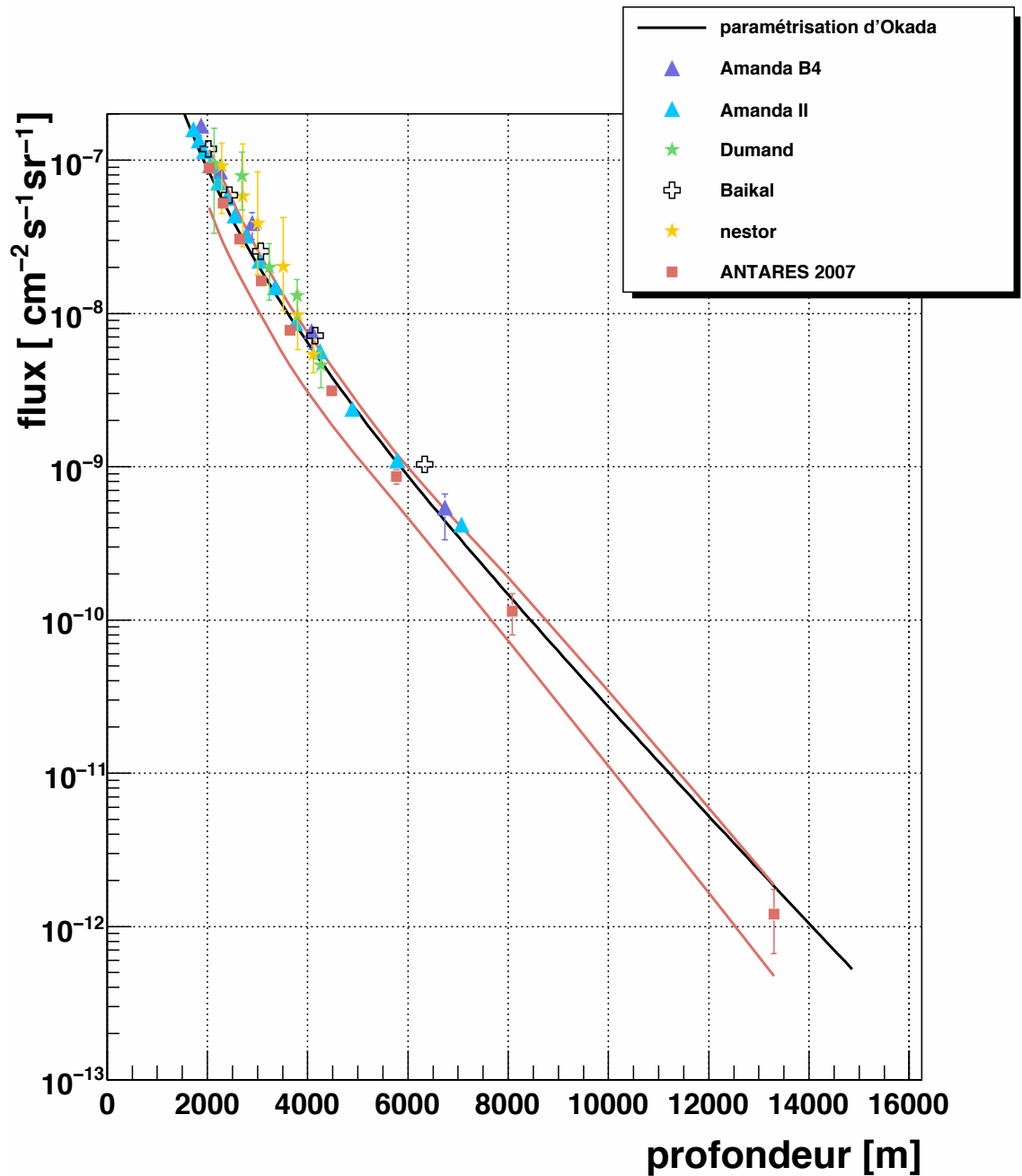


FIG. 3.17: Relation profondeur-intensité du flux de muons pour le détecteur AN-TARES 5 lignes comparée aux résultats de Dumand SPS [95], de Baikal NT-36 [178] et d'Amanda-B4 [98].

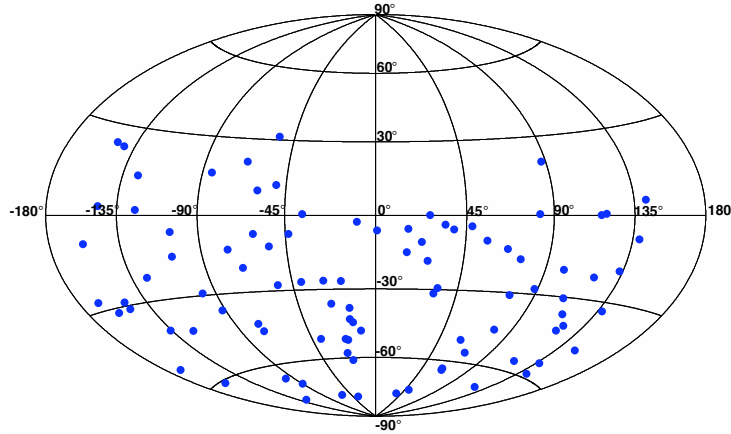


FIG. 3.18: Carte du ciel des événements passant les coupures de sélection, en coordonnées équatoriales.

à la verticale. Ceci réduit le lot de données à 94 candidats neutrinos, représentés figure 3.18 en coordonnées équatoriales. Les mêmes coupures appliquées aux simulations de bruit de fond et normalisées à une durée équivalente à la prise de données conduisent à un lot de 141 événements dont 10% environ proviennent de gerbes de muons atmosphériques mal reconstruites (l'incertitude théorique sur les flux atmosphériques est estimée à 20%). Ce désaccord entre les données et les simulations, représenté figure 3.19, est en cours d'investigation. Plusieurs pistes sont ouvertes, notamment celle de la sensibilité de la variable  $\Lambda$  aux conditions environnementales (taux de bioluminescence, fraction de sursauts). Pour l'heure, nous appliquerons un facteur de correction global  $\epsilon$  aux distributions de Monte Carlo de neutrinos atmosphériques afin de reproduire l'efficacité effective du détecteur<sup>7</sup>. Ce faisant, on considère implicitement que la quantité de signal attendue est très faible devant la quantité de bruit de fond. Cette hypothèse permet toutefois de rechercher des excès locaux sous forme de condensat d'événements.

La surface effective de détection est définie comme le produit de la surface de génération et de l'efficacité effective de détection. Elle permet de calculer rapidement le taux moyen d'événements attendus pour un flux donné. Soit  $\mathcal{N}$  le nombre d'événements (neutrinos) tirés initialement sur le cylindre de génération. Soit  $\mathcal{S}(E, \theta)$  la surface projetée du cylindre sur le plan perpendiculaire à la direction du muon incident et  $N$  le nombre d'événements ayant passé la sélection. La surface effective est

<sup>7</sup>Ce type de méthode a également été utilisé par la collaboration AMANDA lors de l'analyse des premières données [179].

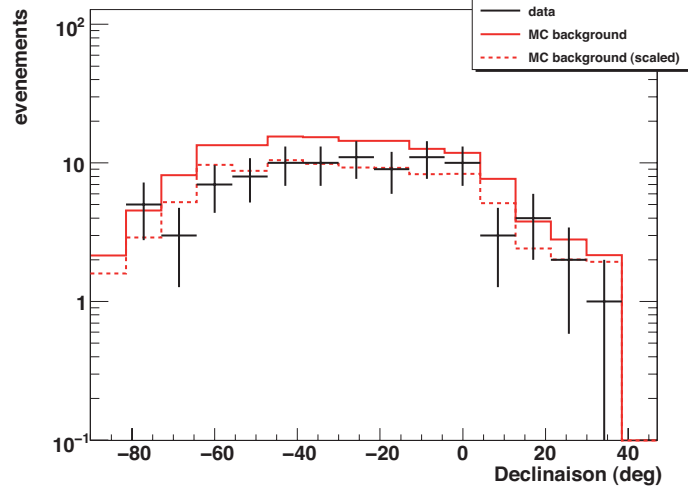


FIG. 3.19: *Distribution des déclinaisons des événements sélectionnés (Monte Carlo et données). La courbe en pointillés représente la distribution obtenue après application du facteur global de correction aux neutrinos atmosphériques.*

donc donnée par  $S_{\text{eff}}(E, \theta)$  :

$$S_{\text{eff}}(E, \theta) = \frac{N}{\mathcal{N}} \times \epsilon \times \mathcal{S}(E, \theta) \quad (3.11)$$

Cette quantité est représentée figure 3.20 en fonction de l'énergie du neutrino incident. Il s'agit d'une moyenne sur la partie du ciel analysée. Sur la figure se trouve également le graphe de la déviation médiane entre le neutrino incident et la trajectoire reconstruite en fonction de l'énergie du neutrino. En deçà de 10 TeV, la déviation est dominée par la cinématique de l'interaction. Au delà, la précision de pointage moyenne est déjà inférieure à  $0.5^\circ$  pour le détecteur à 5 lignes seulement. En multipliant la surface effective avec un spectre différentiel  $\frac{dN}{dE} \propto E^{-2}$  (attendu pour les neutrinos cosmiques), il est possible de voir que 80% des événements sont détectés entre 3 et 400 TeV, tandis que 80% des neutrinos atmosphériques (spectre plus mou) sont observés entre 100 GeV et 4 TeV. Ceci illustre le pouvoir de sélection potentiel d'une coupure sur l'estimation de l'énergie de chaque événement. Aucune coupure de la sorte n'est néanmoins appliquée dans cette analyse.

Au delà du facteur de correction global  $\epsilon$ , l'incertitude sur la surface effective de détection est estimée à 15%. Elle est essentiellement due aux incertitudes sur l'acceptance des modules optiques et sur les propriétés optiques de l'eau (voir § 3.3.2 pour plus de détails). Ceci se traduit par une incertitude de 20% sur les limites présentées au paragraphe 3.4.2.

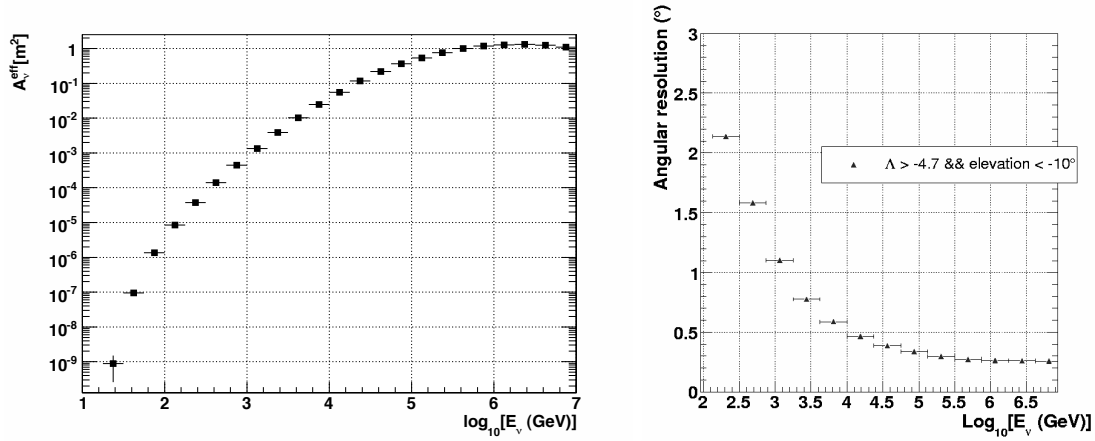


FIG. 3.20: **A gauche** : Surface effective de détection en fonction de l'énergie du neutrino incident, après application des coupures de sélection. **A droite** : résolution angulaire (angle médian entre le muon reconstruit et le neutrino incident) en fonction de l'énergie du neutrino.

### 3.4.2 Analyse des données et résultats

Deux méthodes d'analyse ont été appliquées pour la recherche de sources ponctuelles. La première, plus puissante, recherche des regroupements d'événements par itérations successives afin de maximiser la vraisemblance d'une détection en présence d'un mélange de signal et de bruit de fond. L'algorithme mis en place, appelé EM "Expectation-Maximisation" conduit au résultat développé plus loin dans ce paragraphe.

La seconde méthode, utilisée pour vérification, est une recherche plus standard d'un possible excès d'événements dans un cône dont la taille optimale est obtenue de manière à établir la limite supérieure la plus restrictive (démarche dite de minimisation du MRF ("Model Rejection Factor" [180])). Le MRF est défini comme la limite supérieure moyenne (calculée à partir du bruit de fond attendu) divisée par le nombre d'événements de signal attendu pour une hypothèse donnée (typiquement un spectre différentiel en  $E^{-2}$ ). Pour chaque déclinaison ( $\delta$ ), on recherche ainsi quelle taille de cône conduit au MRF le plus petit. Les valeurs trouvées varient entre  $3$  et  $4.5^\circ$ . Les simulations indiquent que cette méthode est  $40\%$  moins sensible que la méthode EM, essentiellement car aucune information sur la distribution des événements à l'intérieur du cône n'est prise en compte.

Dans les deux cas, les optimisations sont obtenues "en aveugle" à partir des données elles-mêmes : le bruit de fond étant, grâce à la rotation de la Terre, indépendant de l'ascension droite ("RA" encore notée  $\alpha$ ), cette information est modifiée de façon aléatoire sur les données observées, ce qui modifie la direction des événements et garantit une analyse non biaisée.

Dans la première méthode, décrite en détail dans [181], sur les événements sélectionnés (94 au total pour cette analyse), on ajuste une superposition de fond plus une source. Les paramètres à ajuster par maximisation de vraisemblance sont l'intensité relative entre source et fond, la position de la source et la réponse angulaire du détecteur à son signal (supposée gaussienne avec une dispersion indépendante dans chacune des deux directions  $\alpha$  et  $\delta$ ).

Un critère, noté BIC pour "Bayesian Information Criterion" [182] mais utilisé de manière purement fréquentiste, a été employé pour estimer la probabilité que les données renferment un signal (une source de neutrinos cosmiques). Ce critère est le rapport entre le maximum de la vraisemblance de l'hypothèse testée (présence de signal d'une source plus bruit de fond) et l'hypothèse "nulle" (bruit de fond seulement). Pour les événements de bruit de fond, la distribution de cette quantité est paramétrisée. Pour ce faire, la distribution des déclinaisons des événements de bruit de fond est paramétrisée dans un premier temps, puis cette paramétrisation est utilisée pour engendrer  $10^4$  échantillons de 94 événements uniformes en ascension droite. Pour chaque échantillon, la valeur de BIC est calculée. La distribution ainsi obtenue peut être utilisée pour calculer la probabilité que le bruit de fond seul puisse engendrer une valeur de BIC supérieure à la valeur observée dans les données. Cette probabilité est appelée "p-value".

De même, des ensembles de  $10^4$  échantillons sont créés pour différentes hypothèses de nombre d'événements de signal superposés au fond et les BIC sont calculés.

Toute hypothèse testée conduisant à une valeur de BIC supérieure à la valeur observée dans au moins 90% des cas ( $p\text{-value} > 0.9$ ) doit être rejetée. La limite supérieure est donc donnée par le nombre d'événements de signal qui correspondent à  $p\text{-value} = 0.9$ . La limite correspondante sur le flux est calculée en divisant par la surface effective (donnée par 3.11) et par la durée d'exposition.

Dans le cas d'une recherche de signal sans direction préalablement sélectionnée, l'algorithme EM recherche d'abord des paires d'événements séparés par moins de  $5^\circ$ , puis donne la p-value du condensat le plus significatif. Il s'agit ici d'un "excès" dans la direction ( $\delta = -63.7^\circ$ ,  $RA = 243.9^\circ$ ) pour une  $p\text{-value} = 0.3$ . L'algorithme standard révèle un doublet d'événement dans le cône de recherche, ce qui explique la valeur trouvée.

Une recherche de signal a également été entreprise dans la direction d'un certain nombre de sources connues, sélectionnées pour leur intérêt et leur inclinaison théorique à abriter des processus hadroniques. La liste retenue contient à la fois des sources galactiques, détectées à haute énergie dans le domaine  $\gamma$ , et des sources extragalactiques susceptibles de produire des neutrinos. Une recherche a également été menée dans la direction du ciel où un potentiel excès a été rapporté par la collaboration ICECUBE (§ 2.1.2). Les résultats sont donnés dans le tableau 3.2. Aucun excès significatif n'a été observé. Aucune source n'est associée à plus d'un événement. La configuration pour laquelle la plus petite "p-value" a été trouvée (0.004) peut se produire dans 10%

Source	$\delta$ ( $^\circ$ )	RA ( $^\circ$ )	P-value	$\phi_{90}$
PSR B1259-63	-63.83	195.70	1	5.3
RCW 86	-62.48	220.68	1	5.5
HESS J1023-575	-57.76	155.83	0.004	13.2
CIR X-1	-57.17	230.17	1	5.7
HESS J1614-518	-51.82	243.58	0.088	12.1
GX 339	-48.79	255.70	1	8.4
RX J0852.0-4622	-46.37	133.00	1	8.5
RX J1713.7-3946	-39.75	258.25	1	8.8
Galactic Centre	-29.01	266.42	0.055	13.5
W28	-23.34	270.43	1	9.2
LS 5039	-14.83	276.56	1	9.7
HESS J1837-069	-6.95	279.41	1	10.9
SS 433	4.98	287.96	1	14.7
HESS J0632+057	5.81	98.24	1	14.7
ESO 139-G12	-59.94	264.41	1	5.6
PKS 0548-322	-32.27	87.67	1	8.3
Centaurus A	-43.02	201.36	1	8.3
H 2356-309	-30.63	359.78	1	8.1
PKS 2005-489	-48.82	302.37	1	8.2
PKS 2155-304	-30.22	329.72	1	8.1
1ES 1101-232	-23.49	165.91	1	8.8
1ES 0347-121	-11.99	57.35	1	9.9
3C 279	-5.79	194.05	0.030	17.5
RGB J0152+017	1.79	28.17	1	13.7
IC22 hotspot	11.00	153.00	1	18.7

TAB. 3.2: Résultats préliminaires de la recherche de neutrinos cosmiques pour certaines sources. Le tableau donne la direction de la source et la "p-value" associée à la recherche. La dernière colonne indique la limite supérieure, à 90% de niveau de confiance, sur le flux de neutrinos en provenance de la source. Le terme  $\phi_{90}$  indique la normalisation du spectre différentiel  $\frac{dN}{dSdEdt} = \phi_{90} \times 10^{-10} \times E^{-2}$  et s'exprime en  $\text{TeV cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . La recherche est intégrée sur la gamme d'énergie 10 GeV-1 PeV.

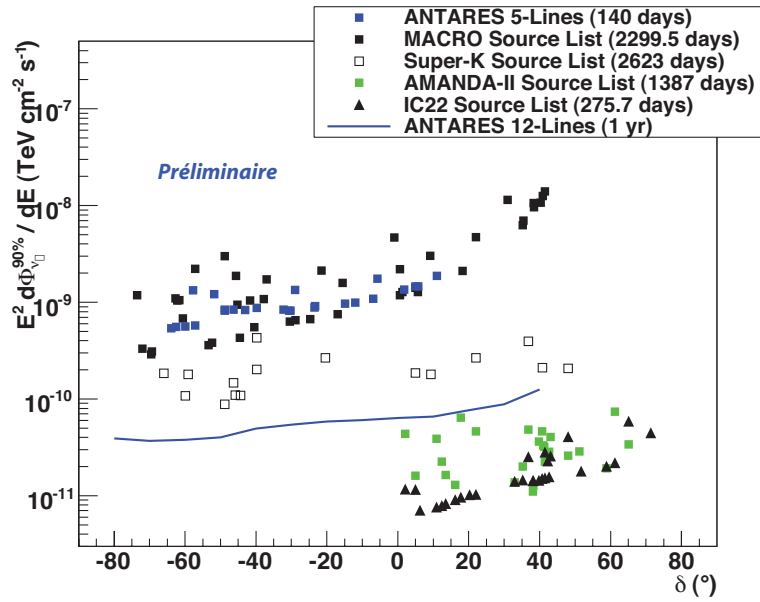


FIG. 3.21: *Limites, à 90% de niveau de confiance sur le flux de muons, en fonction de la déclinaison. Chaque carré représente une source dont l'ascension droite n'est pas représentée. Les limites imposées par les autres expériences (AMANDA [104], ICECUBE [107], MACRO [183] et SUPERKAMIOKANDE [184]) sont également représentées. La ligne en trait continu représente la sensibilité moyenne attendue pour le détecteur à 12 lignes en un an.*

des cas lorsque 25 sources ont été examinées, ce qui correspond à une fluctuation de  $1.6 \sigma$  (déviation standard) seulement.

Les limites supérieures ainsi établies sont représentées figure 3.21 en fonction de leur déclinaison. Malgré un temps d'exposition  $\sim 10$  fois plus court, les limites préliminaires obtenues sont d'ores et déjà comparables à celles établies par les détecteurs en fonctionnement dans l'hémisphère nord. Elles devraient être améliorées d'un ordre de grandeur après une année de fonctionnement du détecteur dans sa configuration finale.





# Conclusion et perspective

Les résultats présentés dans cette partie illustrent non seulement la preuve du bon fonctionnement du détecteur, mais indiquent également le potentiel de découverte du télescope en termes de recherche de sources de neutrinos cosmiques de haute énergie. Dans cette perspective, la collaboration travaille activement à réduire les désaccords qui subsistent entre les données et les simulations. En outre, l'analyse des données du détecteur dans sa configuration finale est en cours. ANTARES est le plus grand télescope à neutrinos en fonctionnement dans l'hémisphère nord. Les quelques résultats présentés dans ce chapitre sont les premiers d'une série qui s'annonce prometteuse.



Deuxième partie

**ÉTALONNAGE DE  
L'ELECTRONIQUE DE LECTURE  
DU DÉTECTEUR**



# Chapitre 4

## Electronique frontale : ARS

### 4.1 Introduction

Le but principal du circuit ARS [185] est la sélection des signaux analogiques au dessus d'un certain seuil, et la numérisation du temps auquel se produit le signal ainsi que de la charge recueillie. L'activation du traitement du signal est déclenchée par le signal lui-même (*data driven*). Le signal ainsi traité est temporairement sauvegardé dans le circuit avant d'être transmis au reste du système d'acquisition : le circuit fonctionne donc de manière asynchrone. Ce fonctionnement asynchrone des ARS est une particularité difficile à reproduire par simulation de l'électronique.

Le temps absolu auquel se produit l'événement est enregistré grâce à la présence d'une horloge globale, séquencée à 20 MHz, et distribuée à tous les étages du détecteur. Les ARS sont placés à l'intérieur de conteneurs électroniques locaux (LCM) sur une carte mère développée spécialement à cet usage. Le circuit final se nomme ARS1. Il existe deux versions précédentes : ARS0 et ARS\_SPE [186, 187]. Le circuit final, fondé sur une technologie CMOS AMS<sup>1</sup> 0.8  $\mu\text{m}$ , contient  $\sim 68000$  transistors (figure 4.1). Les signaux logiques CMOS utilisés possèdent des niveaux 0 ou 5 V sous une alimentation de 5 V. Ces signaux ont une dynamique de tension telle qu'ils peuvent parasiter les parties analogiques sensibles du circuit. Il a donc été décidé de convertir les signaux logiques en courants différentiels logiques DCL<sup>2</sup>. La conversion en entrée 5 V  $\leftrightarrow$  150  $\mu\text{A}$  (la valeur de 150  $\mu\text{A}$  est en fait ajustable via le registre *DCL\_bias*) est assurée par l'ARS lui-même. La conversion inverse DCL  $\leftrightarrow$  CMOS est assurée par le circuit ARS\_CONV [188] spécialement développé à cet usage et également installé sur la carte mère (voir figure 4.2).

Les ARS possèdent 24 convertisseurs numériques-analogiques (DAC) de configuration qui permettent le réglage des différents niveaux analogiques de référence utilisés

---

<sup>1</sup>CMOS (Complementary Metal-Oxyde Semiconductor) est une technologie de fabrication de transistors. AMS (Austria microsystem) est le fabricant.

<sup>2</sup>Direct Current Logic

(voir par exemple le § 4.3) pour la configuration des niveaux de déclenchement. Ils abritent également un échantillonneur rapide à 4 voies principalement utilisé pour visualiser les signaux de photomultiplicateurs (§ 4.4), un convertisseur temps-tension TVC (§ 4.5), un module d'intégration (§ 4.6), 16 cellules de mémoires analogiques-numériques "pipeline" (§ 4.7) pour la sauvegarde temporaire des informations traitées et deux convertisseurs analogiques-numériques (ADC) 8-bit (§ 4.8) pour la numérisation en interne des niveaux analogiques avant sortie. Chaque circuit possède au total 75 paramètres de contrôle ajustables (table A.1).

Deux ARS sont utilisés pour chaque photomultiplicateur pour réduire le temps mort (§ 4.9). Ils échantillonnent en permanence les impulsions analogiques des photomultiplicateurs, comme illustré figure 4.3 dans 128 condensateurs, avec une vitesse ajustable entre 0.3 et 1 GHz. Avec une ligne de base de 70 kHz d'impulsions en moyenne par photomultiplicateur, le transfert à terre de l'ensemble des signaux échantillonnés est peu réaliste car trop coûteux en terme de bande passante. Ceci entraînerait une congestion rapide du système d'acquisition. La grande majorité des signaux (> 95%) se situant au niveau du photo-électron unique, d'un gabarit standard et facile à reconnaître, il a été décidé que lorsque ce cas se présenterait, seuls la charge et le temps de passage du signal au dessus d'un certain seuil seraient gardés en mémoire, et envoyés à terre. En revanche, dans le cas de signaux de gabarit différents, l'ensemble de la forme du signal échantillonné peut être transmise à la côte pour une analyse complète.

Le choix de numériser ou pas un signal incombe au comparateur PSD "Pulse Shape Discriminator" (§ 4.3.2). Le fonctionnement global se fait donc suivant trois modes distincts (voir aussi figure 4.4 pour un schéma de principe) :

- le mode "SPE<sup>3</sup>" ou "mode simple" qui ne transmet que le temps et la charge intégrée sur une durée fixe. C'est le mode le plus rapide et avec le temps mort le plus réduit, mais dans les cas où plusieurs photons atteignent la photocathode, les informations enregistrées sont partielles. Ce mode peut être forcé via le registre slow control *All\_spe*<sup><88></sup>. C'est le mode actuel par défaut.
- le mode "Wave Form (WF)" qui envoie systématiquement les informations échantillonnées sur 4 voies d'échantillonnage; 1 voie pour le signal d'horloge des ARS (référence en temps), 1 voie pour le signal d'anode du photomultiplicateur, 1 voie pour l'anode à l'échelle 1/5 et 1 voie pour le signal de la dynode 12 du photomultiplicateur. Ces deux dernières voies permettent d'augmenter la gamme dynamique effective. Dans ce mode, utile pour des études d'étalon-

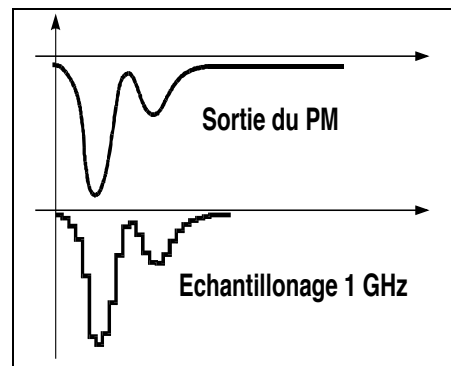


FIG. 4.3: L'ARS échantillonne les signaux de modules optiques en permanence.

<sup>3</sup>Single Photo-Electron

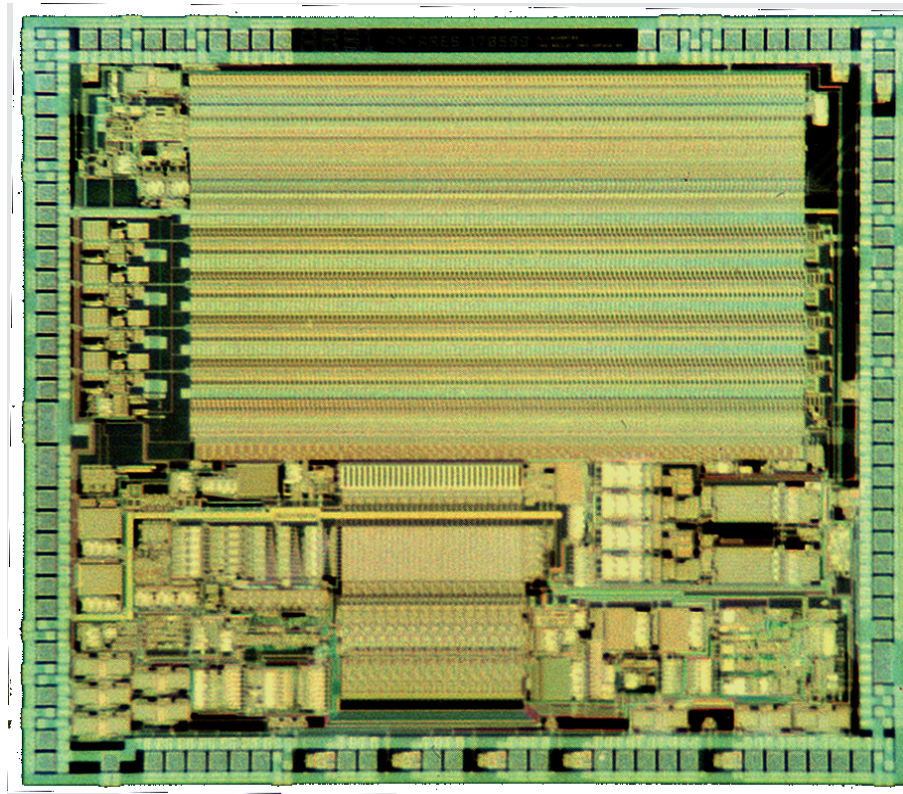


FIG. 4.1: *Agrandissement du circuit ARS (5mm × 4mm)*

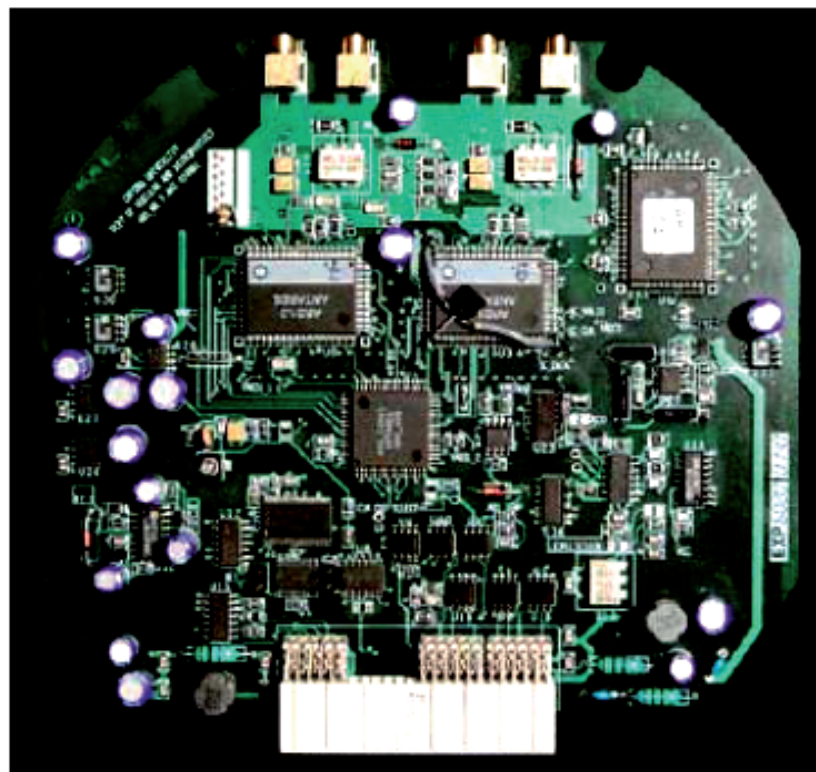


FIG. 4.2: *Photographie de la carte mère des circuits ARS et ARS\_CONV*

- nage, le taux de données transmises à terre est plus faible et le temps mort plus important. Ce mode peut être forcé via le registre `slow control All_wave`<sup><89></sup>.
- le mode PSD ou "mode complexe" est un mélange des deux modes précédents. Les *waveforms* ne sont transmises que si le signal enregistré satisfait à une série de critères (amplitude, largeur, durée au dessus du seuil).

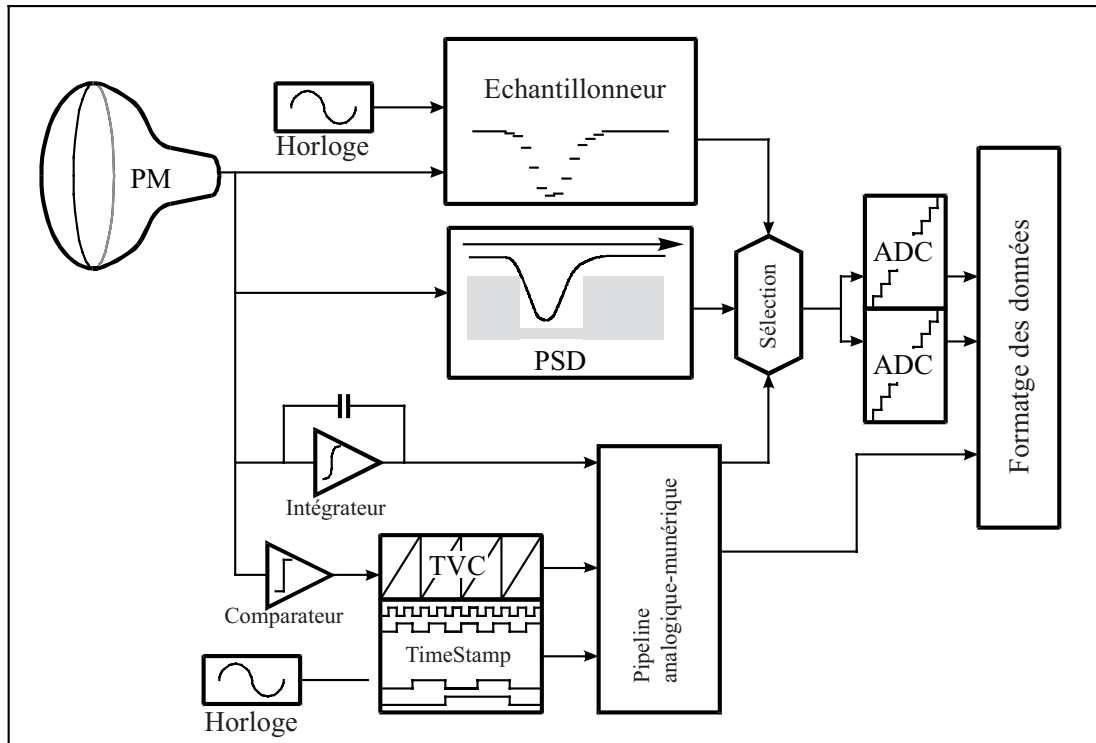


FIG. 4.4: Schéma de principe des ARS . Le signal du photomultiplicateur, constamment échantillonné passe par le comparateur de forme PSD. S'il correspond à un gabarit simple, sa charge, intégrée localement, et le temps de passage du seuil en amplitude, sont sauvegardés dans des mémoires analogiques ("pipeline"), avant d'être numérisés par l'un des deux ADC intégrés à la puce. L'événement est ensuite formaté et envoyé à terre. Si le signal de sortie du photomultiplicateur ne correspond pas aux critères préétablis pour le mode SPE, l'intégralité de la fonction d'onde échantillonnée (128 cellules) est numérisée dans les ADC, formatée, et envoyée à terre : c'est le mode WF.

Le schéma de la figure 4.4 résume le mode de fonctionnement d'un ARS : lorsque le signal d'anode du PM dépasse un seuil de déclenchement, le signal est traité. La valeur du cycle courant de l'horloge, nommé TimeStamp (TS), est alors enregistrée. Elle donne alors le temps sur une base de 25 ns. Entre deux cycles d'horloge, le TVC fournit un signal analogique d'amplitude proportionnelle au temps de passage du seuil. La rampe du TVC, qui fournit la mesure fine du temps, est de 50 ns. En parallèle, le signal est intégré. A la fin de la porte d'intégration (typiquement 30 ns ajustables), le dis-



criminateur rend son verdict quant au type de signal à processor (SPE ou *waveform*). Dans les deux cas, les mesures du temps (TVC et TS) et de la charge intégrée (appelée AVC pour "Analogue to Voltage Converter") sont enregistrées dans le pipeline. Si l'événement est une *waveform*, l'échantillonnage du signal continue jusqu'à remplir les 128 cellules de l'échantillonneur. Pendant ce temps, l'ARS ne peut pas traiter d'autre *waveform*. Le temps mort pour ce type d'événement est de  $200 \mu s$ . En revanche, le temps et la charge étant stockés dans les mémoires du pipeline, l'ARS est disponible pour d'autres événements de type SPE. Le temps mort est alors de  $\sim 300$  ns par ARS. En pratique il est diminué par la présence de 2 ARS pour un photomultiplicateur qui traite alternativement le signal (§ 4.9). Le pipeline contient 16 cellules mémoire identiques. Il peut donc stocker 16 événements SPE d'affilée, sans pour autant avoir terminé leur traitement (numérisation, formattage, etc.). A la sortie du pipeline et de l'échantillonneur, les données sont numérisées par 2 ADC identiques intégrés dans la puce, puis formatées. Le pipeline peut recevoir des messages de confirmation émanant du système de déclenchement. L'ARS a en effet été dessiné pour pouvoir gérer des coïncidences locales (niveaux L1 et L2). Mais cette fonctionnalité n'est en pratique pas utilisée. Toutes les données sont au contraire envoyées à terre, dès qu'elles passent le simple niveau L0. C'est le concept du "tout à terre", décrit au paragraphe 2.2.4.

## 4.2 Couplage des ARS au photomultiplicateur

Les photomultiplicateurs peuvent être considérés comme des sources de courant électrique. Les signaux peuvent donc être transmis en mode différentiel. C'est le choix qui a été fait pour ANTARES. Une voie est directement reliée à l'anode du photomultiplicateur, l'autre à la dernière dynode (dynode 14). Le courant est converti en tension à travers une impédance de  $25 \Omega$ . L'impédance du câble utilisé étant de  $100 \Omega$ , un transformateur est nécessaire pour adapter les impédances aux  $25 \Omega$  requis par les ARS, afin d'éviter les réflexions et les distorsions (voir figure 4.5). Dans cette configuration, le gain nominal du photomultiplicateur est fixé à  $5 \times 10^7$ , ce qui permet d'assurer une séparation entre pic et vallée au niveau du photo-électron tout en assurant une grande gamme dynamique, la saturation étant attendue aux alentours de 5 V. Le signal d'un photo-électron apparaît alors comme une impulsion de 45 mV à l'entrée des circuits. Cette tension est comparable à celle obtenue sur un oscilloscope ( $50 \Omega$ ), fournissant une charge de 8 pc entre la terre et l'anode<sup>4</sup>. Les seuils de déclenchement, en amplitude, doivent donc être comparés à cette tension.

Ces adaptations sont assurées par la carte mère (ARS\_MB) sur laquelle sont montés les ARS. En somme, cette carte assure l'interface entre les signaux des photomultiplicateurs, les ARS et le système d'acquisition. On trouve sur la carte un troisième ARS utilisé pour des fonctions annexes (voir figure 4.2). La carte électronique

---

<sup>4</sup>En considérant la forme de l'impulsion comme un triangle de hauteur 45 mV, de temps de montée 4 ns et de temps de descente 14 ns, on trouve  $q = \int \frac{U}{R_{50}} dt = \frac{45 \cdot 10^{-3} \times (4+14)}{2 \times 50} = 8$  pC conformément à la valeur attendue :  $q = 5 \cdot 10^7 \times 1.6 \cdot 10^{-19} C$ .

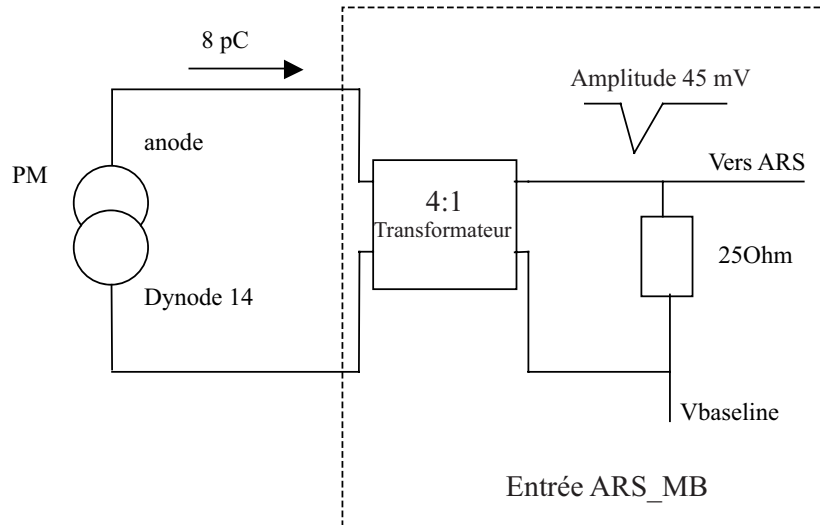


FIG. 4.5: Configuration électronique entre les signaux de photomultiplicateurs et les ARS.

permet la transmission des signaux de contrôle lent (réglages des ARS) via le système d'acquisition de l'expérience, établie les conversions de type nécessaires et adapte en impédance la sortie du photomultiplicateur avec les ARS.

Cette carte permet également de piloter quelques autres fonctions externes. Elle assure en particulier la possibilité d'envoyer un signal de lumière pulsé (via une LED collée à la paroi interne du module optique). C'est notamment pour cette tâche qu'est utilisé le troisième circuit ARS qui offre 3 DAC externes capables de contrôler des tensions continues.

La carte permet enfin la synchronisation des signaux traités par les ARS avec l'horloge de lecture des signaux pilotée par la carte d'acquisition. Cette horloge est cadencée à 25 MHz, ce qui implique de fortes contraintes sur les délais fournis par les composants électroniques présents entre la carte d'acquisition et les cartes mères des ARS.

### 4.3 Gestion des événements

La gestion des événements repose sur l'étude du signal d'anode des photomultiplicateurs qui est envoyé à 3 comparateurs réglables via DAC 8-bits linéaires, comme indiqué sur la figure 4.6. Le premier comparateur, *Trig0\_th*, pilote le déclenchement du niveau L0. Le deuxième, *PSD\_th*, est utilisé pour prendre la décision de traitement en mode échantillonnage du signal d'anode. Le dernier, *Dyn\_th*, pour la décision d'échantillonnage des dynodes.

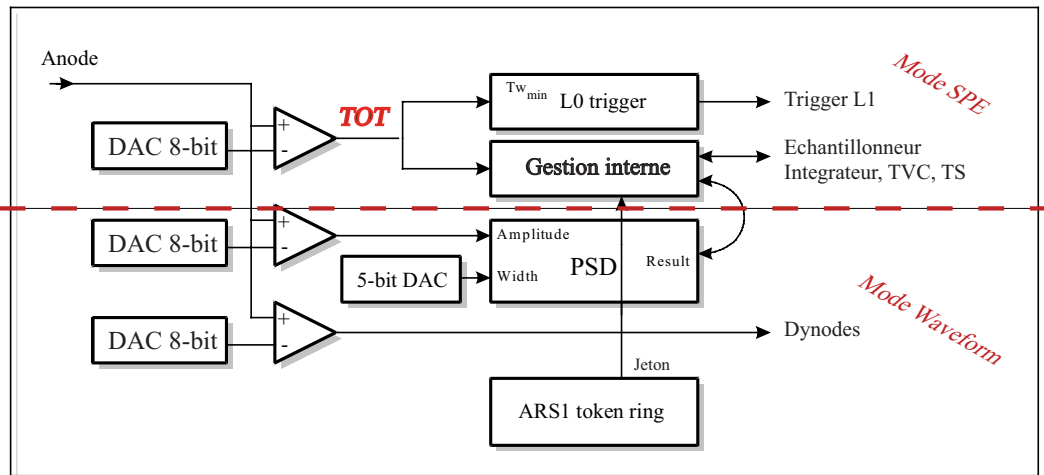


FIG. 4.6: Schéma simplificateur de la structure de gestion des événements.

### 4.3.1 L0

Pour traiter un événement, le signal d'acquisition de l'ARS,  $En\_acq$ , doit être validé, et le circuit doit posséder le jeton de traitement. Lorsque ces conditions sont satisfaites, le signal d'anode est transmis au comparateur de déclenchement L0, dont le niveau  $Trig0\_th$  est ajustable, par *slow control*, par l'intermédiaire d'un convertisseur numérique-analogique linéaire 8-bit. Les fonctions de transfert, assez disparates, de ces paramètres sont présentées, entre autres, aux chapitres 5 et 9. La valeur maximale de  $Trig0\_th = 255$  correspond à 3-5 pe.

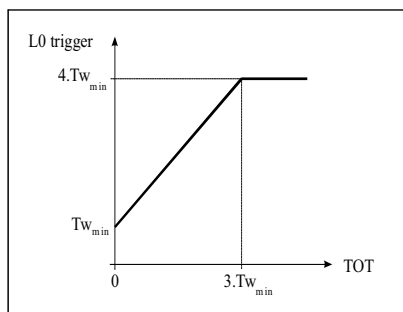


FIG. 4.7: Fonction de remise en forme du signal TOT de sortie du comparateur  $Trig0\_th$ .

Le comparateur engendre un signal TOT ("Time Over Threshold"), de largeur proportionnelle à la durée au dessus du seuil. Le signal est remis en forme dans le module L0 trigger (figure 4.7). Quelle que soit la largeur de TOT, il est borné aux valeurs (ajustables par *slow control* via le paramètre  $T0\_width^{<160:167>}$ )  $[Tw_{min}, 4Tw_{min}]$ . Le signal remis en forme sera ensuite utilisé pour les déclenchements de niveau supérieur. Il est également utilisé, avant remise en forme, pour déclencher l'intégrateur, bloquer le TS et le TVC. Incidemment, on a pu remarquer que pour des signaux proches du seuil, le signal TOT, ne parvient pas toujours à bloquer le TS, tandis que les autres fonctions sont correctement remplies. Ces événements incomplets s'avèrent très utiles pour l'étalonnage des seuils et font l'objet d'une discussion au chapitre 6.

### 4.3.2 Discriminateur PSD

Le processus de discrimination SPE/*waveform* des ARS commence à l'instant où le seuil  $Trig0\_th$  est franchi et se termine à la fin de la période d'intégration du signal (porte réglable  $Spe\_gate$ <sup><70:73></sup>, voir § 4.6). Il existe 3 critères de déclenchements du type *waveform* schématisés figure 4.9 :

- Le premier critère porte sur l'amplitude du signal l'anode. Il est comparé à un signal ajustable par un DAC 8-bit linéaire,  $PSD\_th$ <sup><58:65></sup>, de valeur typique 2-10 pe. Le schéma du circuit des comparateurs de l'ARS est donné ci-contre (4.8).
- Le deuxième critère porte sur la largeur du signal au dessus du seuil, c'est-à-dire a durée pendant laquelle le signal franchit continûment le seuil. Cette durée, entre 10 et 50 ns, est comparée au paramètre ajustable 5-bit  $PSD\_tot$ <sup><90:94></sup>.
- Le troisième critère est celui du nombre de fois où le signal franchit le seuil L0 pendant la période d'intégration. S'il n'est franchi qu'une fois, l'événement sera traité en mode SPE sinon c'est le mode complexe qui est déclenché.

La discrimination sur critère de largeur de signal et franchissement multiple du seuil est en pratique fondée sur le signal interne TOT. Si l'événement n'est pas une *waveform*, l'échantillonneur reste libre pour l'événement suivant et le jeton est transmis à l'ARS suivant. Dans le cas contraire, le jeton n'est transmis qu'à la fin de la période d'échantillonnage.

Suivant le même principe que pour  $PSD\_th$ <sup><58:65></sup>, il existe un critère additionnel en amplitude  $Dyn\_th$ <sup><38:45></sup>, qui permet de déclencher la lecture des signaux échantillonnés, outre celle de l'horloge et du signal d'anode, du signal d'anode/5 et de la dynode 12, permettant ainsi d'augmenter la gamme dynamique pour le traitement du signal. Dans ce cas, chaque échantillon est numérisé et ajouté en sortie d'événements (voir § 4.11 pour le détail de la mise en forme des sorties).

L'ars peut fonctionner en mode PSD ou bien être forcé de traiter les signaux soit en mode *waveform*, soit en mode SPE (mode par défaut).

## 4.4 Echantillonnage des signaux

Les ARS échantillonnent en permanence le signal d'horloge (base de temps) et les signaux de sortie des photomultiplicateurs de manière synchrone. L'échantillonneur possède 4 voies. Une pour l'horloge, une pour l'anode, une pour la dynode 12, qui

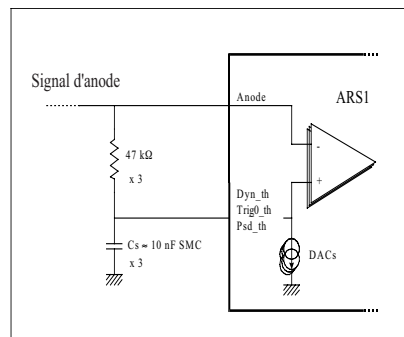


FIG. 4.8: Circuit des trois comparateurs. Le circuit relie le signal d'anode (voie négative du comparateur) à la tension de référence. Cette tension résulte de la transformation du courant induit par les DAC dans la résistance  $47k\Omega$ .

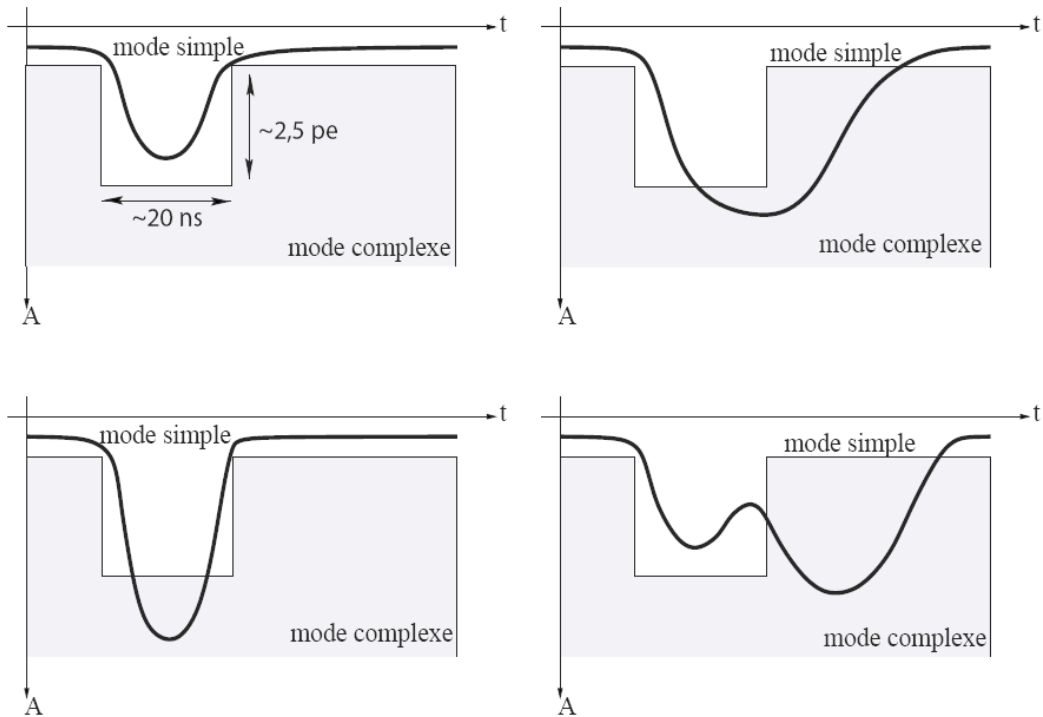


FIG. 4.9: Schéma illustratif des critères de discrimination SPE ("mode simple")/ waveform ("mode complexe").

envoie un signal d'amplitude 15 fois moindre que le signal d'anode, ce qui permet d'augmenter la dynamique, en terme de photo-électrons, des signaux. La quatrième voie est homothétique à celle de l'anode, avec un facteur d'homothétie  $1/5$ . La fréquence d'échantillonnage peut être réglée entre 300 MHz et 1 GHz. Elle est fixée par défaut à  $\sim 640$  MHz, de sorte qu'un canal de l'échantillonneur représente une durée de 1.56 ns environ. L'échantillonneur est composé de 128 cellules "suiveur-bloqueur". Le condensateur interne de chaque cellule n'est relié au signal d'entrée, via un aiguilleur ("switch") CMOS, qu'une fois par cycle. L'instant d'échantillonnage est commandé par l'ouverture de l'interrupteur, qui déconnecte le condensateur et place la cellule en phase de mémorisation. L'échantillonnage en continu est obtenu en propageant l'ordre d'ouverture de l'interrupteur, d'une cellule à l'autre et en rebouclant la dernière cellule sur la première, formant ainsi un anneau ("ring"). La cellule la plus ancienne est réinitialisée dès lors qu'elle est de nouveau reliée au signal d'entrée. Le principe de fonctionnement est illustré figure 4.10.

Lorsque la forme du signal d'entrée l'exige (L0 et PSD), l'échantillonneur cesse d'effacer les cellules. Quand les 128 cellules sont pleines, l'ARS a environ 1 ms pour lire les cellules et en numériser leur contenu, ce qui est fait en suivant le même ordre que l'échantillonnage. Pendant ce temps l'échantillonneur est en temps mort. Les

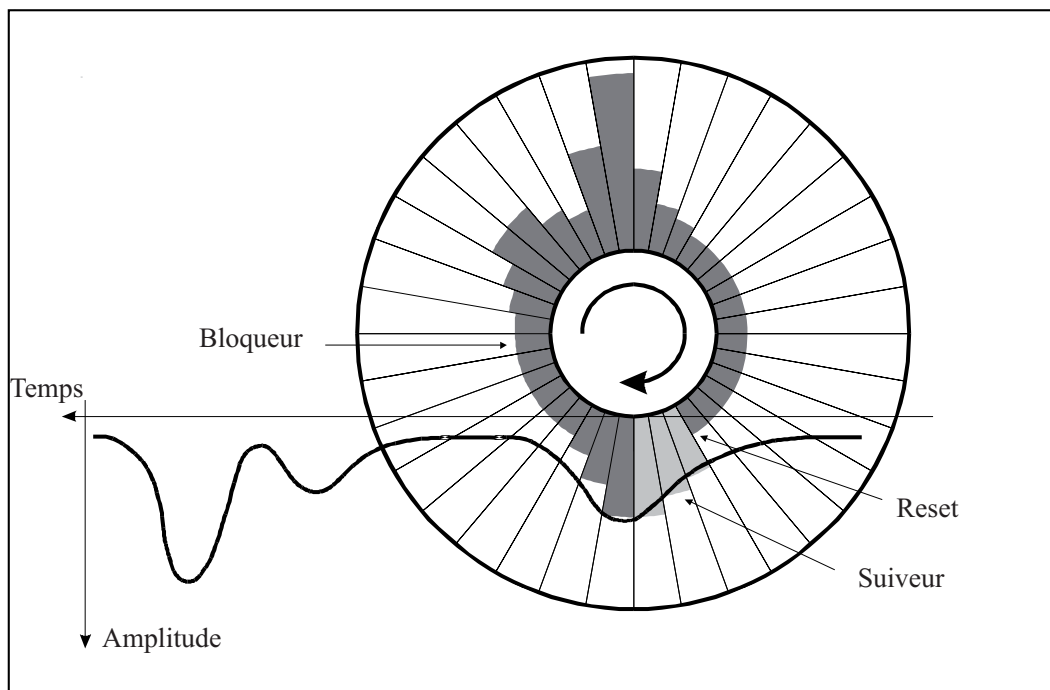


FIG. 4.10: *Principe de fonctionnement de l'échantillonneur des ARS.*

cellules sont ensuite réactivées les une après les autres.

Lorsqu'un événement est traité dans le mode complexe (*waveform*), le contenu numérisé des cellules est transféré à l'extérieur du circuit. A cet échantillon, s'ajoutent les mêmes informations (détaillées aux paragraphes suivants) que pour un événement de type simple SPE, à savoir le temps et la charge de l'impulsion. Ceci s'avère très utile dans la mesure où cela permet une visualisation des signaux enregistrés par défaut par le circuit. On pourra en particulier étudier la linéarité entre la charge intégrée par l'ARS et l'amplitude du signal échantillonné (voir annexe B). La résolution en temps de l'échantillonneur, permet de séparer 2 photo-électrons consécutifs et donc l'étude de divers phénomènes, comme les post-impulsions de photomultiplicateurs, comme le montre les exemples de la figure 4.11.

## 4.5 Mesure du temps

Le rôle le plus important des ARS est de fournir avec la meilleure précision possible le temps de passage du seuil L0. La dispersion du temps de transit des photomultiplicateurs étant de l'ordre de 3 ns (FWHM), la précision requise pour la réponse temporelle de l'électronique a été fixée à 500 ps. Le système conversion temps tension (TVC) a pour but de fournir l'information de l'instant de passage du seuil L0, à

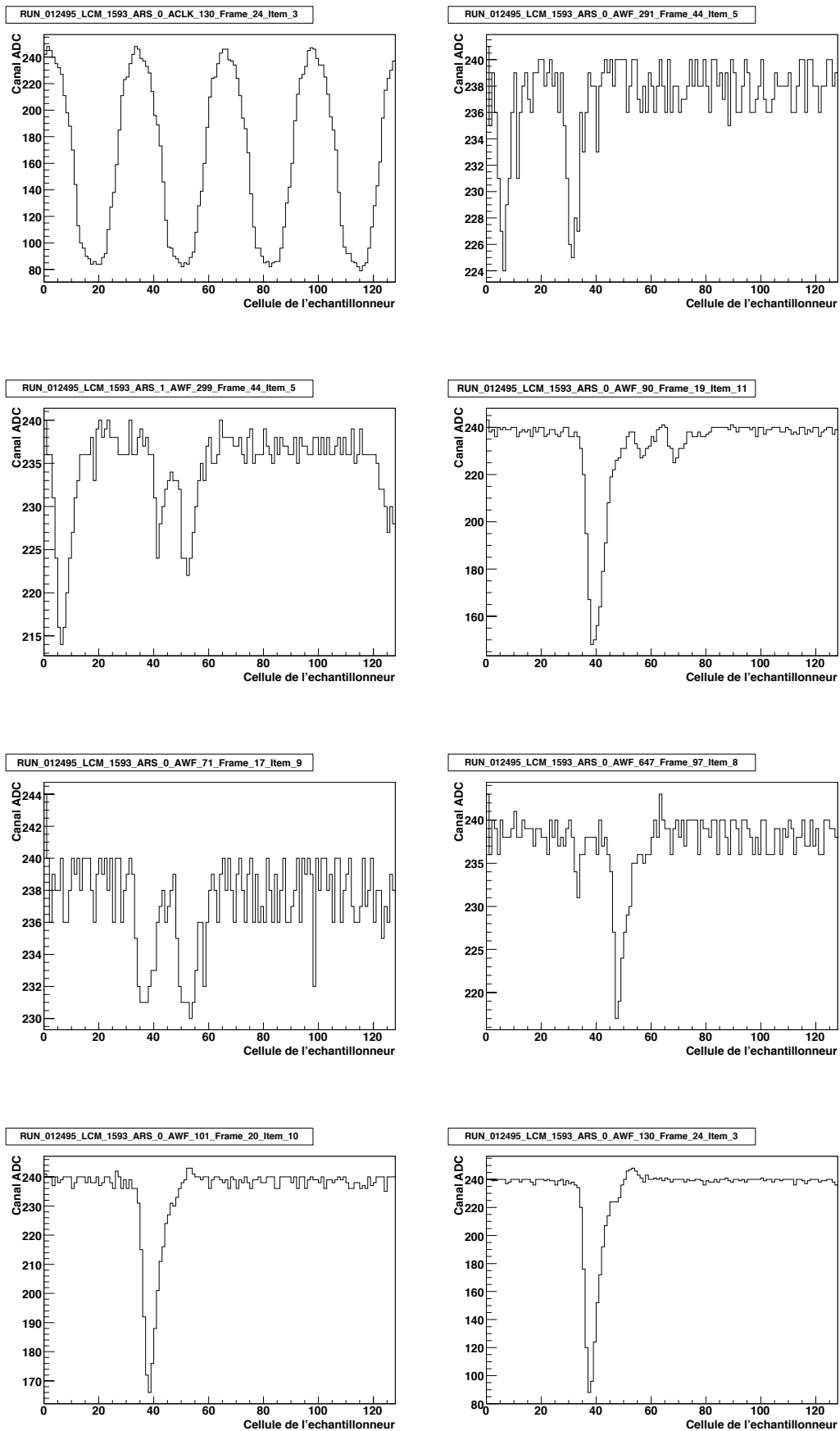


FIG. 4.11: Exemples d'événements échantillonnés in situ (640 MHz) lors d'une prise de données avec la ligne MILOM.

l'intérieur d'une période de l'horloge de référence (20 MHz). Cette information est ensuite complétée par l'étiquetage en temps (TimeStamp, TS) qui résulte du comptage des périodes de l'horloge (voir figure 4.12). Le principe de fonctionnement du convertisseur temps tension repose sur un générateur de rampes fournissant une tension proportionnelle à la phase de l'horloge de référence. L'étiquetage en temps est mesuré au moyen d'un compteur binaire cadencé par l'horloge de référence. La valeur du compteur est figée en même temps que le TVC au moment du passage du seuil L0. Les deux valeurs sont ensuite associées pour avoir la mesure complète du temps :

$$t = TS + \alpha TVC + \beta$$

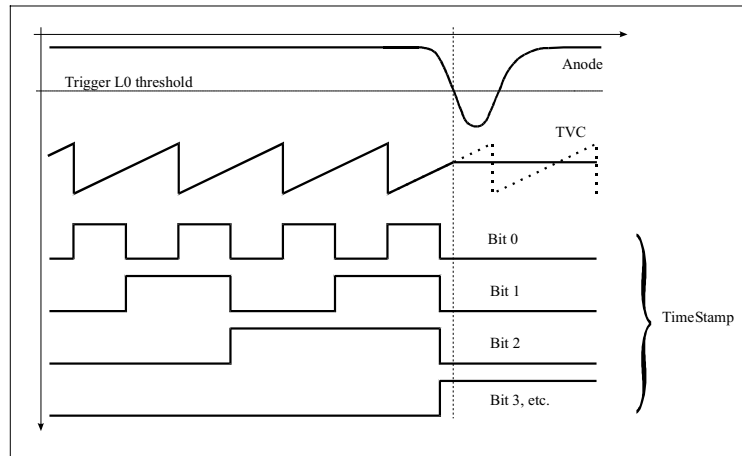


FIG. 4.12: Schéma de principe de la mesure en temps des événements passant le seuil L0.

#### 4.5.1 Etiquetage en temps TS

L'étiquetage du temps de passage du seuil L0 d'un événement repose sur un compteur binaire des phases de l'horloge de référence (20 MHz). Le signal sinusoïdal de l'horloge de période 50 ns est converti en un signal carré dont la largeur de créneau est de 25 ns. Le compteur dénombre les différents créneaux du signal converti. Il est codé sur 24 bits. Le bit de poids le plus faible, qui représente en quelque sorte l'horloge de référence elle-même, équivaut donc à une durée de 25 ns.

A chaque instant, le TS représente le temps écoulé depuis la dernière (ré-)initialisation du compteur. La période de ré-initialisation du compteur doit donc être un sous-multiple de la période de l'horloge de référence. Lorsque le seuil est franchi, la valeur du compteur est stockée dans un registre. Sa valeur est ensuite transmise aux mémoires du pipeline (voir §4.7).



Cinq types d'événements (voir détails §4.11) nécessitent une valeur de TS. Ils sont pilotés par 3 registres (24 bits) seulement, qui peuvent être activés indépendamment. Les types CRM et STATUS étant engendrés par 2 ARS différents, ils partagent le même registre. De même, les événements de type *waveform* et SPE, parce qu'ils ne peuvent se produire en même temps, ont un registre commun. Un registre est consacré au type "Reset TS". Chaque registre est re-synchronisé à l'horloge de référence afin d'éviter les erreurs de transitions (tous les bits ne changeant pas nécessairement en même temps).

### 4.5.2 TVC

Le temps, à l'intérieur d'une période d'horloge, est donné par un convertisseur temps-tension (TVC) qui fournit une rampe en tension proportionnelle au temps pendant une durée totale de 50 ns (précision à 40 ps près).

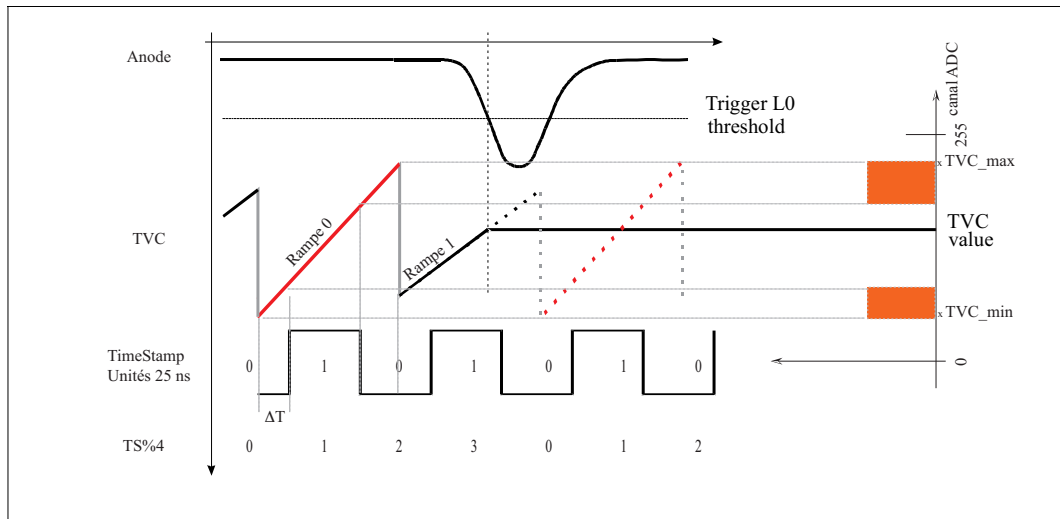


FIG. 4.13: Le schéma ci-dessus illustre la synchronisation entre les deux rampes successives 0 et 1 et l'horloge représentée ici par l'alternance du bit de poids faible du compteur de TimeStamp. Le retard  $\Delta T$  (largement exagéré sur la figure) entre le départ de la rampe de TVC et le basculement du bit de TimeStamp permet une identification univoque de la rampe. Le bit de poids faible du TimeStamp n'est utilisé qu'à cet effet. C'est le bit de poids supérieur qui donne le temps à 50 ns près.

Le facteur de conversion de cette rampe (la pente de la rampe) est ajustable, entre 10 et 140 mV/ns, au moyen d'un DAC 4 bit ( $TVC\_bias^{<34:37>}$ ) dont la valeur par défaut,  $TVC\_bias=4$ , équivaut, en laboratoire à 35.6 mV/ns. La tension de sortie dépend du niveau continu ("offset") du convertisseur. Cette valeur de tension est convertie par l'un des deux ADC 8 bits présents dans le circuit. En cas de variation des niveaux de tension, il est préférable de laisser une marge de 30 canaux ADC

avant et après les valeurs de tension de la rampe, de telle sorte que l'intégralité des 50 ns de durée de la rampe soit entièrement codés dans la gamme des ADC. On nommera  $TVC\_min$  ( $TVC\_max$ ) le premier (dernier) canal codé. Pour l'étalonnage (voir chapitre 7), on utilisera donc la correspondance :

$$(TVC\_max - TVC\_min) \iff 50 \text{ ns.}$$

Le système contient en réalité 2 rampes (0 et 1) qui fonctionnent alternativement, ce qui permet d'éviter les effets de bord, le retour de la rampe à la tension de base n'étant pas instantané. L'initialisation des deux rampes, qui doivent être étalonnées indépendamment, est légèrement décalée par rapport au compteur de TS, ce qui permet de les identifier de manière inambigüe (voir schéma 4.13). En effet la parité du bit de poids faible du `TimeStamp` est associée à une gamme déterminée de valeur de `TVC`. Sur la droite de la figure 4.13, on distingue par exemple la gamme des valeurs que peuvent prendre les `TVC` de la rampe 0 lorsque le bit de poids faible du `TimeStamp` vaut 0. Pour distinguer les deux rampes, on utilise le reste de la division par 4 de ce bit. En pratique on pourra utiliser le critère :

		TS%4			
		0	1	2	3
TVC	<128	0	0	1	1
	>128	1	0	0	1

TAB. 4.1: Critères d'identification de la rampe de `TVC` en fonction du `TimeStamp`.  $TS\%4$  est le reste de la division par 4 du `TimeStamp`.

Le circuit de conversion temps-tension est composé de deux condensateurs chargés par un courant constant dont la valeur est ajustable via  $TVC\_bias$  (figure 4.14). Les condensateurs sont déchargés alternativement. Lorsqu'un événement se produit, un sélecteur ("latch"), permet de couper les courants de charge et de bloquer la valeur de tension délivrée par le condensateur chargé. La tension est maintenue le temps nécessaire pour transférer la valeur de tension dans la mémoire prévue à cet effet dans le pipeline.

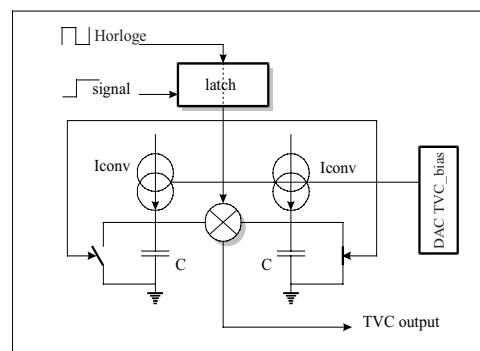


FIG. 4.14: Technique de conversion temps-tension utilisée dans les ARS.

## 4.6 Mesure de la charge

Le rôle de l'intégrateur est de fournir la mesure de la charge correspondant au signal d'anode tout en considérant que le temps de passage du seuil L0 est aléatoire. Lorsque celui-ci est franchi, une porte d'intégration est alors ouverte pendant une durée ajustable (entre 25 et 80 ns via le paramètre  $Spe\_gate^{<70:73>}$ ). La durée de la porte est optimisée de manière à décrire au mieux le signal, sans intégrer de bruit parasite additionnel ni rogner la queue de l'impulsion. Mais, comme l'illustre la figure 4.15, un tel procédé n'assure pas l'intégration du signal avant passage du seuil et sous-estime la charge accumulée.

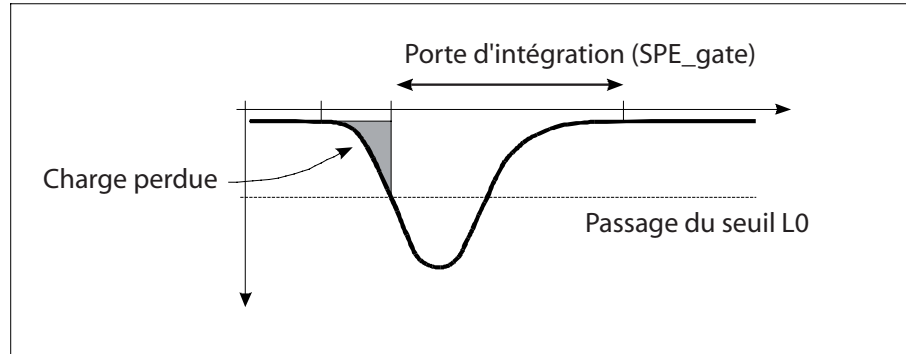


FIG. 4.15: La figure illustre le déclenchement de l'intégrateur lors du passage du seuil L0. Pour prendre en compte la partie de l'intégrale perdue, un système d'intégration par partie est mis en oeuvre.

L'intégration complète est donc assurée par parties, au cours d'un cycle. La première partie correspond au signal, avant franchissement du seuil, intégré sur une durée ajustable (entre 8 et 30 ns via le paramètre  $Spe\_clck^{<66:69>}$ ). Cette durée, fixée en moyenne à 8 ns *in situ*, correspond à la période du cycle d'intégration. Elle est réglée de façon à être supérieure au temps de montée du signal (environ 4 ns entre  $T_{10}$  et  $T_{90}$ <sup>5</sup>). La deuxième partie recouvre le signal après franchissement du seuil, sur une durée plus longue. Le résultat final est la somme des deux charges intégrées. En pratique la mesure est obtenue grâce à 3 condensateurs commutés effectuant des cycles à 3 phases. A chaque phase, l'un des condensateurs intègre le signal pendant qu'un autre mémorise le signal qu'il a intégré à la phase précédente et qu'un troisième efface le signal qu'il avait mémorisé. La figure 4.16 donne un schéma de principe des ces cycles. Lorsque le seuil est franchi, la durée d'intégration est étendue (par rapport à la durée du cycle) pour contenir la fin de l'impulsion. C'est la deuxième partie de l'intégration. La somme est faite sur les condensateurs en phase d'intégration et de mémorisation qui, à eux deux, englobent le signal à intégrer indépendamment du passage, asynchrone, du seuil.

<sup>5</sup>On définit  $T_x$  comme la durée nécessaire pour atteindre x % de l'amplitude totale de l'impulsion.

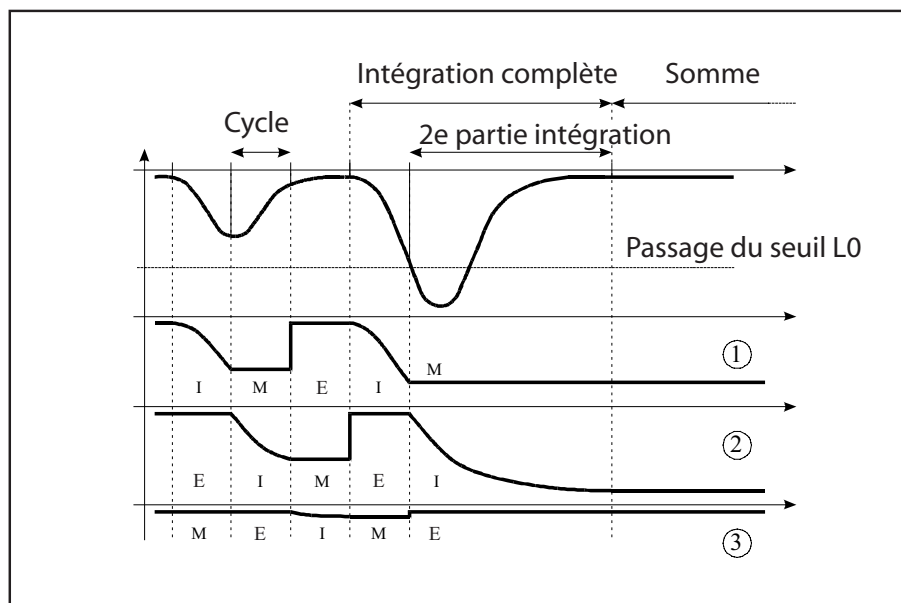


FIG. 4.16: La figure illustre le principe d'intégration par partie. On utilise 3 cycles identiques comprenant 3 phases : la phase intégrale (repéré par la lettre I), la phase de mémorisation (M) et la phase d'effacement (E). La charge finale est obtenue comme la somme des charges en I et M (1 et 2).

A l'instar du TVC, le résultat final, qu'on nommera AVC pour "Analogue to Voltage Converter" est stocké dans une mémoire analogique du pipeline avant d'être numérisé par un des deux ADC<sup>6</sup>. Il convient là encore de laisser un peu de marge entre le niveau continu de l'intégrateur, délivré en l'absence de courant en sortie de photomultiplicateur, et le premier bin de l'ADC. On pourra ainsi définir la valeur AVC\_min, encore appelé piédestal et noté par la suite AVC\_0PE, comme le niveau zéro de l'intégrateur. On s'appliquera également à ce que toute la partie linéaire de l'intégrateur soit couverte par la gamme des ADC, comme schématisé sur la figure ci-contre (4.17).

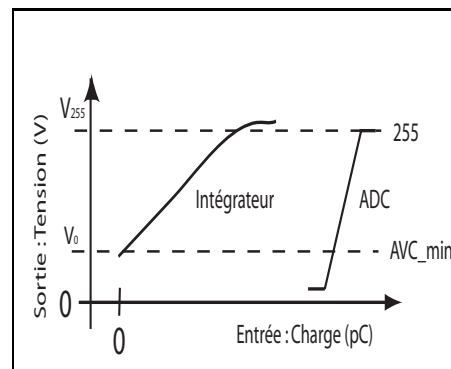


FIG. 4.17: Schéma de la réponse de l'intégrateur couplée à celle de l'ADC.

<sup>6</sup>Un signal électrique en sortie de photomultiplicateur qui aurait une amplitude de 45 mV correspond approximativement à un signal de 70 mV en sortie d'intégrateur.

## 4.7 Pipeline

Le but de la mémoire pipeline est de mettre en attente les événements pendant l'élaboration et le retour d'un éventuel signal de déclenchement (niveau L2). Cette attente peut aller jusqu'à plusieurs dizaines de microsecondes en fonction de la taille du détecteur. Mais le mode de déclenchement L2 n'étant pas utilisé par défaut, le temps mort associé aux SPE est simplement lié au temps de libération hors du pipeline des signaux qui y ont été stockés ( $\sim 250$  ns, voir paragraphe 9.2.2). Le pipeline libère donc l'intégrateur (AVC), le TVC et l'étiquetage en temps des événements (TS). La mémoire pipeline est formée de 16 cellules (voir figure 4.18) qui contiennent chacune les valeurs analogiques de charge (AVC) et de temps (TVC), ainsi que les valeurs numériques de (TS). Deux autres informations y sont enregistrées : un bit indiquant s'il s'agit d'un événement de type WF et un bit indiquant si l'échantillonneur contient bien la forme d'onde de l'événement considéré. Les deux mémoires analogiques sont constituées de condensateurs commutés. La proximité des condensateurs est sans doute à l'origine d'un effet de diaphonie ("cross-talk XT") décrit au chapitre 6.

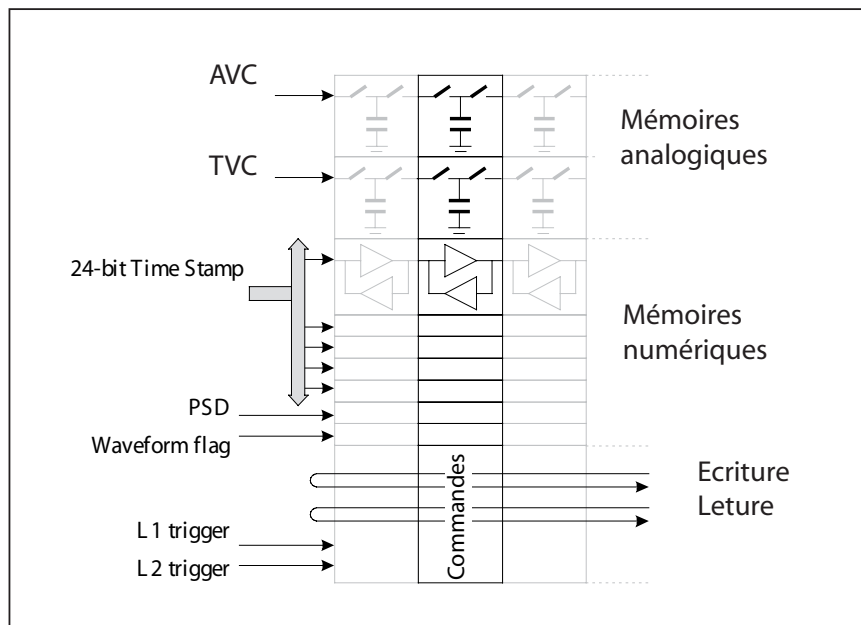


FIG. 4.18: Structure du pipeline analogique-numérique interne d'un ARS. On distingue les 2 mémoires analogiques qui servent de stockage des données analogiques de charge ("Integrator" et temps (TVC)). La présence de ces deux capacités côte à côte serait à l'origine du "cross-talk" entre les voies temps et charge des événements SPE, voir chapitre 6.

Le pipeline possède une structure en anneau qui permet de stocker 16 événements de type SPE, en attente d'une éventuelle validation de déclenchement. Cette caractéristique autorise le stockage temporaire de 16 événements et permet donc d'absorber

les éventuelles fluctuations de taux de comptage dues au bruit de fond optique avant lecture des données. La phase d'écriture dans le pipeline à lieu à la fin de l'intégration, en même temps que la sommation des charges partielles. La lecture est contrôlée par la machine d'état qui pilote les ADC. La lecture se fait par deux amplificateurs opérationnels. Lecture et écriture peuvent être simultanée.

## 4.8 Convertisseurs analogique-numérique (ADC)

L'ARS possède deux convertisseurs analogique-numériques 8-bits internes. Un des deux ADC (ADC 1) se charge de la conversion des signaux d'anode, de la dynode 1 et de l'intégrateur (AVC) tandis que l'autre est utilisé pour les signaux de temps (TVC), d'horloge et de dynode 2 (ADC 2). Il s'agit de convertisseurs à approximations successives. Ils convergent vers la valeur à numériser par dichotomie. Le schéma de principe est illustré figure 4.19. Le signal est comparé à différents niveaux (le bit de poids le plus faible multiplié par les puissances de 2) séquentiellement. La comparaison commence avec le bit de poids fort, encore appelé MSB pour "Most Significant Bit". Un registre à décalage modifié met le bit qui doit recevoir le résultat du comparateur à 1, les bits de poids plus faibles sont alors à 0, le bit de poids le plus faible étant appelé LSB pour "Least Significant Bit". Au cycle suivant, le 1 passe au bit de poids inférieur et est remplacé par le résultat du comparateur, et ainsi de suite.

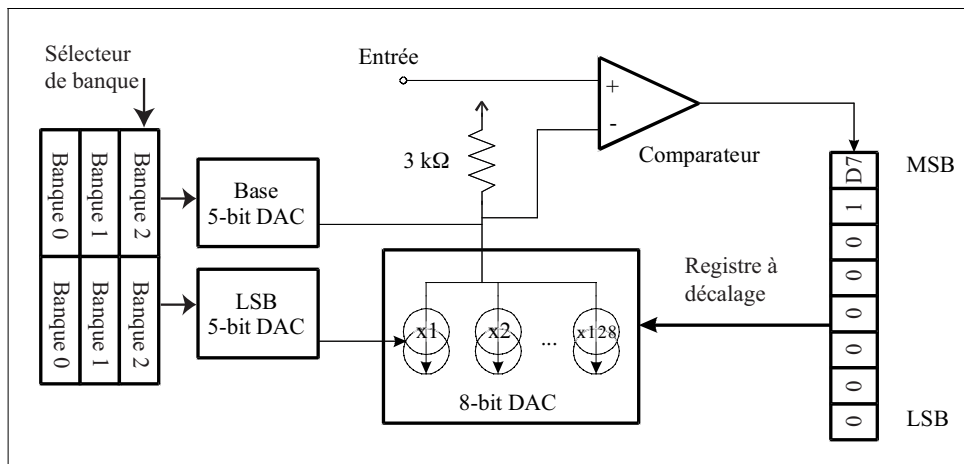


FIG. 4.19: Structure des convertisseurs analogique numérique utilisés dans les ARS.

Le registre fournit au DAC le mot binaire qui doit être utilisé à chaque comparaison. Le DAC utilisé est formé de courants commutés et sommés. La tension de comparaison est engendrée via une résistance de 3 kΩ et appliquée sur l'entrée négative du comparateur.

La pente des ADC (proportionnelle au LSB) et la tension maximale autorisée (encore

appelée Base) peuvent être ajustées par l'intermédiaire de deux DAC 5-bits linéaires. De manière générale, on peut déduire la valeur de la tension correspondant à un bin d'ADC, à partir de la base et du LSB par la relation suivante :

$$V_{\text{bin}} = \text{Base} - ((2^8 - 1) - \text{bin}) \times \text{LSB}$$

En particulier, la tension minimale ( $V_0$ ) de sortie de l'intégrateur, qui correspond à un courant nul en sortie d'anode (et qu'on appelle par abus de langage "piédestal") vérifie la relation :

$$V_0 = \text{Base} - (255 - \text{AVC\_0PE}) \times \text{LSB} \quad (4.1)$$

En fonction du contexte, le terme "piédestal" pourra désigner soit  $V_0$ , soit le bin ADC correspondant (noté  $\text{AVC\_0PE}$  et introduit au paragraphe 4.6). On remarquera en conséquence qu'une modification du LSB entraîne une variation peu souhaitable du bin ADC du piédestal. Ce choix de construction se révèle peu judicieux a posteriori dans la mesure où la base n'est pas directement mesurable *in situ*, contrairement au piédestal. Il aurait été plus simple de pouvoir ajuster les règles des ADC à partir d'une tension pivot non pas maximale mais minimale.

Anode/5	Base	$AD1\_B0B$
	LSB	$AD1\_B0L$
Anode	Base	$AD1\_B1B$
	LSB	$AD1\_B1L$
AVC	Base	$AD1\_B2B$
	LSB	$AD1\_B2L$
Dynode 12	Base	$AD2\_B0B$
	LSB	$AD2\_B0L$
Horloge	Base	$AD2\_B1B$
	LSB	$AD2\_B1L$
TVC	Base	$AD2\_B2B$
	LSB	$AD2\_B2L$

TAB. 4.2: Désignation des paramètres *slow control* des ADC pour chaque voie de lecture des ARS.

Les réglages sont sélectionnés parmi 3 valeurs possibles contenues dans des banques de registres dont le chargement s'opère par le contrôle lent. La correspondance de chaque paramètre est résumée dans le tableau 4.2. La valeur DAC de la base de l'ADC en charge de numériser la tension de sortie de l'intégrateur (AVC) est repérée par le paramètre  $AD1\_B2B$ . Le paramètre  $AD1\_B2L$  désigne la valeur DAC du LSB du même ADC. De manière analogue,  $AD2\_B2B$  ( $AD2\_B2L$ ) désigne les valeurs *slow control* de la base (du LSB) de l'ADC qui numérise la tension de sortie du convertisseur temps-tension. Les fonctions de transfert  $\text{Base} = f(AD1(2)\_B2B)$  et  $\text{LSB} = f(AD1(2)\_B2L)$  sont étudiées au chapitre 5.

## 4.9 Protocole d'échange du jeton

Un protocole d'échange rapide de jeton [189] a été mis en place dans le but d'enchaîner le traitement des signaux par deux ARS consécutivement (ARS 0 et ARS 1 qui sont alternativement "maître" et "esclave"), ce qui réduit le temps mort effectif. Chaque ARS possède donc un registre appelé "token" permettant de prendre ("token" =1) ou de laisser ("token" =0) la main sur le traitement. L'ARS qui possède le jeton traite les événements qui passent le seuil. Dans le cas contraire, les événements sont ignorés. A un instant donné, seul l'un des deux ARS possède le jeton. Ceci est rendu possible car les entrées d'un ARS sont branchés sur les sorties de l'autre, en boucle. Le jeton est transmis à l'ARS voisin environ 15 ns après la fenêtre d'intégration, ce qui implique un temps mort incompressible entre deux événements consécutifs de  $\sim 40$  ns (une mesure de ce temps effectif est présentée au paragraphe 9.2.2). Le jeton n'est pas transmis si les deux ARS sont occupés en mode SPE. Après une ré-initialisation du système, c'est l'ARS 0 qui possède le jeton.

## 4.10 Fonctions supplémentaires

Deux fonctionnalités supplémentaires qui n'agissent pas directement sur le traitement des données ont été ajoutées aux ARS . Elles sont brièvement décrites ici :

### - Le moniteur de taux de comptage

Il a pour but de fournir une estimation du taux de comptage moyen ainsi qu'une alerte lorsque le taux dépasse un seuil fixé. Seul le premier des 2 ARS qui traitent les signaux possède un moniteur de comptage. Après un précompte fini (ajustable jusqu'à 255 via le registre *slow control CRM\_pc*<sup><95:102></sup>) d'impulsions franchissant le seuil L0, il engendre un signal noté CRM pour "Control Rate Monitor". Cet événement est géré prioritairement par le système de lecture. L'événement CRM retourne le temps écoulé depuis l'événement CRM précédent. Ce temps est mesuré grâce à un compteur 8 bits qui s'incrémente au rythme de l'horloge de référence. Le comptage s'opère à la fréquence de l'horloge divisée par  $2^8$  ( $2^9$ ) si le bit de configuration *CRM\_sel\_clk*<sup><103></sup> est à 0 (1). La valeur du taux de comptage est ensuite obtenue en divisant le précompte par le temps écoulé. L'événement CRM renvoie en outre une alarme lorsque le taux de comptage dépasse une valeur donnée. Ce signal d'alerte permet d'agir rapidement sur l'acquisition en cas de brusque montée du taux de comptage. L'usage *in situ* du moniteur du taux de comptage s'est révélé peu satisfaisant. Des anomalies inexplicables [38] ont été observées. On préfère désormais compter directement le taux d'événements L0 pour quantifier les taux de comptage des photomultiplicateurs.



## - Le générateur d'impulsions pour LED

L'ARS peut, sur commande, envoyer un signal électrique à une LED interne collée sur la partie arrière des modules optiques, afin d'illuminer la photocathode et contrôler ainsi les temps de transit dans les photomultiplicateurs. Les impulsions envoyées sont synchrones de l'horloge globale : le générateur engendre 1 ou 1024 impulsions logiques pendant la durée d'une période d'horloge (50 ns) qui suit la montée du signal *En\_acq*. Les impulsions sont envoyées sur la sortie *Crm\_lp*. En pratique c'est le 2<sup>e</sup> ARS qui pilote le générateur d'impulsions. Une analyse des données *in situ* peut être consultée dans [190].

## 4.11 Formats

Le rôle du système de lecture interne des ARS est de fournir dans un ordre séquentiel la valeur des différents registres et ADC internes dans un format approprié. Il y a six différents types d'événements à fournir pour un ensemble de deux ARS, qui possède chacun un identifiant (code binaire), une taille et un ordre de priorité bien définis (voir tableau 4.3) :

- Counting rate monitor (CRM). Événement engendré uniquement par l'ARS 0 une fois le pré-comptage CRM atteint. Fournit le temps mis pour atteindre le nombre attendu et le temps (TS) auquel il est atteint.
- Single photo-electron (SPE). Événement engendré par les ARS 0 et 1. Fournit le temps par pas de 25 ns (TS), le temps fin (TVC) et la charge (AVC) d'un événement.
- *waveform*. Événement engendré par les ARS 0 et 1. Fournit le temps par pas de 25 ns (TS), le temps fin (TVC) et la charge (AVC) d'un événement, ainsi que les 128 cellules du signal d'anode échantillonné et les 128 cellules du signal d'horloge échantillonné.
- *waveform* + dynodes. Événement engendré par les ARS 0 et 1. Fournit le temps par pas de 25 ns (TS), le temps fin (TVC) et la charge (AVC) d'un événement, ainsi que les 128 cellules des signaux d'anode, d'anode divisé par 5 et de la dynode 12, ainsi que les 128 cellules du signal d'horloge.
- TimeStamp Reset (RTS). Événement engendré par les ARS 0 et 1. Fournit la dernière valeur du temps par pas de 25 ns (TS), juste avant la ré initialisation.
- STATUS. Événement engendré par l' ARS 1. Signal engendré au début et à la fin d'un run. Un des bits indique si la puce est en mode d'acquisition ou non. Le temps (TS) fourni indique la transition en le début et la fin de l'acquisition.

Les événements de type SPE, ont une taille environ 44 fois inférieure à ceux de type *waveform*. En outre, la durée de lecture d'un événement SPE est de 1.92  $\mu$ s environ, 84  $\mu$ s pour une *waveform*. L'utilisation, par défaut, des événements SPE permet donc de ne pas saturer la bande passante et de limiter le temps mort. Les événements de type *waveform* ne servent que lors d'acquisitions spéciales.

La sortie des données des ARS est cadencée par le signal d'horloge *Clk\_out*. Les

Type d'événement	Priorité	Taille	code
<b>Counting rate monitor (CRM)</b>	1	6 octets	110
<b>Single photo-electron (SPE)</b>	2	6 octets	000
<i>waveform</i>	2	263 octets	001
<i>waveform</i> + <b>dynodes</b>	2	519 octets	011
<b>TimeStamp Reset (RTS)</b>	3	4 octets	100
<b>STATUS</b>	4	4 octets	101

TAB. 4.3: Les 6 types d'événements engendrés par les ARS et transférés dans des mémoires externes.

données sont engendrées en continu et envoyées aux mémoires externes. Les événements de type SPE, *waveform* et *waveform* + dynodes sont séparés les uns des autres par des intervalles internes au cours desquels les événements de types RTS ou STATUS, moins prioritaires, peuvent être traités, même si la mémoire interne des ARS (pipeline) n'est pas vidée.

# Chapitre 5

## Tests de l'électronique en laboratoire

Plusieurs tests de l'électronique ont été pratiqués lors de la fabrication et du montage du détecteur. Les **ARS** (nus) ont tout d'abord été testés au CEA à Saclay. Ils ont ensuite été montés sur leur carte mère pour être testés à Strasbourg. Les cartes mères ont ensuite été envoyées en Italie pour intégration dans le conteneur électronique local (LCM). Les tests des LCM ont eu lieu sur 3 sites : Bari, Pise et Catane, sur des bancs de tests dupliqués [191]. La dernière étape de test avant immersion est essentiellement consacrée aux premières mesures d'étalonnage utilisant les signaux de photomultiplicateurs et non plus des générateurs d'impulsion. Ces tests, pratiqués en chambre noire, ont été mis en place sur deux sites : à Saclay et à Marseille. Ils font l'objet des chapitres 7 et 8 ainsi que les méthodes d'étalonnage développées *in situ*. Le présent chapitre est consacré à l'essentiel des tests pratiqués en laboratoire se rapportant au fonctionnement et à la caractérisation de l'électronique frontale. Nous insisterons plus particulièrement sur les tests pratiqués à Saclay et présenterons, pour les paramètres les plus cruciaux, quelques comparaisons des résultats obtenus sur différents sites [192, 193, 194].

### 5.1 Généralités

Parce que les **ARS** ne sont pas tous identiques, un réglage similaire peut conduire à des caractéristiques différentes. Cette dispersion des résultats impose d'étalonner individuellement chaque **ARS** à chaque étape de son intégration dans le détecteur. Certaines mesures peuvent sembler redondantes, mais leur répétition, à différentes étapes de l'assemblage s'inscrit dans la volonté de minimiser les risques de dysfonctionnement une fois le détecteur immergé, les réparations étant alors particulièrement contraignantes et coûteuses. Les résultats à chaque étape sont enregistrés dans la base de données **ORACLE** de l'expérience et éventuellement réutilisés ultérieurement dans la chaîne d'analyse. Parmi les paramètres les plus importants, se trouvent ceux qui ont trait à la mesure du temps et de la charge au moment du déclenchement (passage du seuil). On doit donc parfaitement contrôler le réglage des seuils (paragraphes 5.3.1 et 5.3.2 ), la mesure de la charge en mode SPE (5.3.5) et en mode WF (5.3.7) et la

Nom	Unités	Format
TRIG0_TH_DAC_SLOPE	mV/bit	Float
PSD_TH_DAC_SLOPE	mV/bit	Float
DYN_TH_DAC_SLOPE	mV/bit	Float
ADC1_SLOPE_LSB	mV/bit	Float
ADC1_INTERCEPT_LSB	mV	Float
ADC1_SLOPE_BASE	mV/bit	Float
ADC1_INTERCEPT_BASE	mV	Float
ADC2_SLOPE_LSB	mV/bit	Float
ADC2_INTERCEPT_LSB	mV	Float
ADC2_SLOPE_BASE	mV/bit	Float
ADC2_INTERCEPT_BASE	mV	Float
SPE_GATE_P0	ns	Float
SPE_GATE_P1	ns	Float
SPE_GATE_P2	bit <sup>-1</sup>	Float
SPE_GATE_RMS_2	ns	Float
SPE_GATE_RMS_8	ns	Float
SPE_GATE_RMS_15	ns	Float

TAB. 5.1: Table des paramètres constants. Les mesures sont établies une fois pour toutes sur le banc de test des circuits nus à Saclay.

mesure du temps (5.3.6). Il faut donc connaître la fonction de transfert de chacun des paramètres concernés, c'est à dire la correspondance entre l'information binaire B (en bit) et la valeur physique P (mV, ns,...) :  $P=TF(B)$ . Pour les paramètres que l'on vient de citer, on attend une fonction de transfert linéaire. En revanche, les fonctions de transfert utilisées pour régler la largeur des portes, la période des cycles, etc, sont en général non linéaires. Le circuit **ARS** possède au total 24 DAC de réglages. Certaines fonctions de transfert de ces DAC nécessitent des tests très particuliers qui n'ont été réalisés qu'une fois, sur le banc de test de Saclay. On parlera alors de **paramètres constants** par opposition aux **paramètres calibrés**. Le stockage de ces deux types de paramètres est assuré de manière différente dans la base de données [195]. La liste des paramètres constants est donnée dans le tableau 5.1, celle des paramètres à calibrer est donnée dans la table 5.2.

L'environnement électronique des **ARS** lors des tests de caractérisation et de discrimination pratiqués à Saclay diffère de celui des **ARS** une fois montés sur leur cartes (voir §4.2). Ce changement d'environnement est susceptible d'induire un changement dans la réponse des circuits (bruit, fonctions de transferts, etc). C'est pourquoi il est important de répéter un certain nombre de mesures sur différents sites de tests. Pourtant certains des tests décrits dans ce chapitre n'ont été pratiqués que sur les circuits nus [194] (voir table 5.2).

Sur le banc, pour se conformer à une impédance de 25  $\Omega$ , en entrée d'**ARS**, on met en parallèle les 50  $\Omega$  du générateur d'impulsion utilisé avec 50  $\Omega$  fournis par la carte du

Nom	Unités	Saclay	Strasbourg	Italie
TRIG0_TH_INTERCEPT_EFF	bit	YES	no	YES
TRIG0_TH_SLOPE_EFF	mV/bit	YES	no	YES
AVC_INTERCEPT	bit	YES	YES	YES
AVC_SLOPE	bit/pC	YES	YES	YES
AVC_INL_MAX	bit	YES	no	no
AVC_INL_RMS	bit	YES	no	no
AVC_NOISE	bit	YES	no	YES
TVC_MIN_RAMP_0	bit	YES	YES	YES
TVC_MAX_RAMP_0	bit	YES	YES	YES
TVC_SLOPE_RAMP_0	bit/ns	YES	YES	YES
TVC_INL_MAX_RAMP_0	bit	YES	YES	no
TVC_INL_RMS_RAMP_0	bit	YES	YES	no
TVC_MIN_RAMP_1	bit	YES	YES	YES
TVC_MAX_RAMP_1	bit	YES	YES	YES
TVC_SLOPE_RAMP_1	bit/ns	YES	YES	YES
TVC_INL_MAX_RAMP_1	bit	YES	YES	no
TVC_INL_RMS_RAMP_1	bit	YES	YES	no
TVC_NOISE	ns	YES	YES	YES
WFA_BASE_LINE_LEFT	bit	YES	YES	YES
WFA_BASE_LINE_RIGHT	bit	no	YES	no
WFA_BASE_LINE_LEFT_RMS	bit	YES	YES	no
WFA_BASE_LINE_LEFT_NOISE	bit	YES	no	YES
WFD1_BASE_LINE_LEFT	bit	YES	no	no
WFD1_BASE_LINE_LEFT_RMS	bit	YES	no	no
WFD1_BASE_LINE_LEFT_NOISE	bit	YES	no	no
WFD2_BASE_LINE_LEFT	bit	YES	no	no
WFD2_BASE_LINE_LEFT_RMS	bit	YES	no	no
WFD2_BASE_LINE_LEFT_NOISE	bit	YES	no	no
WFA_SLOPE	bit/mV	YES	YES	YES
WFA_INTERCEPT	bit	YES	YES	YES
WFD1_SLOPE	bit/mV	YES	no	no
WFD2_SLOPE	bit/mV	YES	no	no
WFD2_INTERCEPT	bit	YES	no	no

TAB. 5.2: Liste des paramètres étalonnés sur les différents sites de tests. La signification des paramètres et les tests pratiqués sont décrits plus loin dans le texte.

banc, de telle sorte que les signaux engendrés par le générateur soient comparables à un signal en sortie de photomultiplicateur et que les réglages utilisés sur le banc puissent, en principe, être réutilisés une fois les ARS placés sur la carte mère.

Le générateur d'impulsions utilisé à Saclay pour simuler la réponse des photomultiplicateurs envoie une tension triangulaire négative de 55 mV d'amplitude et dont le temps de descente est de 4 ns pour un temps de remontée de 14 ns. Ce signal est équivalent à une charge de 13 pC<sup>1</sup> sur une résistance de 50  $\Omega$ , ce qui représente un signal de 1.5 photo-électron *in situ*.

Les tests pratiqués à Saclay se sont déroulés entre septembre 2004 et janvier 2006. Un total de 6377 circuits ARS a été testé, par lot de 330 unités reçues séquentiellement. En 2003, une présérie de 200 circuits avait permis d'estimer le nombre de circuits à faire construire. Le banc initial reposait sur l'utilisation d'un circuit intégré (FPGA) et d'une interface d'analyse Labview. Les données recueillies ont été ré-analysées après le développement d'un logiciel C++ interfacé à une base de données locale MySQL sauvegardée au laboratoire APC.

## 5.2 Tests fonctionnels

L'ensemble des tests consiste en une vingtaine de mesures séquentielles. La première série de tests, dits fonctionnels, permet de vérifier les caractéristiques basiques des circuits. Plusieurs types de tests fonctionnels sont pratiqués. Une première série permet de vérifier la réponse du circuit à un train de bits *slow control* de configuration et la capacité du circuit à renvoyer des données. Si l'un des ces tests n'est pas satisfait, les tests suivants ne sont pas mis en oeuvre et le circuit, déclaré non fonctionnel, est écarté. Une seconde série de tests [196, 197], que nous ne décrivons pas ici, est consacrée à vérifier le bon fonctionnement :

- des différentes configurations du discriminateur de forme PSD (cf § 4.3.2)
- de la mise en forme du TimeStamp TS (cf § 4.5)
- du protocole d'échange du jeton (cf § 4.9)
- des générateurs de LED et moniteur de taux de comptage (cf § 4.10)

D'autres tests fonctionnels permettent enfin de vérifier que les signaux de forme d'onde (waveform) délivrés par l'ARS sont exploitables, qu'il s'agisse du niveau de la ligne de base ou du signal traité lui-même. Sur les 6377 ARS testés, 5921 se sont révélés fonctionnels.

## 5.3 Tests paramétriques

Les autres tests ont pour but de mesurer les fonctions de transfert des paramètres ajustables du circuit et de les classer, en fonction des résultats, suivant différentes

---

<sup>1</sup>Un calcul rapide donne  $dq = \frac{V dt}{R} \simeq 10$  pC, mais une non-linéarité observée au sommet du triangle augmente l'aire du signal simulé.



catégories :

- Si tous les tests sont passés avec succès, le circuit satisfait au cahier des charges de l'expérience. Le circuit sera placé en position 1 ou 2 sur la carte mère, c'est à dire qu'il sera utilisable pour le traitement des données des photomultiplicateurs. C'est le cas de 52% des circuits testés.
- Certains circuits sont assez bons pour être destinés aux fonctions annexes (3<sup>e</sup> position sur la carte mère) mais pas assez pour le traitement de signal. Ils doivent en particulier satisfaire les tests "Trig0\_th" et "DAC". Ceux-ci représentent 37% du lot total.
- Enfin, les circuits fonctionnels mais non conformes aux exigences de métrologie de l'expérience sont écartés (11%).

Les circuits ont été testés par lot de 330. Pour chaque lot, les paramètres mesurés doivent être égaux à la valeur moyenne du lot à plus ou moins 3 écarts-types près pour entrer dans la première catégorie définie ci-dessus. De la sorte, on garde des circuits aux caractéristiques comparables à l'intérieur d'un même lot et on exclut les circuits atypiques. Ce critère est appliqué à tous les tests paramétriques pratiqués à Saclay. Seuls les circuits passant ces critères seront montés ultérieurement sur leur carte mère.

Le premier test paramétrique exécuté est celui de la consommation de puissance des ARS. Les ARS en surconsommation sont bien sûr écartés. Le test consiste en une mesure du courant engendré par l'alimentation 5 V. La valeur maximale autorisée est de 100 mA, ce qui correspond à une puissance de 500 mW. La mesure est faite dans 4 conditions : après alimentation du banc, après alimentation et ré-initialisation, après ré-initialisation et après configuration nominale par *slow control*.

La séquence de bits *slow control* utilisée par défaut lors de ces tests est présentée dans le tableau A.2. Elle est valable pour tous les tests, sauf pour les tests en mode Waveform (paragraphe 5.3.7) et ceux dont l'un des paramètres fait l'objet d'une étude systématique séquentielle ("scan"). C'est le cas des paramètres :

- *Dyn\_th*, *PSD\_th* et *Trig0\_th* (cf § 5.3.1)
- *Trig0\_th* et *Trig0\_th\_eff* (cf § 5.3.2)
- *AD1\_B2B*, *AD1\_B2L*, *AD2\_B2B* et *AD2\_B2L* (cf § 5.3.3)
- *Spe\_gate* (cf § 5.3.4)

### 5.3.1 Tests des DAC des comparateurs de seuil

La mesure consiste à établir la fonction de transfert linéaire des DAC (voir paragraphe 4.3) qui pilotent les 3 seuils en amplitude contrôlés par l'ARS :

- le seuil L0 (paramètre *trig0\_th*) qui provoque le traitement d'un événement de type SPE
- le seuil PSD (paramètre *PSD\_th*) qui provoque le traitement d'un événement de type Waveform simple (échantillonnage de l'anode)
- le seuil Dynode (paramètre *Dyn\_th*) qui provoque le traitement d'un événement de type Waveform Dynode (échantillonnage de l'anode et de la dynode 12)



La tension en sortie des DAC est mesurée par un voltmètre pour différents réglages. Ces DAC délivrent en réalité un courant transformé en tension par l'intermédiaire de résistances externes. Une centaine de mesures est faite pour chaque configuration. Les points représentés sur les graphes 5.2 expriment la valeur moyenne des ces mesures.

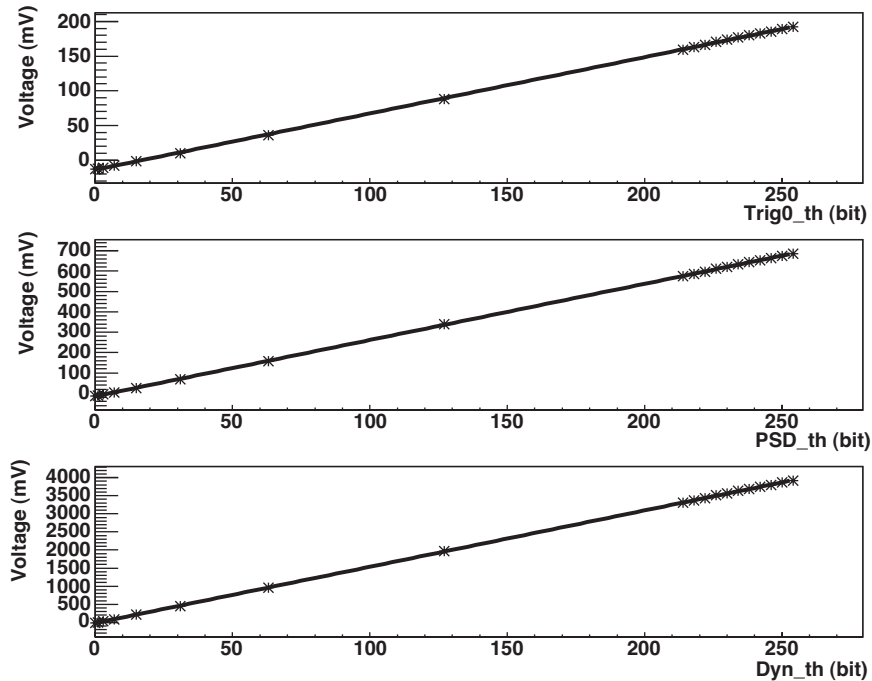


FIG. 5.2: *Fonctions de transfert linéaires des DAC des différents seuils ajustables pour le déclenchement du traitement du signal.*

Les fonctions de transfert sont établies par une simple régression linéaire  $y = ax + b$ . La valeur de l'ordonnée à l'origine  $b$  étant dépendante des conditions de mesure, seule la pente  $a$  est sauvegardée pour chaque comparateur (TRIG0\_TH\_DAC\_SLOPE, PSD\_TH\_DAC\_SLOPE, DYN\_TH\_DAC\_SLOPE). Les résultats obtenus pour l'ensemble des ARS fonctionnels sont représentés figure 5.3. Les graphes de droite représentent la valeur moyenne obtenue pour chaque lot d'ARS. Elle est stable au cours de la production.

### 5.3.2 Trig0\_th\_eff

Les tensions lues au test précédent en sortie du DAC de Trig0\_th ne correspondent pas en réalité aux tensions effectives de déclenchement. Il faut en pratique prendre en compte la réponse (linéaire) du discriminateur lui-même qui ajoute un décalage différent pour divers ARS. Cet effet a été découvert tardivement [196], mais une plage de test a pu être ajoutée pour déterminer la fonction de transfert effective du franchissement du comparateur L0, à la fois à Saclay et en Italie.

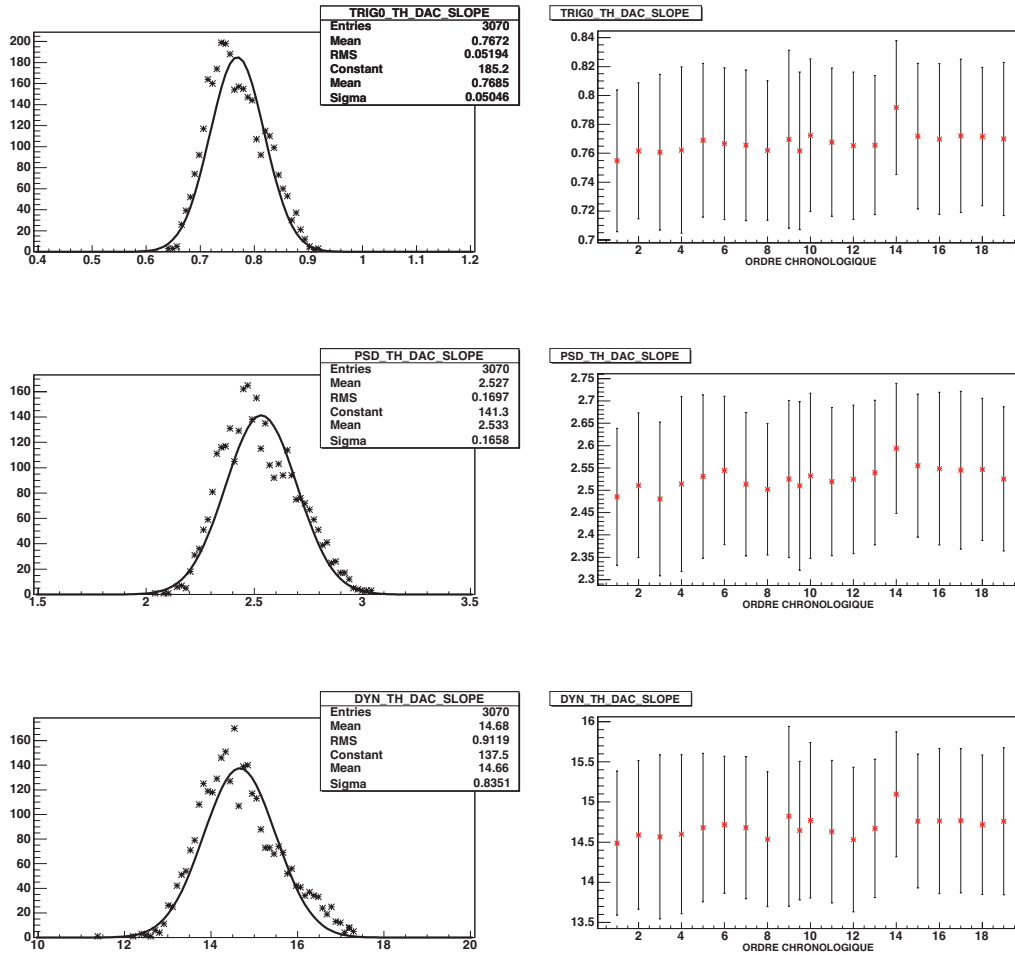


FIG. 5.3: *En haut* : Distribution des pentes des fonctions de transfert du DAC Trig0\_th. *Au centre* : Pentas des fonctions de transferts de PSD\_th. *En bas* : Idem pour Dyn\_th.

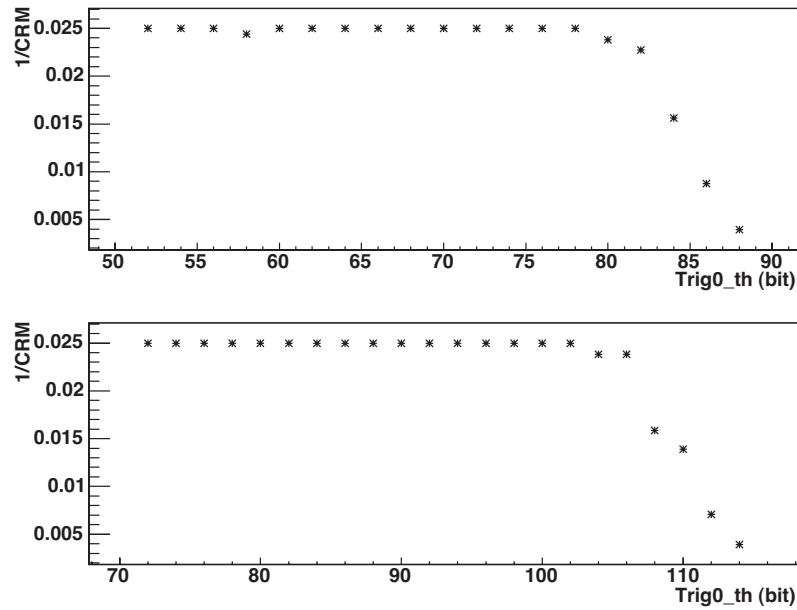


FIG. 5.4: Taux de comptage en fonction du réglage Trig0\_th pour des signaux de 60 mV (**haut**) et de 90 mV (**bas**)

La méthode consiste à injecter une série de signaux d'amplitude fixe et à établir la courbe d'efficacité (courbe en S) en faisant varier par pas de 2 la valeur de Trig0\_th. Le point d'inflexion de la courbe donne la valeur effective de Trig0\_th correspondant à l'amplitude des signaux injectés. Ce test étant long, seules deux séries de signaux d'amplitudes différentes seront utilisées. Pour l'une, le signal injecté correspond à 1.33 pe (60 mV). Pour l'autre à 2 pe (90 mV). Un exemple de deux courbes d'efficacité est montré figure 5.4. Des événements de type CRM (voir paragraphe 4.10) sont utilisés pour établir ces courbes. En ordonnées, la valeur  $\frac{1}{\text{CRM}}$  est proportionnelle au taux de comptage.

Soit  $T_k$  la valeur de Trig0\_th correspondant au point d'inflexion de la courbe (en pratique la valeur correspondant à 50% du taux de comptage maximal) obtenue en injectant la tension  $V_k$ . En supposant une fonction de transfert linéaire on définit par

- TRIG0\_TH\_SLOPE\_EFF= $(V_1-V_2)/(T_1-T_2) = a$ , la pente de la droite
- TRIG0\_TH\_INTERCEPT\_EFF= $-(V_1 - aT_1)/a$ , son ordonnée à l'origine.

Les distributions de ces paramètres, obtenues à Saclay, sont représentées figure 5.5.

Les fonctions de transfert pour les réglages des seuils sont des paramètres très importants. Elles permettent d'ajuster le seuil de déclenchement pour chaque ARS individuellement et par là même d'harmoniser la réponse du détecteur en cas de variation du gain des photomultiplicateurs, comme cela a du être fait *in situ*. C'est donc à travers ces paramètres qu'on peut contrôler le taux d'acquisition du détecteur et optimiser la prise de données. Aussi était-il important de mesurer ces fonctions

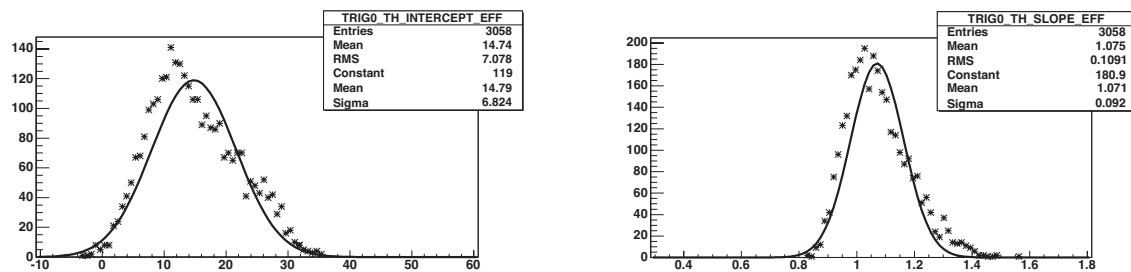


FIG. 5.5: *Distribution des pentes (droite) et ordonnées à l'origine (gauche) des droites des fonctions de transfert effectives du réglage du seuil de lecture L0.*

de transfert avec des méthodes alternatives et à plusieurs phases de l'intégration des puces dans le détecteur. Les méthodes employées à Saclay et en Italie sont semblables. Une méthode d'étalonnage *in situ* a également été développée pour mesurer des fonctions de transfert effectives. Elle est présentée au chapitre 9.

**Comparaison Saclay/Italie** La figure 5.6 donne un aperçu de la corrélation observée entre les résultats obtenus à Saclay et ceux obtenus en Italie pour le paramètre TRIG0\_TH\_INTERCEPT\_EFF. Les résultats ne portent que sur une statistique réduite (620 circuits), mais permettent de vérifier la cohérence des mesures : une corrélation autour de la droite d'équation ( $y = x$ ) est bien observée. Les fonctions de transfert étant obtenues avec seulement deux points, la précision n'est pas suffisante pour tirer de conclusion quant à la dispersion observée. Elle donne néanmoins une idée de la précision de réglage que l'on peut espérer *in situ* (cf chapitre 9). L'accumulation autour de la valeur  $y=27$  n'est pas comprise.

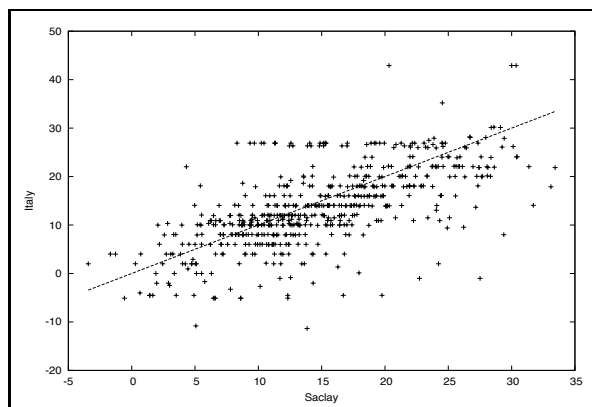


FIG. 5.6: *TRIG0\_TH\_INTERCEPT\_EFF mesuré en Italie (ordonnées) versus TRIG0\_TH\_INTERCEPT\_EFF mesuré à Saclay (abscisses). Le graphe de la droite ( $y=x$ ) est tracé pour guider le regard.*

### 5.3.3 DAC des ADC

Le fonctionnement des 2 ADC internes aux ARS (ADC1 et ADC2) est expliqué au paragraphe 4.8. Le but des tests pratiqués ici est d'établir les fonctions de transfert linéaires qui permettent de régler la base (tension maximale convertible) et la pente des ADC via des DAC 5-bits. Pour des ADC 8-bits, la tension minimale convertible

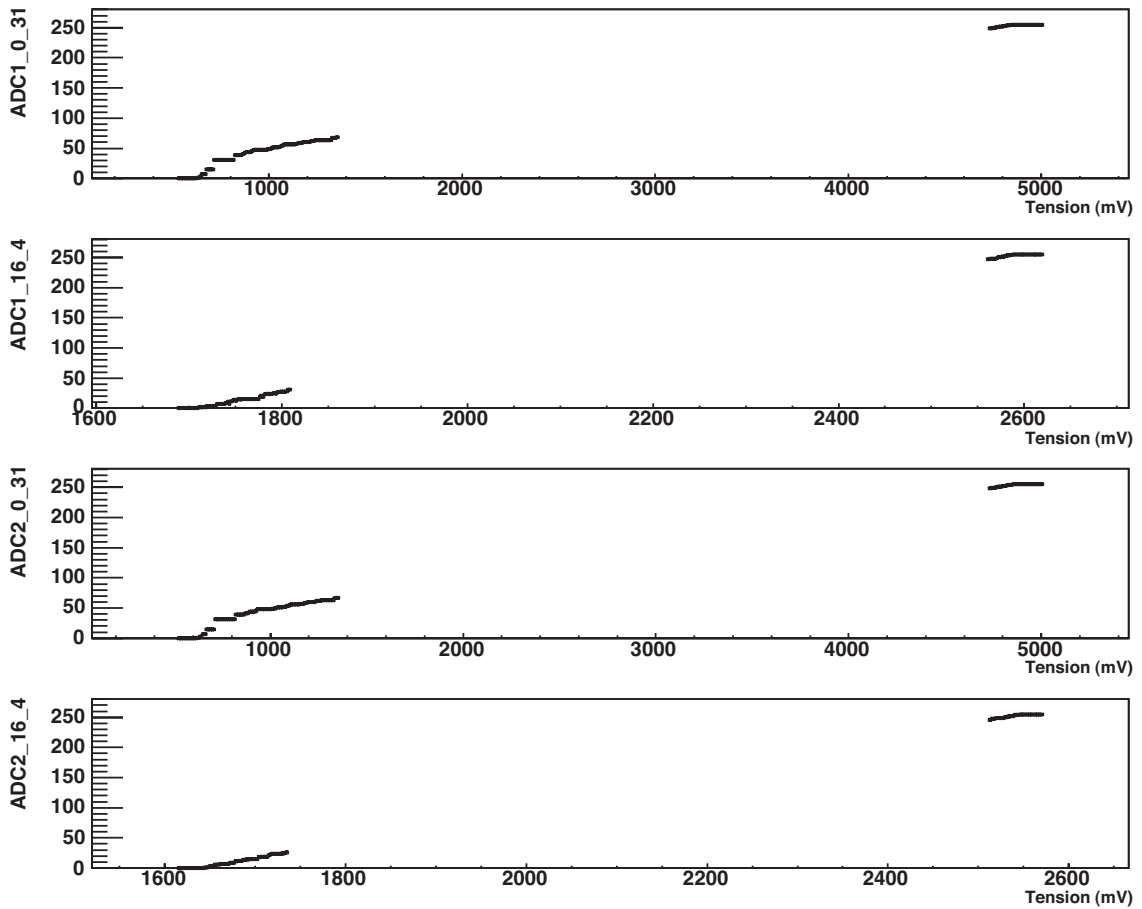


FIG. 5.7: Fonctions de transfert des ADC1 et ADC2 pour les 2 jeux de configurations *slow control* mentionnées dans le texte.

est obtenue par la relation 4.1 en prenant  $\text{bin}=0$ . Chaque ADC possède 3 banques. Le test est pratiqué avec la banque 'B2' (celle qui contrôle les voies AVC et TVC) mais les 3 banques possèdent un comportement similaire. Le paramètre *slow control* utilisé pour régler la base de l'ADC1(2) est ainsi appelé  $AD1\_B2B$  ( $AD2\_B2B$ ). De même, on utilise la notation  $AD1\_B2L$  ( $AD2\_B2L$ ) pour le réglage du LSB.

Dans la suite du texte, seuls les résultats des ADC1 seront mentionnés pour illustration (figure 5.8). Au cours du test, deux jeux de *slow control* sont utilisés pour minimiser le temps de calcul :

- $AD1\_B2B=0$  et  $AD1\_B2L=31$
- $AD1\_B2B=16$  et  $AD1\_B2L=4$

Pour chaque configuration, une tension variable  $V_{\text{ADC}}(\text{mV})$  est convertie en canal ADC (bin) selon la correspondance :

$$V_{\text{ADC}}(\text{mV}) = \text{Base} - (255 - \text{bin}) \times \text{LSB} \quad (5.1)$$

Chaque tension  $V_{\text{ADC}}(\text{mV})$  est mesurée une fois. Les mesures obtenues sont représentées figure 5.7. Pour restreindre la durée du test, seuls le début et la fin de la fonction

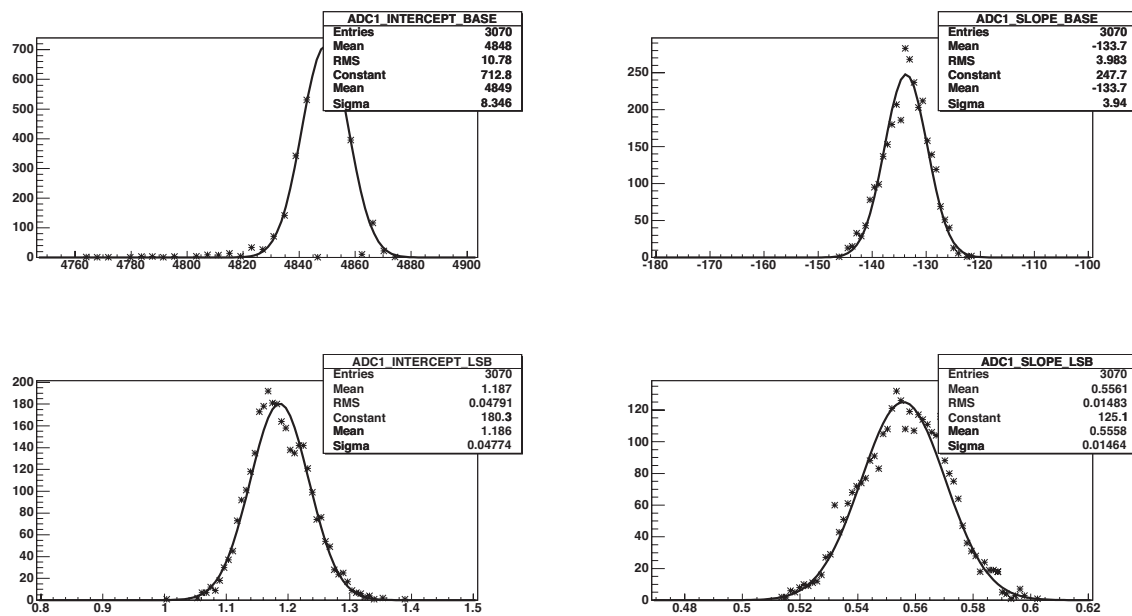


FIG. 5.8: **En haut** : Distribution des pentes (droite) et ordonnées à l'origine des fonctions de transfert de la base des ADC1 des ARS. **En bas** : Idem pour les LSB des ADC1.

de réponse des ADC sont mesurés.

La valeur de la base  $V_{255}$  est obtenue comme la première valeur de tension injectée pour laquelle l'ADC sature (bin=255). Les deux couples de points ( $AD1\_B2B, V_{255}$ ) obtenus pour les deux réglages ci-dessus permettent de déduire la pente (ADC1\_SLOPE\_BASE) et l'ordonnée à l'origine (ADC1\_INTERCEPT\_BASE) de la fonction de transfert du DAC de la base :

$$\text{Base (mV)} = \text{ADC1\_INTERCEPT\_BASE} + \text{ADC1\_SLOPE\_BASE} \times AD1\_B2B \quad (5.2)$$

Pour établir la fonction de transfert des DAC de réglages des pentes des ADC, il suffit ensuite de connaître la pente  $P$  obtenue pour chacun des deux réglages utilisés. En pratique, celle-ci s'obtient par un ajustement linéaire des courbes de la figure 5.7. On obtient alors 2 couples de valeurs ( $AD1\_B2L, P$ ) qui permettent d'établir la pente (ADC1\_SLOPE\_LSB) et l'ordonnée à l'origine (ADC1\_INTERCEPT\_LSB) de la fonction de transfert du DAC de la pente des ADC :

$$\text{LSB (mV/bit)} = \text{ADC1\_INTERCEPT\_LSB} + \text{ADC1\_SLOPE\_LSB} \times AD1\_B2L \quad (5.3)$$

La configuration *slow control* de défaut, utilisée *in situ* utilise des valeurs de  $AD1\_B2L$  et  $AD1\_B2$  respective de 11 et 17. Avec ce choix, les valeurs correspondantes de la

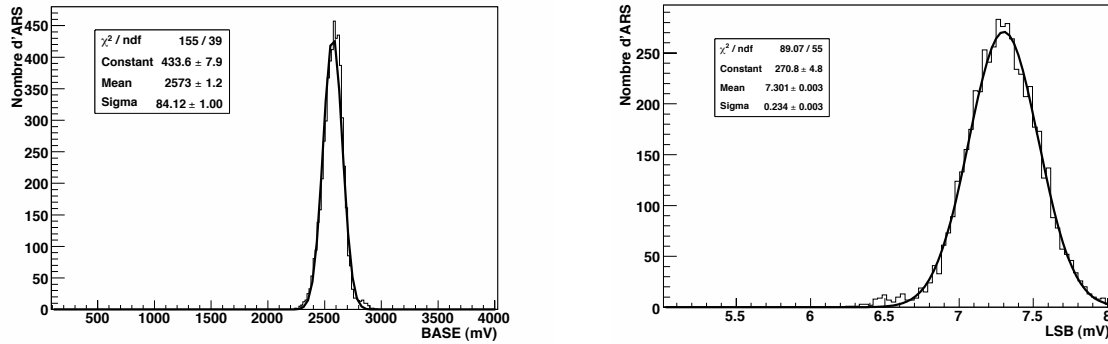


FIG. 5.9: Distributions de la base (**gauche**) et du LSB (**droite**) des ADC1 des ARS dans la voie charge (AVC), pour la configuration de *slow control* utilisée *in situ*.

Base et du LSB, de la voie charge, sont représentées figure 5.9. La relative dispersion de ces distributions (l'écart-type  $\sim 3\%$  de la valeur moyenne), est à l'origine des dispersions mesurées dans les tests du TVC (paragraphe 5.3.6) et de l'intégrateur (paragraphe 5.3.5). Il faut également noter que le premier jeu de *slow control* employé pour ces tests utilise la valeur minimale (maximale) de  $AD1\_B2B$  ( $AD1\_B2L$ ). C'est un choix malheureux qui pourrait induire des effets de bords. De telles valeurs ne sont pas utilisées lors de la prise de données standard. Il est à noter que les fonctions de transfert obtenues lors de ces tests ont été utilisées pour faire des réglages *in situ* et n'ont pas donné de résultats tout à fait satisfaisants. Le choix des valeurs extrémales pourrait expliquer en partie cette situation.

### 5.3.4 Porte d'intégration

Les mesures précédentes dépendent en principe de la largeur de la porte choisie pour l'intégration du signal. Pour une fenêtre trop courte, une partie de l'information est perdue tandis que pour une fenêtre trop large, le risque d'intégrer du bruit augmente. D'après certaines simulations [198], une fenêtre de 25 ns permet d'intégrer 93% du signal de photo-électron dans les conditions de l'expérience. C'est également pendant la durée de cette porte que le discriminateur de forme recherche des impulsions doubles susceptibles de déclencher le mode *waveform*. Il faut donc pouvoir ajuster au mieux la fenêtre. C'est le rôle du paramètre  $Spe\_gate$  qui contrôle la partie la plus large de la fenêtre d'intégration via un DAC 4-bits non linéaire (la partie avant passage du seuil est contrôlée par  $Spe\_clk$ , voir § 4.6).

Le test comporte deux étapes successives :

- La première permet d'établir une correspondance univoque entre la largeur en ns d'une impulsion rectangulaire de hauteur fixe et la charge intégrée. Pour ce faire, on place  $Spe\_gate$  à 0, ce qui correspond à la largeur maximale. On envoie ensuite une série de 100 impulsions de hauteur fixe de largeur respectivement 20, 30,

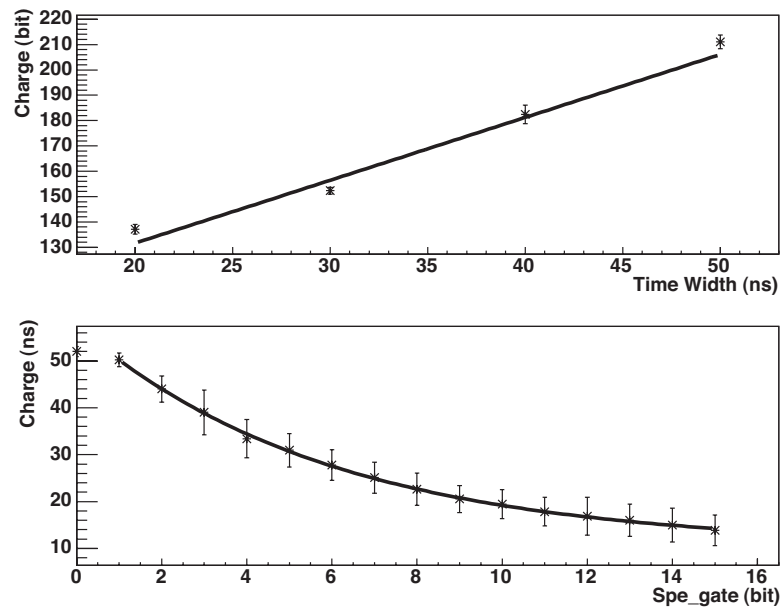


FIG. 5.10: **En haut :** Charge intégrée en fonction de la largeur de la porte. **En bas :** Fonction de transfert du paramètre *Spe\_gate*.

40 et 50 ns (voir figure 5.10). Un ajustement linéaire est réalisé pour obtenir la correspondance temps  $\leftrightarrow$  charge.

- On injecte ensuite des séries d'impulsions larges (50 ns) en faisant varier la valeur de *Spe\_gate*. On observe alors une fonction de transfert exponentielle ajustable par la relation :

$$Q(ns) = P1 \times \exp(-P2 \times Spe\_gate) + P0 \quad (5.4)$$

Le point à  $SPE\_GATE = 0$  (en saturation car la porte est plus large que l'impulsion à intégrer) est retiré de l'ajustement. Les paramètres  $P0$  ( $SPE\_GATE\_P0$ ),  $P1$  ( $SPE\_GATE\_P1$ ) et  $P2$  ( $SPE\_GATE\_P2$ ), dont les distributions sont représentées figure 5.11 sont sauvegardés. On garde également les écarts quadratiques moyens (RMS) obtenus pour les mesures de charge (en ns) pour les valeurs de *Spe\_gate* de 2, 8 et 15.

Les résultats de ces tests constituent le seul moyen direct d'avoir une mesure absolue de la porte d'intégration. Les tests pratiqués en Italie se contentent de vérifier que la charge intégrée diminue avec *Spe\_gate*, mais ne permettent pas de véritable calibrage. Une mesure effective indirecte, qui prend également en compte d'autres effets, comme le temps de passage du jeton d'un ARS à l'autre est présentée dans le chapitre 9.

Il est important de bien contrôler la valeur de la porte afin d'avoir une réponse uniforme des différents canaux. Par ailleurs la largeur de la porte d'intégration est un des paramètres dont dépend le temps mort de traitement du signal. A défaut



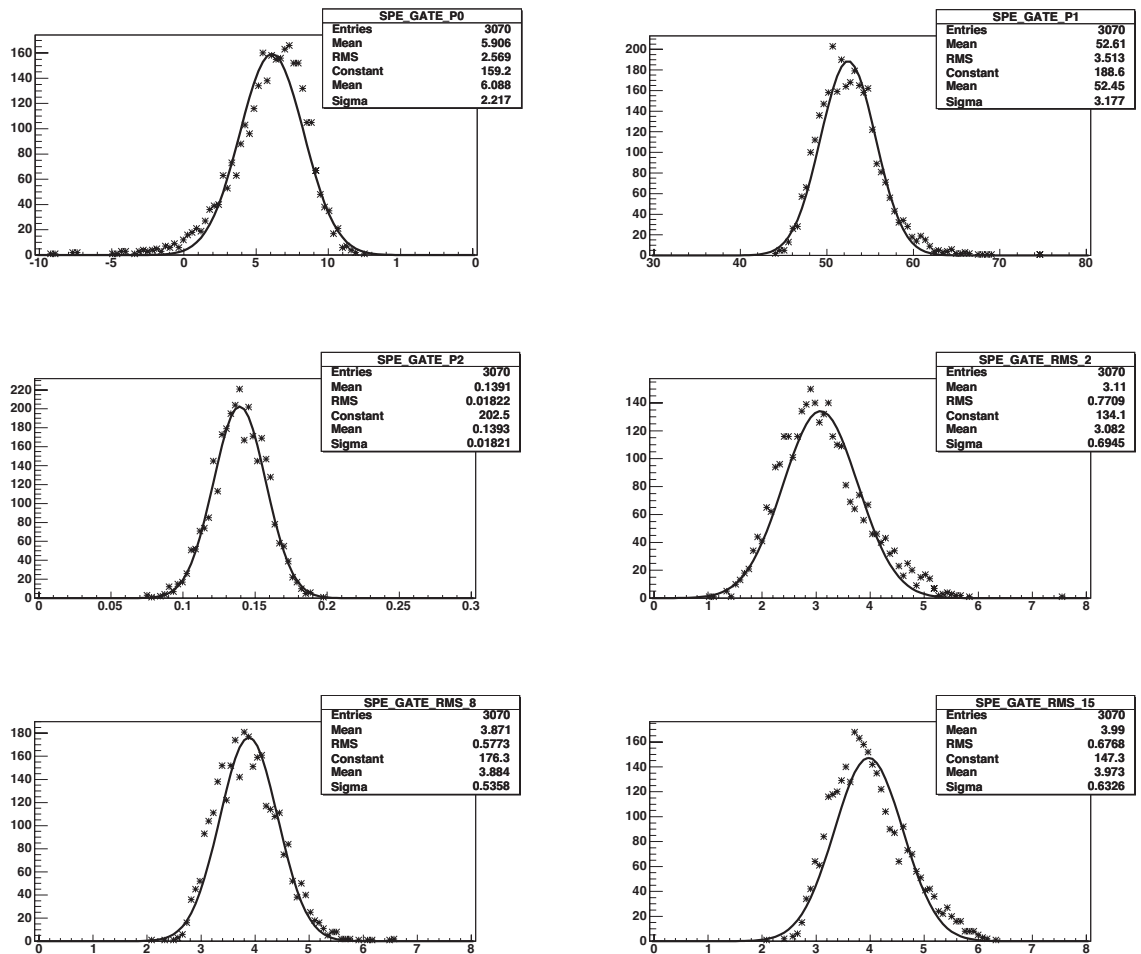


FIG. 5.11: Les histogrammes représentent les distributions des 3 paramètres d'ajustements de la fonction de transfert du DAC de réglage de la porte d'intégration *Spe\_gate*. Les écarts quadratiques moyens pour la mesure de la largeur de la porte (en ns) pour 3 réglages différents sont également montrés.

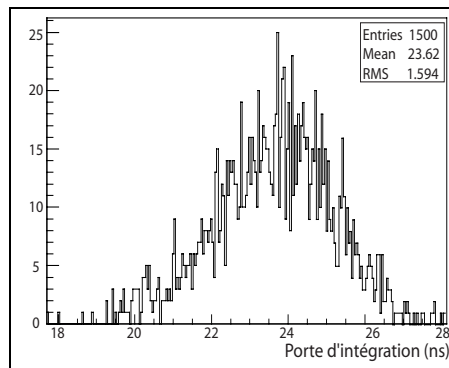


FIG. 5.12: *Distribution des largeurs de porte d'intégration pour les réglages slow control in situ.*

de pouvoir le minimiser, il faut en tout état de cause le connaître pour assurer une simulation correcte du détecteur. Pour la valeur de *slow control*  $Spe\_gate = 8$  utilisée *in situ*, les résultats des ajustements décrits ci-dessus permettent d'établir une valeur moyenne pour la porte (après le passage du seuil L0) de  $\sim 24$  ns, comme l'indique la figure 5.12.

### 5.3.5 Fonction de transfert de l'intégrateur

Le fonctionnement de l'intégrateur est expliqué en détail section 4.6. La fonction de transfert de l'intégrateur repose sur la réponse de l'ADC1 pour une configuration de *slow control* donnée. La configuration utilisée pour les tests à Saclay est indiquée dans la table A.2. Des séries de 300 événements de type SPE simulés par un générateur de tension sont injectés par pas de 2.25 pC entre 15 pC (1.5 pe) et 195 pC (24 pe). La valeur moyenne mesurée  $\langle AVC \rangle_i$  ainsi que l'écart quadratique moyen  $\sigma_i$  sont calculés pour chaque charge injectée  $Q_i$ . Des exemples de fonctions de transfert (graphe  $\langle AVC \rangle_i$  vs  $Q_i$ ) sont rassemblés figure 5.13.

Les graphes choisis reflètent la diversité des situations observées pour un même *slow control*. La base effective des ADC est parfois telle qu'une saturation est observée avant le bin (AVC) 255. A contrario, on observe parfois un offset négatif qui empêche la mesure à basse charge. Une telle diversité de comportement pour un même réglage implique éventuellement des réglages individuels pour différents ARS afin d'harmoniser la réponse des différents canaux du détecteur. Elle implique par ailleurs un étalonnage individuel *in situ* de chaque ARS (voir chapitre 8).

Le décrochage observé aux alentours de 47 pC s'explique par un changement dans la gamme du générateur d'impulsions électriques. De ce fait, dans l'analyse qui suit, les points en dessous de 47 pC ne sont pas utilisés. Dans le but de se concentrer sur une gamme linéaire et de s'affranchir des problèmes de saturation, un ajustement linéaire est donc pratiqué entre 47 pC et 120 pC. Une pente (AVC\_SLOPE) et une ordonnée à l'origine (AVC\_INTERCEPT) en sont extraits. Autrement dit, ce test n'assure pas un contrôle de la linéarité de l'intégrateur en dessous d'une charge

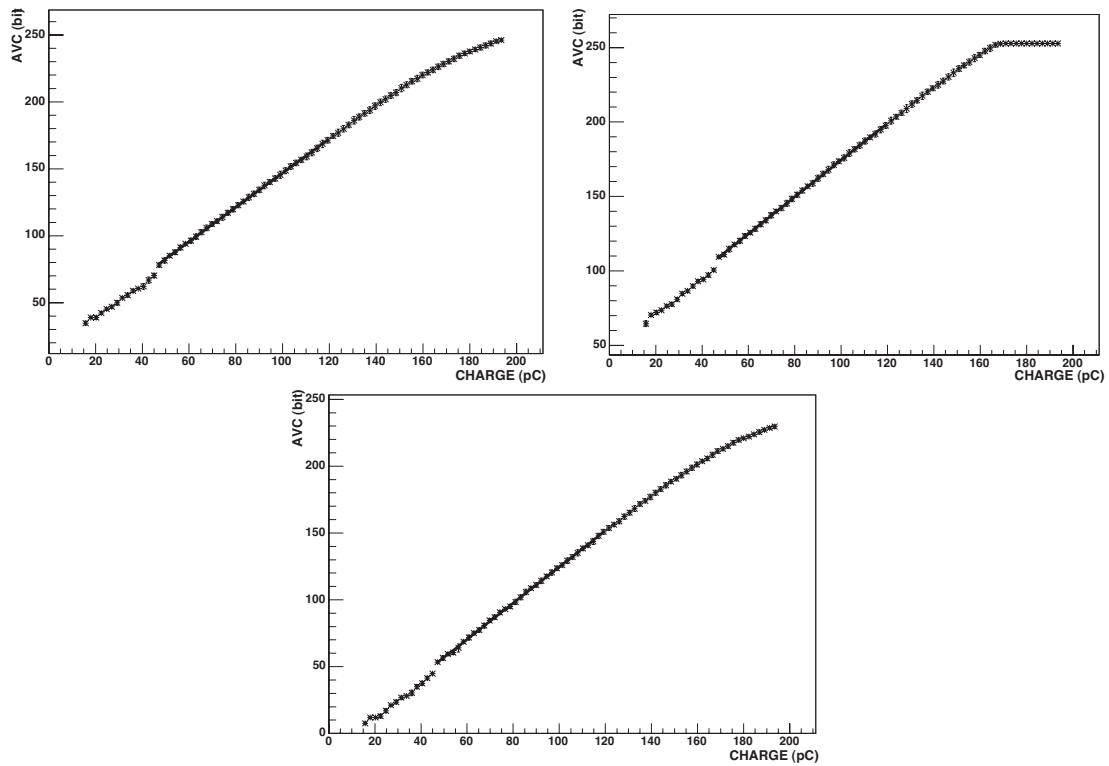


FIG. 5.13: Exemples de fonction de réponse obtenue dans la voie charge AVC lors des tests pratiqués à Saclay. La différence entre les courbes observées s'explique généralement par la dispersion d'un ARS à l'autre de la base des ADC.

équivalente à 6 pe. C'est pourtant la région physique la plus importante puisque c'est là que se retrouvent  $> 95\%$  des coups enregistrés *in situ*. C'est pourquoi des mesures ultérieures ont été faites à Saclay, sur quelques ARS, sur un banc de test adapté. Les résultats sont portés en annexe B.

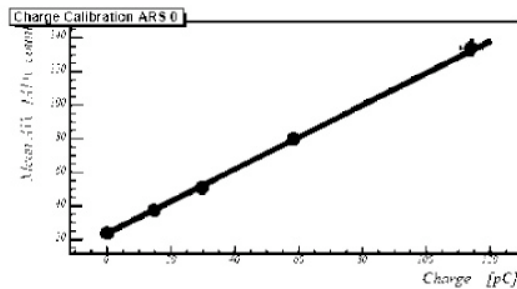


FIG. 5.14: Exemple de fonction de transfert obtenue pour l'intégrateur sur un banc de test italien.

**Comparaison Saclay/Italie** Les mesures faites en Italie reposent sur le même principe, mais avec moins de points de mesure. Seules 4 séries de 200 impulsions rectangulaires sont injectées avec des charges respectives estimées à 14.7 pC, 29.8 pC, 58.4 pC et 114.1 pC. Un exemple de fonction de transfert est représenté sur la figure ci-contre. Le point à charge nulle est obtenu par une acquisition de type "piédestal" développée spécialement pour connaître

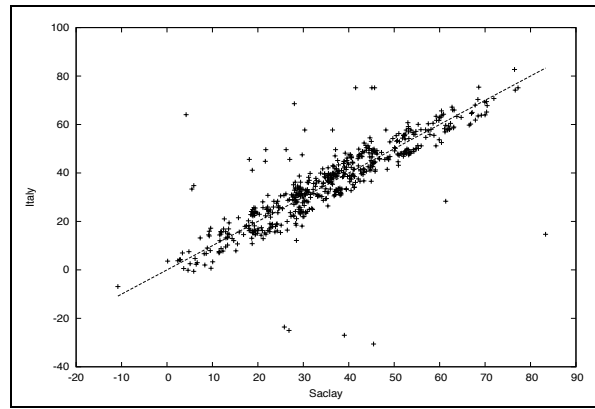


FIG. 5.15:  $AVC\_INTERCEPT$  mesuré en Italie (ordonnées) versus  $AVC\_INTERCEPT$  mesuré à Saclay (abscisses). Le graphe de la droite d'équation  $y=x$  est tracé pour guider le regard.

le zéro de l'intégrateur indépendamment de toute charge injectée et de tout passage de seuil. Cette méthode est décrite en détail au chapitre 8. La première charge non nulle reste largement au dessus du photo-électron.

Les tests pratiqués à Saclay et sur les différents sites d'intégration italiens utilisent les mêmes valeurs pour les paramètres *slow control*  $AD1\_B2B$  et  $AD1\_B2L$ , c'est à dire un réglage identique des ADC. La réponse de l'intégrateur à une charge nulle (ici  $AVC\_INTERCEPT$ , l'ordonnée à l'origine de la fonction de transfert) devrait donc être identique sur les différents bancs. C'est ce que confirme la figure 5.15 qui révèle une forte corrélation distribuée le long de la droite d'équation  $y = x$ . Cependant, il semble qu'on puisse distinguer deux populations, de part et d'autre de cette droite. Cet effet demeure non compris.

Le critère de linéarité intégrale INL, défini pour les tests de Saclay, représente la déviation par rapport à l'ajustement réalisé pour chaque charge injectée  $Q_i$  :

$$INL_i = \langle AVC \rangle_i - (AVC\_SLOPE \times Q_i + AVC\_INTERCEPT)$$

- $AVC\_INL\_MAX$  est la valeur la plus grande des INL trouvés.
- $AVC\_INL\_RMS$  est l'écart quadratique moyen de la distribution des  $INL_i$ .
- $AVC\_NOISE$  représente la valeur moyenne des  $\sigma_i$ .

Ces variables sont toutes utilisées pour discriminer les circuits pathologiques. Les distributions sont montrées figure 5.16.

### 5.3.6 Le convertisseur temps-tension TVC

Les ARS possèdent deux rampes de TVC (rampe 0 et rampe 1) se superposant légèrement en temps pour éviter les problèmes d'effet de bord lors de leur ré-initialisation (cf paragraphe 4.5). Dans le meilleur des cas les valeurs de TVC de 0 et 255 (le TVC

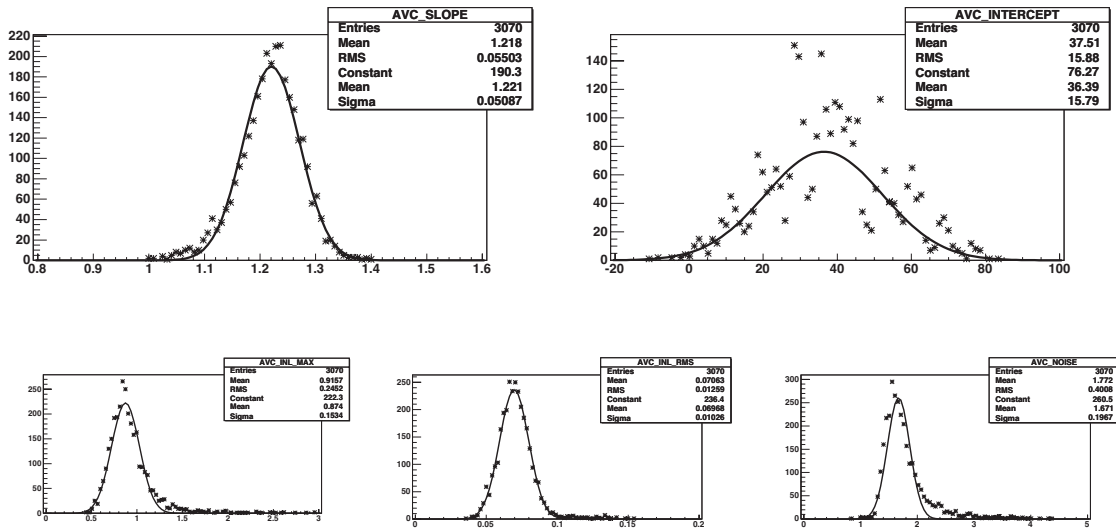


FIG. 5.16: *En haut* : A gauche, distribution des pentes des fonctions de transfert de l'intégrateur. A droite, distribution des ordonnées à l'origine associées. *En bas* : De gauche à droite sont représentées les distributions des paramètres `AVC_INL_MAX`, `AVC_INL_RMS` et `AVC_NOISE`.

est codé sur 8 bits) correspondraient respectivement à 0 et 50ns avec une résolution théorique de (50ns/255 bits). En réalité, nous devons connaître la vraie fonction de transfert en ns/bit et la gamme dynamique de chaque TVC avant d'ajouter la valeur correspondante de TVC à la phase de l'horloge de 20 MHz engendrée à terre.

La valeur de la tension issue du TVC est numérisée par l'ADC 2 (banque 2). La configuration de *slow control* utilisée pour les tests décrits ici est donnée dans la table A.2. Le test consiste en une mesure séquentielle du temps par injection d'une série de signaux espacés de 500 ps sur une durée totale de 100 ns, ce qui permet de couvrir l'intégralité de la gamme des deux rampes ( $2 \times 50$  ns). Le premier signal injecté est synchrone du départ d'une des deux rampes. On obtient donc directement les fonctions de transfert des deux rampes convoluées à la réponse des ADC (voir figure 5.17). Pour chaque délai, 200 signaux sont injectés, et la valeur moyenne mesurée  $TVC_i$  est portée en ordonnées avec pour erreur associée l'écart type  $\sigma_i$  de la mesure. Dans la suite, les deux rampes sont traitées de façon identique.

Seuls les résultats de la rampe 0 sont donnés pour illustration (figure 5.18). Les fonctions de transfert ainsi établies permettent de déduire la valeur des paramètres suivants :

- `TVC_MIN_RAMP_0` défini comme le premier canal rempli de la rampe 0.
- `TVC_MAX_RAMP_0` défini comme le dernier canal rempli de la rampe 0.
- `TVC_SLOPE_RAMP_0` and `TVC_SLOPE_ERR_RAMP_0` sont ensuite obtenus par l'intermédiaire d'un ajustement linéaire  $y = ax + b$  de la fonction de transfert.

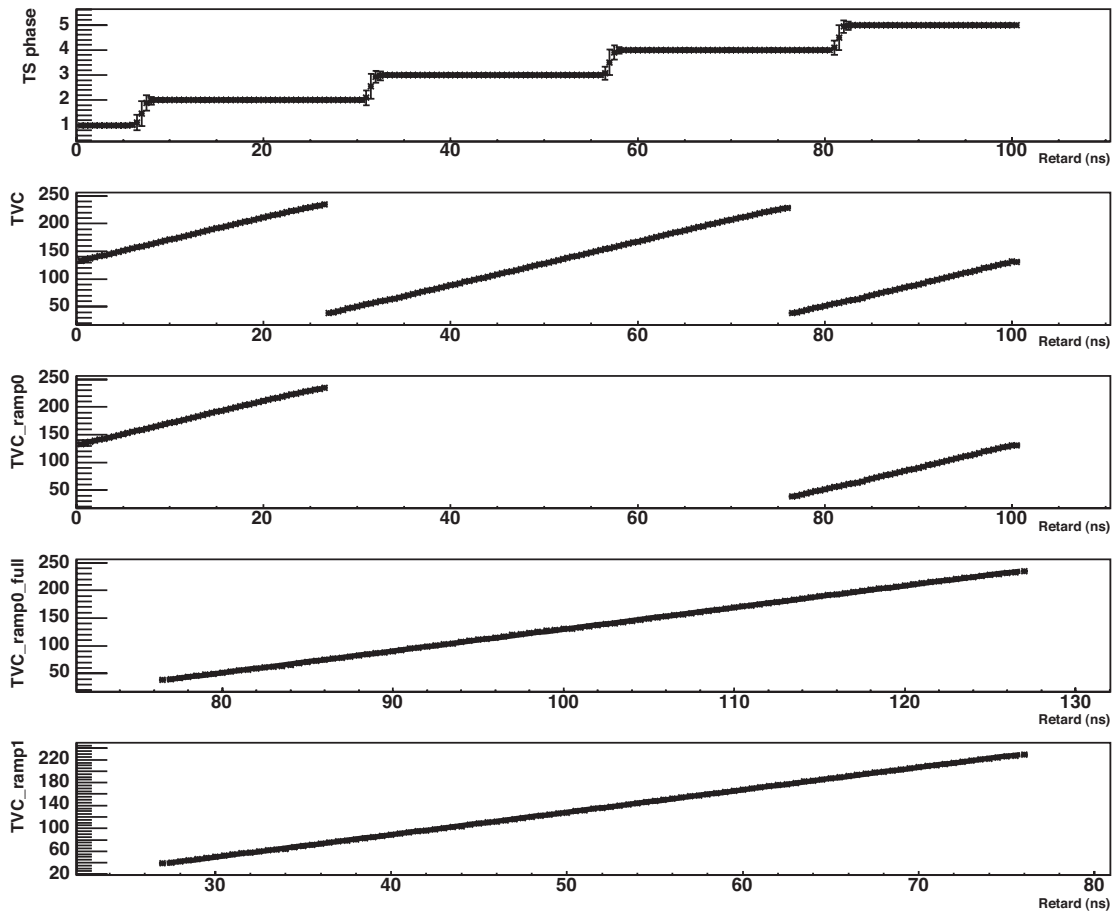


FIG. 5.17: Fonctions de transfert de la voie "temps" des ARS. Le graphe du haut, qui n'est pas utilisé comme critère de sélection dans ces tests, représente la phase de l'horloge (le `TimeStamp` modulo 4) pour chaque série d'événements. La partie plate n'a pas d'erreur (valeur entière), mais les phases des transitions sont mal définies (valeurs moyennes). Le deuxième graphe en partant du haut représente la réponse obtenue pendant le test. Les graphes du dessous représentent la même chose séparément pour les deux rampes avec différents temps de départ.

Les valeurs minimales ( $\sim 35$ ) et maximales ( $\sim 225$ ) des TVC sont très dispersées, ce qui est imputable à la dispersion observée lors des test sur les ADC. La distribution des pentes est elle-même assez large ( $\sigma = 0.23$  bits/ns pour une valeur moyenne de 3.75 bits/ns ). Cependant, il convient de noter qu'avec le réglage utilisé aucune valeur n'est saturée ( $TVC\_MIN = 0$  ou  $TVC\_MIN=255$ ), ce qui indique qu'un réglage individuel n'est pas forcément nécessaire. Remarquons également que le choix d'envoyer des séries de signaux espacées de 500 ps induit une erreur dans la mesure de  $TVC\_MIN$  et  $TVC\_MAX$ . Pour la réduire, il aurait fallu envoyer des séries plus proches en temps.

Les valeurs  $a$  et  $b$  de l'ajustement sont utilisées pour définir, comme dans la voie "charge", le critère de linéarité intégrale INL. A chaque point de mesure, on définit  $INL_i = TVC_i - (a \times i + b)$ .  $TVC\_INL\_MAX\_RAMP\_0$  est la plus grande valeur trouvée (en valeur absolue) pour la rampe 0. On définit ensuite  $TVC\_INL\_RMS\_RAMP\_0$  comme  $\frac{1}{N-1} \sqrt{\sum_i (<INL> - INL_i)^2}$ . On utilise les valeur des  $\sigma_i$  définis plus avant pour calculer, pour chaque rampe, un niveau de bruit  $\sum_i \sigma_i / N$ .  $TVC\_NOISE$  est alors défini comme la moyenne de cette quantité pour les 2 rampes. Cette valeur est convertie en ns par l'intermédiaire de la pente de chacune de rampes. La figure 5.18 indique un niveau de bruit moyen de 440 ps inférieur, conformément au cahier des charges, à 500 ps.

A l'instar des tests pratiqués pour établir la fonction de transfert de l'intégrateur, qui dépendent également de la réponse des ADC, la méthode employée à Saclay (valeurs moyennes de mesures séquentielles) n'a pas permis de révéler la non linéarité différentielle des ADC rapportée au chapitre 6. Il aurait fallu pour cela faire des tests aléatoires. Ceux-ci n'ont été mis en place qu'après l'exploitation des premières données *in situ* de la ligne test MILOM. En sorte qu'une méthode différente de mesure de la gamme des TVC a pu être ajoutée au cours des tests d'intégration pratiqués en Italie.

**Comparaison Saclay/Italie** La méthode de calibration des TVC développée tardivement pour les tests en Italie consiste à reporter les valeurs de TVC d'événements aléatoires dans le temps dans un histogramme (on attend une distribution plate). Cette méthode est également utilisée en chambre noire et *in situ*. Elle fait l'objet d'une description plus détaillée au chapitre 7. Pour chaque histogramme, le taux d'occupation par bin est calculé. Les paramètres  $TVC\_MIN$  ( $TVC\_MAX$ ) sont définis respectivement comme le premier (dernier) bin pour lequel le nombre d'entrées est supérieur (inférieur) à 10% du taux d'occupation moyen.

Des tests séquentiels, comme ceux décrits plus haut, sont également réalisés en Italie. Une vingtaine de runs est enregistrée. Pour chacun d'entre eux, le signal du générateur est déclenché avec un délai fixe par rapport à l'horloge de référence, auquel on ajoute à chaque fois 5 ns. On balaie ainsi une gamme de 100 ns couvrant les deux rampes de TVC, et on ajuste les rampes reconstruites avec une droite. La figure 5.19 montre,

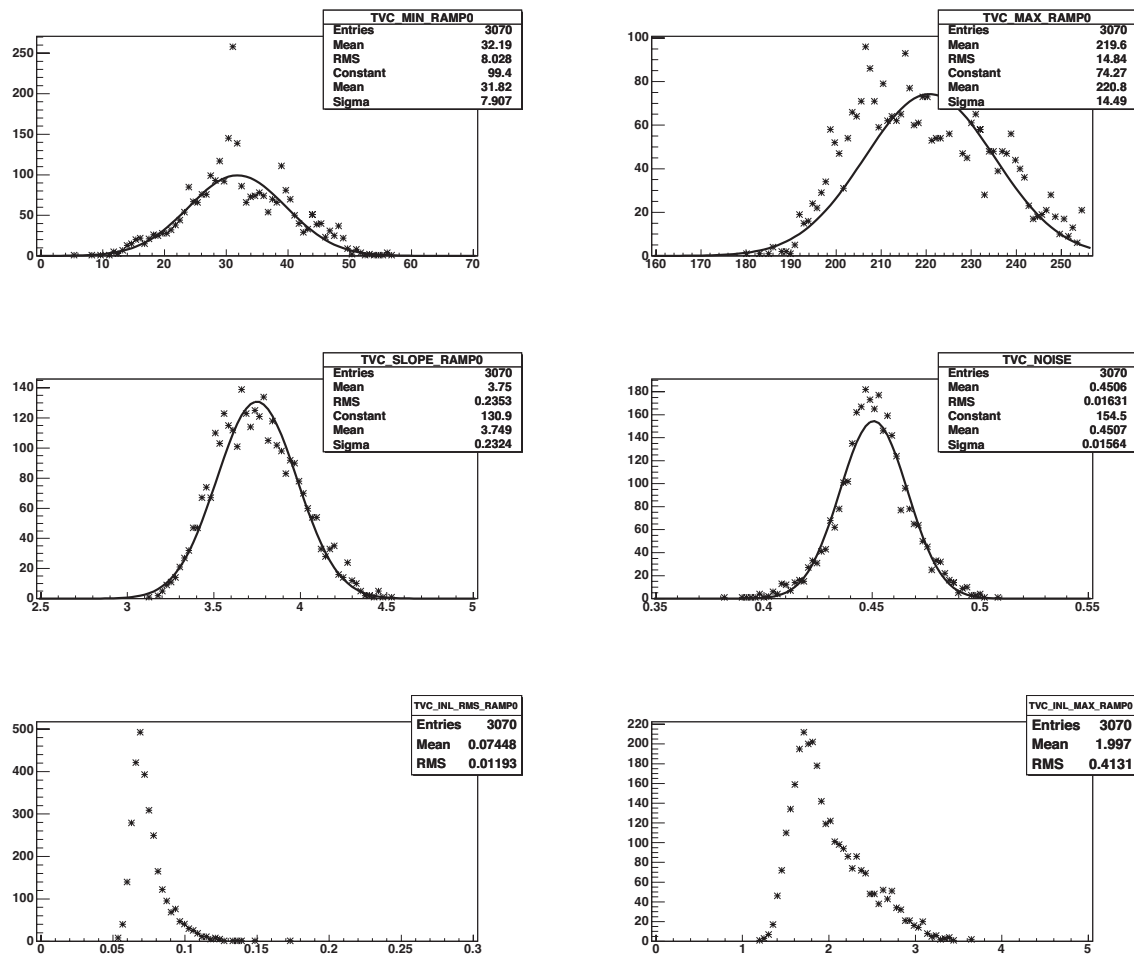


FIG. 5.18: Les deux histogrammes du haut représentent les distributions de  $TVC\_MIN$  et  $TVC\_MAX$ . La dispersion observée est en partie due à la dispersion de la base des ADC. Au centre, les distributions des pentes (en bits/ns) et du bruit (en ns). En bas, les distributions des paramètres  $TVC\_INL\_RMS\_RAMPO$  et  $TVC\_INL\_MAX\_RAMPO$ .



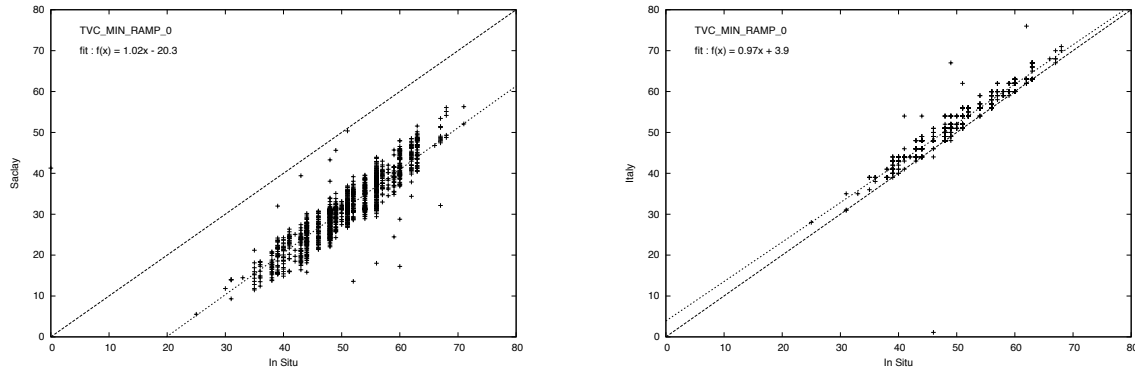


FIG. 5.19: **A gauche**, comparaison des  $TVC\_MIN\_RAMP0$  mesurés à Saclay et *in situ*. On observe bien une corrélation linéaire, avec un décalage systématique d'une vingtaine de canaux essentiellement dû à la différence de configuration *slow control*. **A droite**, comparaison des  $TVC\_MIN\_RAMP0$  mesurés en Italie et *in situ*. La configuration de *slow control* étant la même, le faible décalage systématique est attribuable en partie à la différence de méthode utilisée et à la différence d'environnement.

à titre d'exemple, les corrélations observées entre les mesures faites à Saclay (*slow control* donné en annexe A), en Italie et *in situ* ( $AD2\_B2B=3$  et  $AD2\_B2B=21$ ).

### 5.3.7 Les tests en mode *waveform*

Une fois l'électronique assemblée, la réponse de l'échantillonneur (amplitude *vs* canal) dépend de la valeur de 4 facteurs : le courant continu fourni par la carte mère (équivalent à  $\sim 4.3$  V), le gain de l'échantillonneur, la base et la pente des ADC. L'impulsion du photomultiplicateur est négative et se superpose au niveau positif fourni par l'environnement. Dans cette configuration, un signal comme celui d'un photo-électron équivaut à une amplitude d'environ 45 mV en dessous du niveau continu dans la voie anode (soit 4.3 V - 45mV). Un tel signal correspond à une tension de 70 mV en sortie de l'intégrateur. Ce même signal physique sera donc converti aux deux extrémités de la gamme dynamique des ADC (basse pour l'intégrateur, haute pour la *waveform*), ce qui rend les comparaisons entre les deux voies plus délicates (voir discussion au chapitre B).

Au cours des deux années de tests des circuits ARS à Saclay, la configuration *slow control* utilisée lors des tests paramétriques du mode *waveform* a été adaptée suite à une modification du banc pour maintenir le signal injecté dans la gamme de réponse des ADC. La configuration notée "SC1" dans la table A.2 est valable pour les 9 premiers lots d'ARS, la configuration "SC2" s'applique aux autres. Les différences n'ont trait qu'aux réglages de la pente et de la base des ADC concernés par le traitement du signal dans les différentes voies du mode *waveform* :

- "Anode" : ADC1, banque 1. La valeur du LSB (déduite de la formule 5.3) passe

de  $\sim 3.4$  mV (SC1) à  $\sim 5.6$  mV (SC2).

- "Dynode 1" (anode/5) : ADC1, banque 0. Même valeur de LSB  $\sim 7.9$  mV.
- "Dynode 2" (dynode 12) : ADC2, banque 0. La valeur du LSB passe de  $\sim 3.5$  mV (SC1) à  $\sim 5.6$  mV (SC2).

Dans ce paragraphe, nous décrivons deux tests. L'un est destiné à connaître le niveau zéro (piédestal ou ligne de base) de l'échantillonneur, c'est à dire sa réponse à un signal nul. L'autre a pour but de connaître le gain, dans les 3 voies, de l'échantillonneur.

### Niveau zéro de l'échantillonneur.

Le même type d'analyse est appliqué pour l'anode, la dynode 1 et la dynode 2. Les signaux triangulaires, qui déclenchent le traitement de l'événement sont translatés via le paramètre *slow control Delay\_wav* en fin d'échantillon. La ligne de base n'est extraite que sur les  $N = 80$  (sur 128) premières cellules de l'échantillonneur. Une centaine d'événements sont injectés. Pour chaque cellule  $i$ , la valeur moyenne  $y_i$  et l'écart quadratique moyen  $\sigma_i$  sont calculés (figure 5.20).

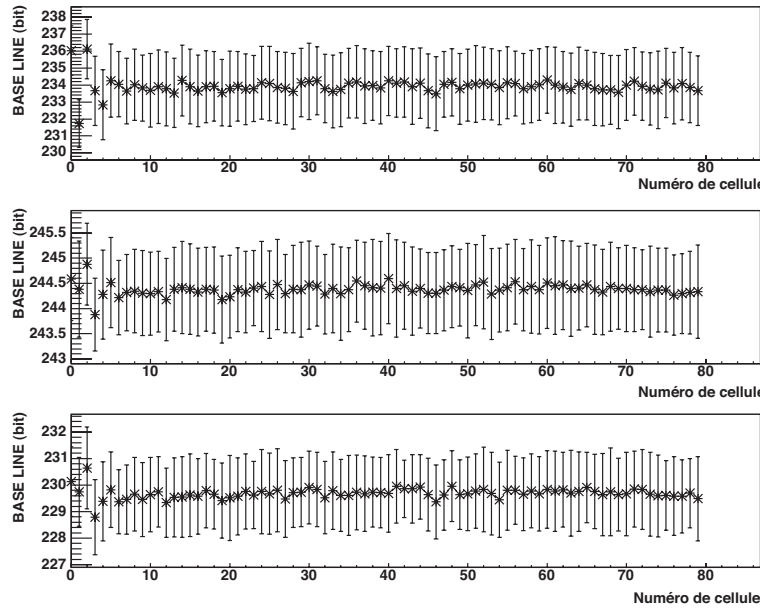


FIG. 5.20: *Ligne de base moyenne (en canal ADC) dans les trois voies de l'échantillonneur. On observe quelques fluctuations systématiques dans les premières cellules.*

La valeur moyenne sur les 80 cellules est définie comme  $WFA\_BASE\_LINE\_LEFT = \langle y \rangle = \frac{1}{N} \sum y_i$ . Le bruit enregistré, défini comme la moyenne des écarts observés sur les 100 mesures de chaque cellule ( $WFA\_BASE\_LINE\_LEFT\_NOISE = \frac{1}{N} \sum \sigma_i$ ) est également mesuré et conservé. Un troisième paramètre noté FPN pour "Fix Patern Noise" et défini comme  $WFA\_BASE\_LINE\_LEFT\_RMS = \frac{1}{N-1} \sqrt{\sum_i (\langle y \rangle - y_i)^2}$  est calculé. Il repré-

sente l'écart-type de la distribution des  $y$  prise sur l'ensemble des cellules. Les distributions de ces paramètres sont rassemblées figure 5.21. Dans tous les cas, le bruit moyen pour chaque cellule est dominant sur la valeur de FPN. Après conversion dans les bonnes unités (relation 5.6), on trouve un bruit proche 5 mV RMS conforme au cahier des charges.

Il est à noter qu'aucune information relative à une cellule particulière n'est regardée dans ce test. A chaque événement, la première cellule est a priori différente. Pourtant l'adresse de chaque cellule de l'échantillonneur est connue. On aurait donc pu faire ces tests en choisissant la (même) première cellule remplie pour chacun des événements. Cela aurait peut-être permis de déceler un effet systématique (une pente) le long de la ligne de piédestal. Dans le test tel qu'il a été conçu, un tel effet est délavé par le calcul des valeurs moyennes sur plusieurs cellules. Le but du test était plutôt d'écarter les circuits révélant un échantillonneur non fonctionnel (bruyant ou avec des condensateurs manquants, etc).

### Gain de l'échantillonneur

Le but du test est de connaître, dans les 3 voies utilisées, la fonction de transfert du gain de l'échantillonneur couplée à la réponse des ADC (dans la configuration *slow control* utilisée pour les tests). Le test permet de vérifier la linéarité de la fonction de transfert. Pour ce faire, des signaux rectangulaires, d'amplitude variable, sont injectés dans le circuit et enregistrés en mode *waveform*. La gamme d'amplitude des signaux injectés varie entre 100 et 800 mV par pas de 100 mV. Une centaine de signaux de même amplitude sont injectés. L'amplitude moyenne et l'écart quadratique moyen (RMS) sont calculés pour chaque amplitude injectée. L'amplitude moyenne des signaux de *waveform*, obtenus après soustraction de la ligne de base (piédestal) est reportée en ordonnée des graphes de la figure 5.22. Seules les réponses dans les voies anode et dynode 2 sont représentées dans cet exemple.

De l'ajustement linéaire  $y = a \times x + b$ , sont extraits les paramètres

- WFA\_SLOPE et WFA\_INTERCEPT, respectivement la pente et l'ordonnée à l'origine de la fonction de transfert dans la voie anode
- WFD2\_SLOPE and WFD2\_INTERCEPT respectivement la pente et l'ordonnée à l'origine de la fonction de transfert pour la voie dynode 2.

Les ordonnées à l'origine n'ont cependant pas de sens particulier ici, puisque la ligne de base a été soustraite pour calculer les amplitudes. Néanmoins, le paramètre est utilisé pour écarter les ARS atypiques. Les distributions de ces paramètres sont présentées figure 5.23 pour la configuration de *slow control* "SC1".

L'amplitude du signal injecté est multipliée par chaque échantillonneur par un facteur  $G$  selon :

$$V_{ADC}(mV) = G \times V_{input}(mV) \quad (5.5)$$

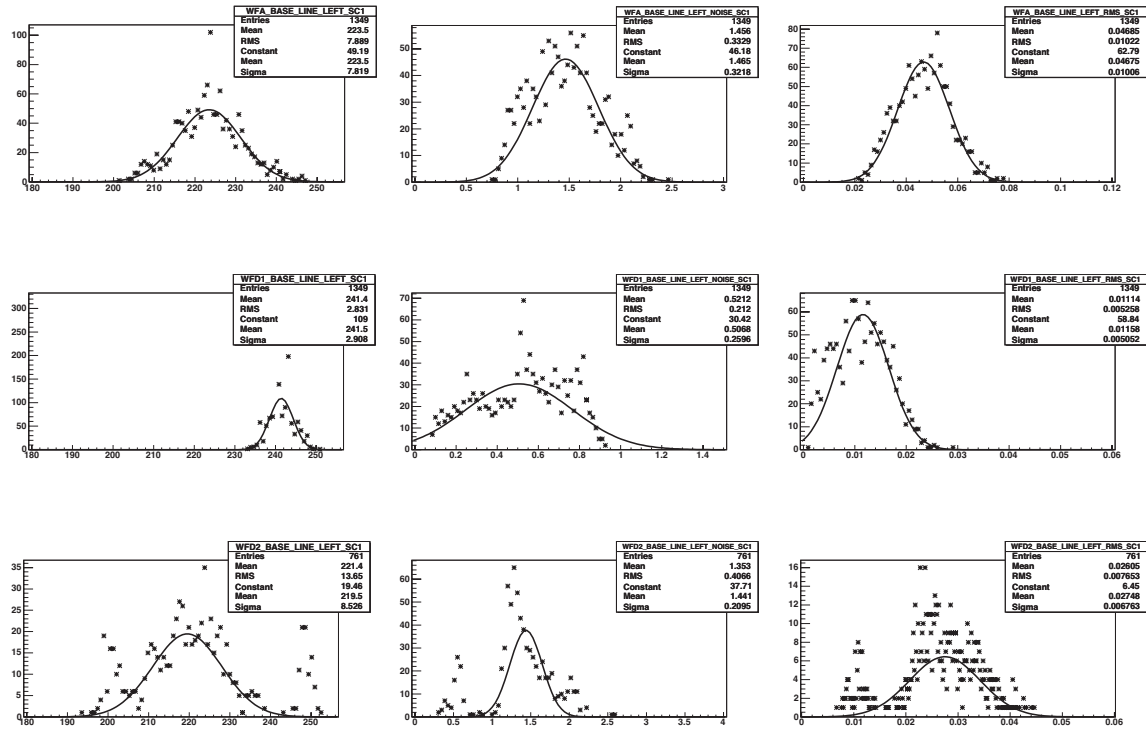


FIG. 5.21: Distributions des paramètres *BASE\_LINE\_LEFT*, *BASE\_LINE\_LEFT\_NOISE* et *BASE\_LINE\_LEFT\_RMS* dans les voies anode (WFA), dynode 1 (WFD1) et dynode 2 (WFD2).

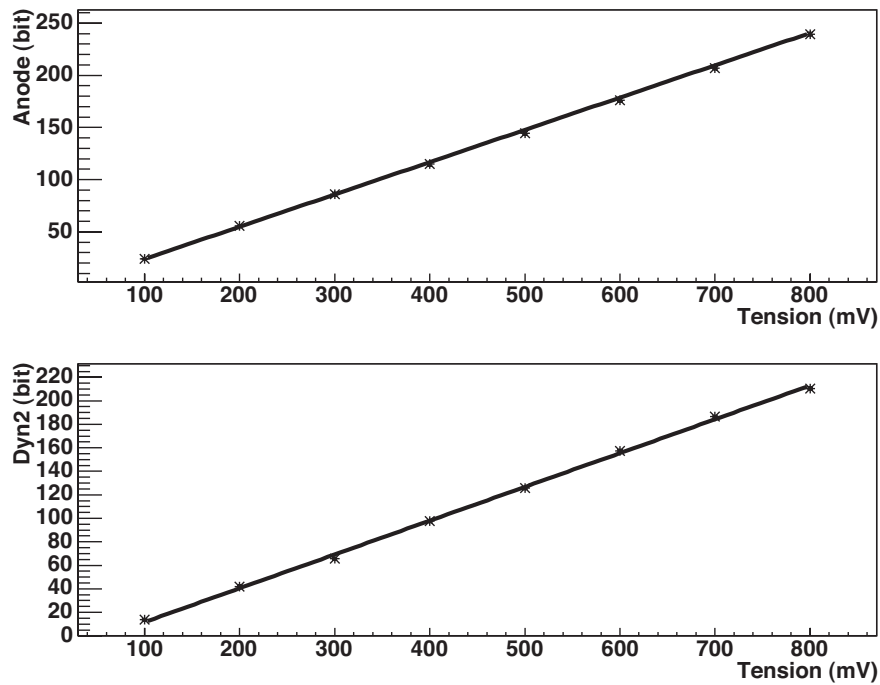


FIG. 5.22: Fonction de transfert de l'échantillonneur :  $N = f(V_e)$

La réponse de l'ADC, traduite par la relation 5.1, implique :

$$V_{input}(mV) = \frac{Base}{G} - \frac{LSB}{G}(255 - bin) \quad (5.6)$$

où  $\frac{LSB}{G}$  est la pente de la fonction de transfert de l'échantillonneur. En considérant  $V_{input}$  comme constant, le rapport  $\frac{slope}{LSB}$  doit donc rester invariant, quelle que soit la valeur du paramètre  $ADx\_ByL$  ( $x=1,2$ ;  $y=0,1,2$ ) utilisé pour la configuration du circuit.

- Dans la voie anode, une différence de 10 % sur la rapport  $\frac{slope}{LSB}$  entre les *slow control* "SC1" et "SC2" a été trouvée, acceptable au regard des erreurs systématiques dues au banc.
- Pour la voie dynode 1, la pente s'est révélée constante (à 2% près) pendant toute la durée des tests, ce qui était attendu puisque le LSB était le même.
- Dans la voie dynode 2, la différence des rapports observés dépasse 50%. Ceci n'a pas pu être compris *a posteriori*. L'explication la plus probable est une erreur de configuration, soit la valeur *slow control* n'est pas celle que l'on a sauvegardée, soit c'est bien cette valeur qui a été mise à l'entrée du DAC, mais ce n'est pas cette valeur que l'ADC a lue.

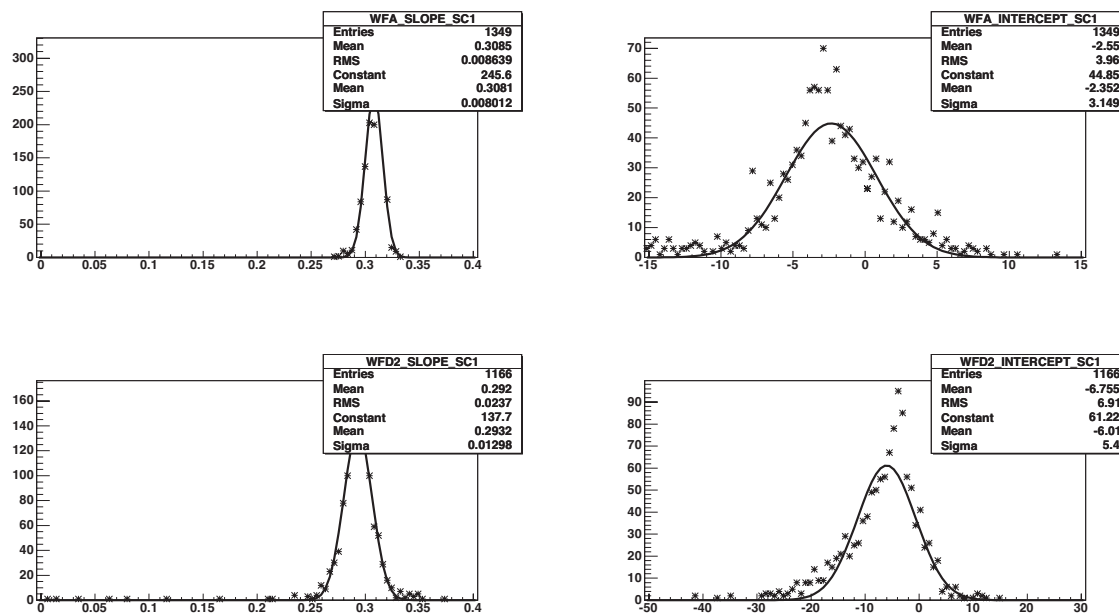


FIG. 5.23: *En haut* : Distribution des pentes (gauche) et ordonnées à l'origine (droite) des fonctions de transfert obtenues avec le réglage *slow control* "SC1" dans la voie anode. *En bas* : Idem dans la voie dynode 2.

## 5.4 Conclusion

L'ensemble des résultats des tests pratiqués à Saclay, à Strasbourg, en Italie, mais aussi sur les sites d'intégration, ont été sauvegardés dans la base de données ANTARES. Ils ont permis de définir une configuration de *slow control* unique pour tous les ARS qui satisfasse aux exigences fixées pour l'exploitation des données. Cette configuration n'est pas en principe appelée à être modifiée *in situ*, du moins pour la partie concernant la mesure des temps, sauf observation d'une dérive de l'électronique.

Dans la voie charge, un certain nombre d'ajustements ont été entrepris afin d'homogénéiser la réponse du détecteur (cf chapitre 8). Ces ajustements n'auraient pas été envisageables sans les tests décrits ci-dessus.

Enfin, la connaissance des constantes d'étalonnages de chaque paramètre des ARS permet, si nécessaire, une simulation individualisée de chacun des canaux de détection du télescope.

Reste que malgré tous les tests entrepris, un certain nombre de défauts, plus ou moins gênants, persistent. Ils sont présentés au chapitre suivant.

# Chapitre 6

## Limitations de l'électronique

Malgré l'ensemble des tests qui ont précédé la production de masse et ceux, décrits au chapitre 5, permettant de caractériser les circuits **ARS**, un certain nombre d'effets plus ou moins gênants demeurent. Certains ont été observés dès le début des tests présérie, leur conséquence ayant été jugée dans le contexte d'alors peu préoccupante. D'autres sont apparus plus tardivement pendant les tests de caractérisation ou lors de l'analyse des premières données *in situ*. Ces effets, qui limitent en général les qualités métrologiques du circuit, sont décrits dans ce chapitre. Les conséquences sont présentées et leur impact sur l'expérience évalué. Leur origine est en général mal connue. Dans les cas où cela est permis, des tentatives d'explication et/ou de correction sont apportées.

### 6.1 Bit Flip du TimeStamp.

On rappelle que le **TimeStamp** est engendré par une horloge de 20 MHz et utilise un compteur de 24 bits. Le bit de poids faible équivalant à une demi-période d'horloge, le **ts** peut donc couvrir un intervalle de temps allant de 0 à 419.4304 ms. Le phénomène de *bit flip* correspond à une transition inopinée d'un ou plusieurs de ces bits. Le phénomène n'est pas compris, mais certaines règles empiriques ont pu être établies [199] :

1. Le taux de bit flip dépend des **ARS**.
2. Les transitions se font principalement dans le sens  $0 \rightarrow 1$  (transition paire  $\rightarrow$  impaire) : processus dominant par 2 ordres de grandeur.
3. Les bits affectés par ce changement sont ceux de rang impair (les changements apportés sont alors  $+2^1, +2^3, +2^5, \dots$ ), mais la transition n'a lieu au rang  $n$  que si le bit de rang  $n + 1$  est 1.
4. La probabilité de transition augmente si le bit de rang  $n - 1$  vaut 1.
5. Plus le taux de données est élevé pour un **ARS**, plus la probabilité de *bit flip* augmente.

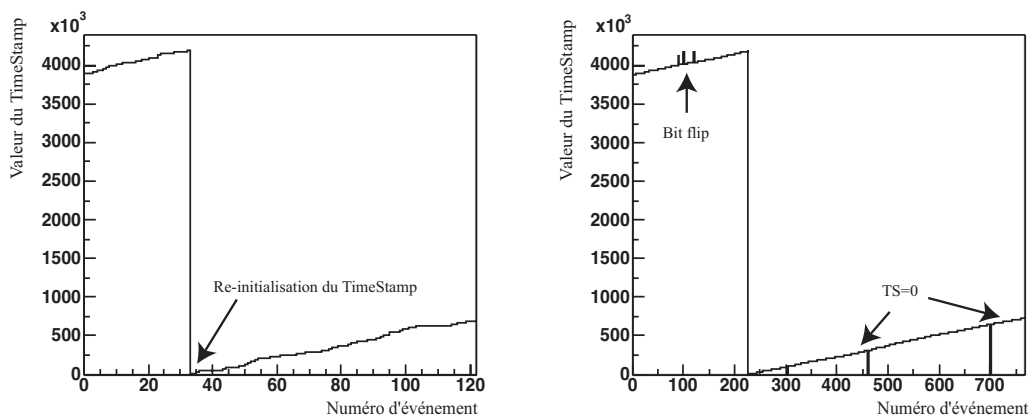


FIG. 6.1: Séquences de valeurs de TimeStamp d'événements consécutifs. Une séquence parfaite (à gauche) est strictement croissante entre deux ré-initialisations du TimeStamp. A droite, on distingue des discontinuités dans la progression du TimeStamp, imputables au bit flip. Pour certains événements, la valeur du TimeStamp est restée nulle.

- Par ailleurs, pour un ARS donné, la probabilité de *bit flip* dépend fortement de la fréquence de lecture. Pour cette raison, il a été choisi de fixer la fréquence de lecture à 25 MHz (au lieu des 16 MHz initialement prévus) afin de maintenir la fraction de *bit flip* à une valeur raisonnable ( $\sim 10^{-4}$ ). Ce choix a cependant entraîné d'autres conséquences exposées au paragraphe 6.4.

Les règles édictées ci-dessus ont été obtenues en laboratoire, en utilisant un générateur capable de déclencher les ARS à fréquence fixe. Si ces règles s'avèrent justes, elles impliquent en particulier que la transition accidentelle ne peut se produire pour les bits 22 et 23 (ce dernier bit n'ayant pas de bit adjacent). Ceci a été vérifié *in situ* en analysant des données brutes non filtrées enregistrées à la suite d'une alerte GRB. Comme il est expliqué au paragraphe 2.2.4, les ARS envoient séquentiellement les événements qu'ils traitent au FPGA qui les regroupe en "frame" (ou "Time Slice") d'une durée déterminée de 104.8576 ms (un quart exactement de la période du TimeStamp). Ceci a deux conséquences importantes :

- A l'intérieur d'une "Time Slice" la séquence des événements est ordonnée chronologiquement (voir figure 6.1).
- La durée d'une Time Slice étant équivalente à  $2^{22}$  incrémentations du compteur, les deux bits de poids les plus forts (i.e. 22 et 23) du TimeStamp ne peuvent changer que d'une "Time Slice" à l'autre. On a ainsi pu vérifier qu'à l'intérieur d'une "Time Slice" les bits 22 et 23 ne changeaient pas. En outre, on s'attend à observer une ré-initialisation du compteur de TimeStamp toutes les 4 "Time Slices".

On peut donc repérer (et rejeter) les événements présentant un *bit flip* en recherchant 2 événements consécutifs (avec TimeStamp non nul) dans une séquence



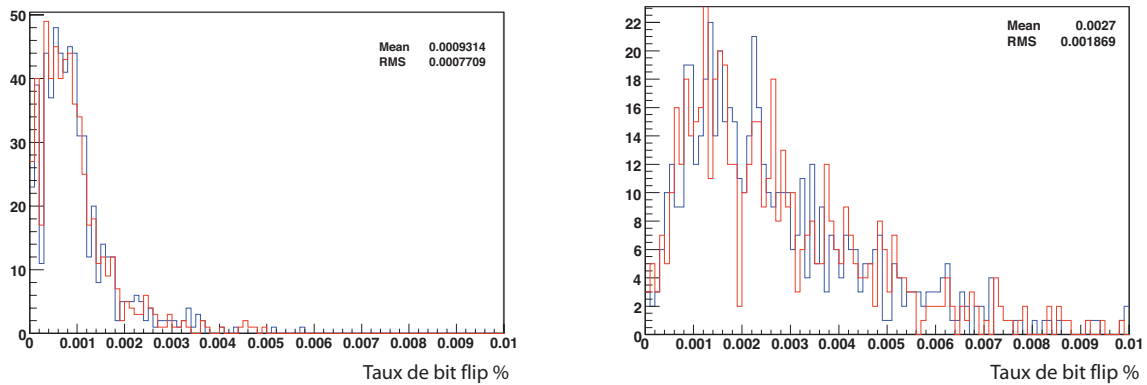


FIG. 6.2: *Distribution des taux de Bit Flip (%) obtenus avec les 10 premières lignes du détecteur pour les runs de données in situ 32769 (56 kHz, 200 Time Slices, à gauche) et 32986 (75 kHz, 200 Time Slices, à droite). Bleu= ARS pair, Rouge = impar.*

temporelle mais dont les valeurs de temps ne sont pas croissantes. C'est cette méthode, appliquée en ligne par les algorithmes de filtrage, qui écartent les événements incriminés sans tenter de corriger le temps. L'analyse de données non filtrées [200] révèle un taux de *bit flip* de l'ordre de  $10^{-5}$  (voir figure 6.2). La distribution s'élargit cependant lorsque le taux de comptage moyen augmente.

Par cette méthode, la *bit flip* n'est observé que s'il affecte un bit de poids suffisamment grand pour que le TimeStamp soit supérieur à celui de l'événement suivant. En particulier, une transition accidentelle du bit 1 (i.e. +2), ce qui représente un écart de temps de 50 ns, ne peut pas être repérée car cet écart est toujours inférieur à l'intervalle de temps entre 2 événements vus par le même ARS. Ce type d'événements est filtré plus tard par les algorithmes de causalité qui recherchent des groupes de coups compatibles avec le passage d'une particule dans le détecteur (cf § 2.2.4). On peut en revanche, en cas de taux de comptage élevé, repérer une transition du bit 3. La méthode est de plus en plus efficace pour les bits 5, 7... Les transitions des bits les plus forts 17, 19, 21 sont immanquables puisqu'ils induisent des sauts temporels plus grands que la séparation moyenne entre deux coups consécutifs.

Il est intéressant de noter qu'on peut repérer, dans certains cas, une transition du bit de rang impair en observant une incompatibilité entre la valeur de TVC et la phase du TimeStamp. La figure ci-contre en est un exemple. Il s'agit de la distribution de TVC obtenue pour des événements présentant un TimeStamp dont le reste de la division par 4 est nul. Conformément aux explications données au paragraphe 4.5 (voir en particulier la figure 4.13 et le tableau 4.1), la première partie de la distribution (TVC < 50) contient des événements ayant trait à la rampe 0, tandis que la dernière par-

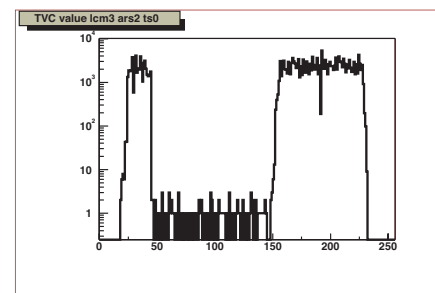


FIG. 6.3: *Exemple de distribution de TVC obtenue pour des événements ayant un  $TS\%4 = 0$ .*

tie ( $TVC > 150$ ) contient des événements enregistrés avec la rampe 1. Les quelques entrées au centre ne devraient pas apparaître et sont le signe d'un TS corrompu. Il s'agit soit d'une flagrante violation de la règle 2 soit d'un autre type de corruption du TimeStamp, comme celui présenté au paragraphe suivant ( $TS=0$ ), mais pour lequel la valeur du TS se révèle aléatoire. En tout état de cause, l'occurrence de ce type de corruption reste faible ( $< \sim 10^{-4}$ ) et son influence est heureusement marginale.

## 6.2 Compteur TimeStamp = 0

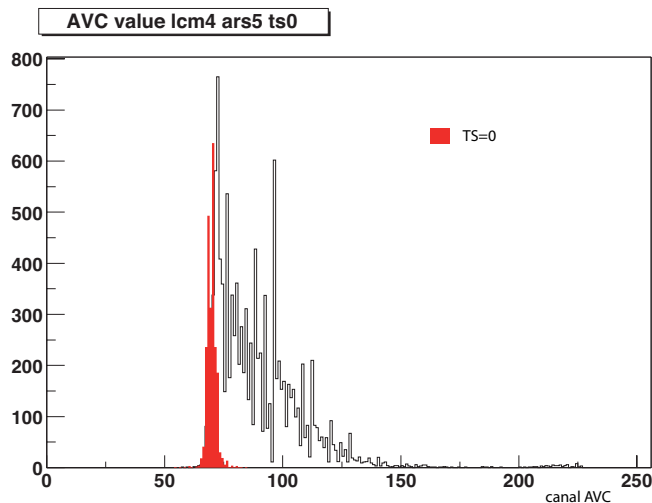


FIG. 6.4: Exemple de distribution des canaux AVC pour les événements ayant un TimeStamp nul ( $TS=0$ , en rouge) et les autres. Il apparaît clairement que les événements de  $TS=0$  sont ceux de plus basse charge, proches du seuil.

L'analyse de données "bruit de fond" de type SPE a révélé l'existence d'événements dont le TimeStamp est resté nul ( $TS=0$ ). La proportion de ces événements est variable en fonction de la valeur du seuil de déclenchement  $Trig0\_th$ . La figure 6.4 montre que les événements  $TS=0$  sont ceux d'amplitude proche du seuil. La distribution montre en effet les valeurs d'AVC pour des événements normaux et pour des événements à  $TS=0$ , lors d'un même run et pour un même ARS. Selon toute vraisemblance ces événements résultent d'un traitement partiel par l'ARS. Comme il est expliqué au paragraphe 4.3, le comparateur  $Trig0\_th$  engendre un signal  $TOT$  dont la largeur est proportionnelle à la durée du passage du signal d'anode au dessus du seuil. Ce signal  $TOT$ , avant sa remise en forme, commande par différents chemins, le blocage du TimeStamp, l'intégrateur, la rampe de TVC et de discriminateur PSD (bloc de gestion interne, figures 4.6 et 6.5). On suppose que lorsque le signal  $TOT$  est trop court, le blocage du TimeStamp n'est pas assuré, celui-ci reste nul (sa valeur par défaut) mais les autres fonctions sont correctement assurées (distributions AVC et TVC usuelles).

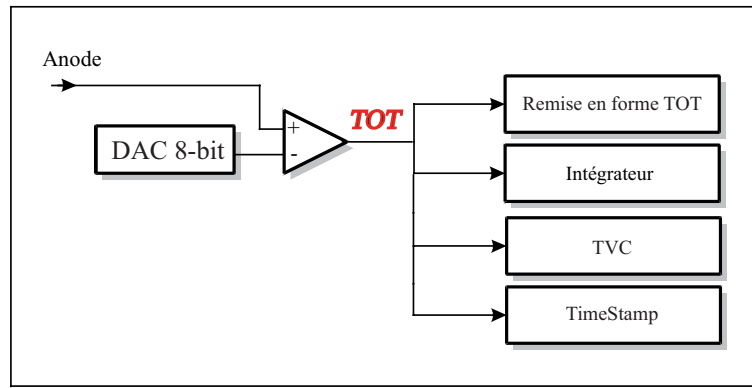


FIG. 6.5: Le schéma illustre les différents chemins empruntés par le signal *TOT*. Dans certains cas le signal ne serait pas assez large pour entraîner le blocage du *TimeStamp*.

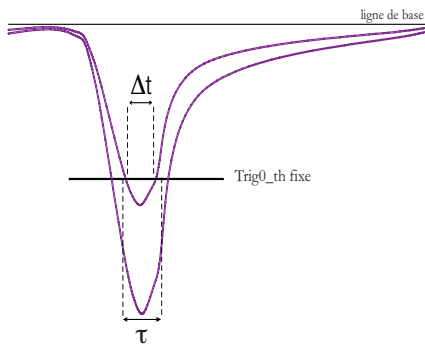


FIG. 6.6: Illustration d'une impulsion proche du seuil engendrant un  $TS=0$ .

Cet effet se produit en particulier lorsque l'amplitude du signal est juste au-dessus du seuil (figure 6.6), c'est à dire lorsque la durée au-dessus du seuil  $\Delta t$  est inférieure à une certaine valeur  $\tau$ . Le phénomène est accentué par la présence de bruit électronique qui se caractérise par des pics très courts. Le *TimeStamp* de l'événement engendré est corrompu, mais la charge et le temps sont correctement enregistrés. On s'attend donc à ce que, pour un même ARS, la largeur de la distribution en charge des événements de  $TS=0$  augmente avec  $Trig0\_th$  (voir chapitre 9). On peut tirer avantage de cet effet, non désiré, pour obtenir une valeur effective du seuil en unité d'AVC. Cette technique est

exposée en détail au chapitre 9.

Reste que les événements ayant un  $TS=0$  ne sont pas exploitables pour les études de physique. Ils sont rejetés en ligne par les algorithmes de filtrage à terre. Il convient donc en pratique de régler le seuil de traitement du signal des ARS à une valeur effective suffisamment basse ( $1/3$  pe) pour pouvoir éventuellement ré-appliquer une sélection plus stricte ( $1/2$  pe) *offline* sans perdre de données. La difficulté principale de tels réglages tient à ce qu'ils nécessitent une bonne connaissance des fonctions de transfert effectives individuelles des seuils  $Trig0\_th$ , fonctions de transfert qui reposent en pratique sur un bon étalonnage en charge. Or la précision de l'étalonnage en charge est affectée par plusieurs effets indésirables exposés ci-après.

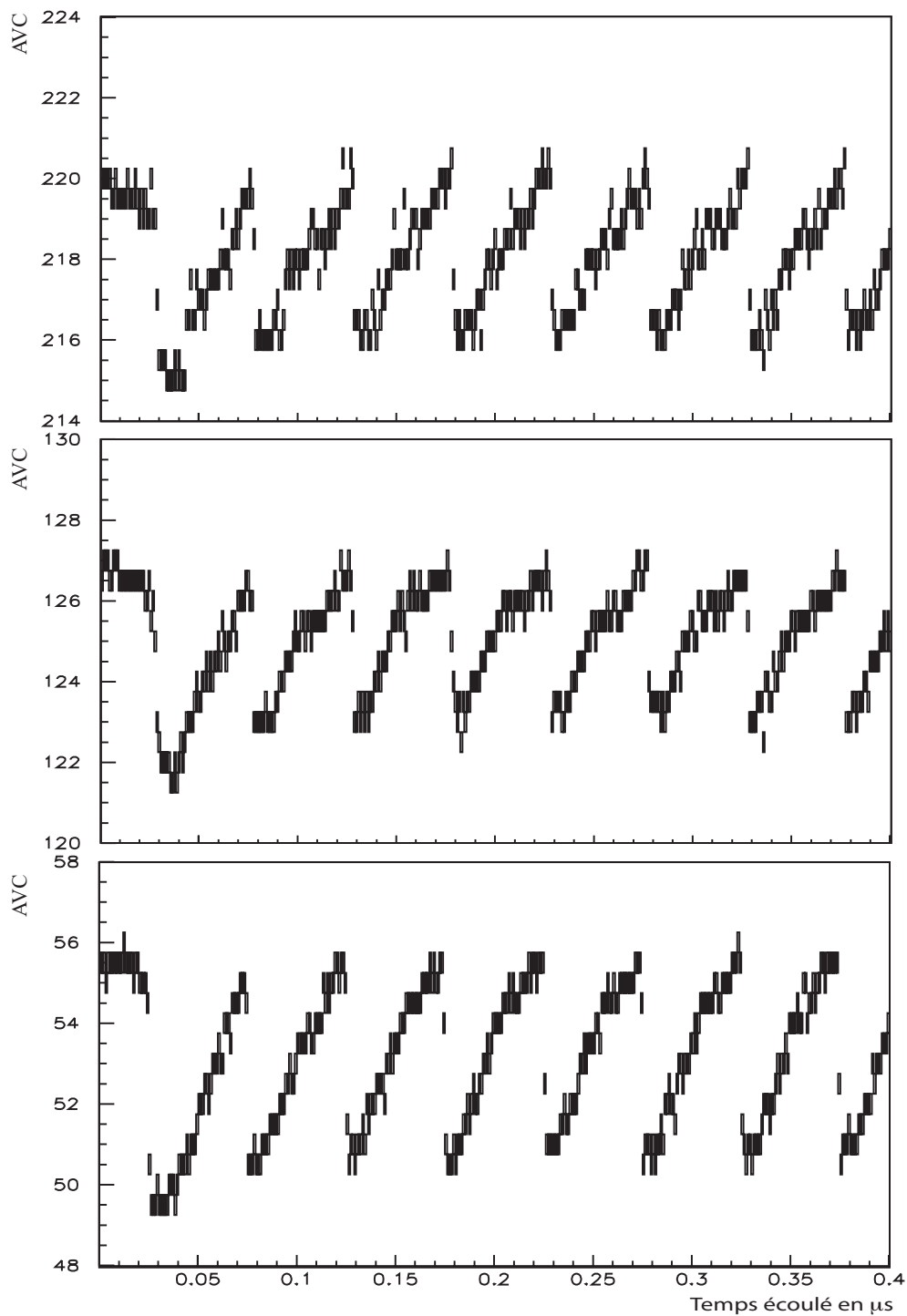


FIG. 6.7: Les 3 graphes représentent les 3 charges injectées au moyen d'un générateur en fonction temps. Les variations de la charge injectée, pourtant constante, sont périodiques, avec la même période que les rampes de TVC. Quelle que soit l'amplitude de l'impulsion injectée, les amplitudes des variations sont sensiblement identiques.

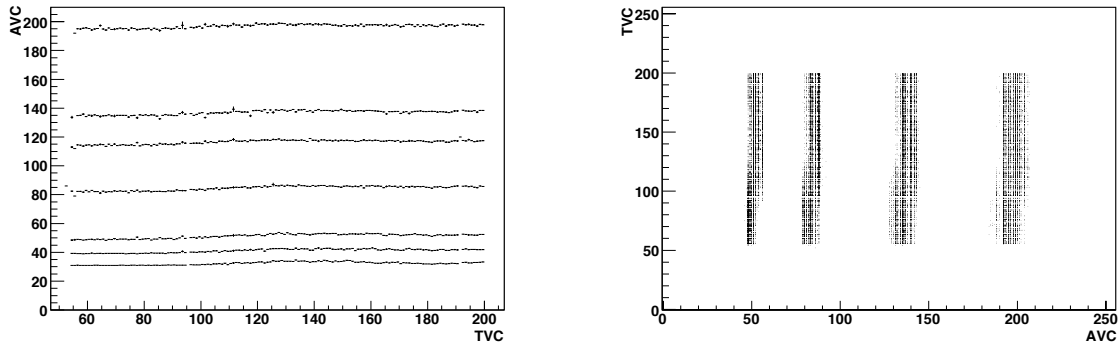


FIG. 6.8: Les graphes représentent la charge intégrée (AVC) en fonction du TVC (à gauche, graphe profilé) et inversement (à droite) pour différentes amplitudes d'impulsions. On observe une légère corrélation entre les 2 voies qui semble indépendante de l'amplitude du signal injecté. Les bandes strictement verticales qu'on distingue sur le graphe de droite sont dues à la non linéarité différentielle des ADC, abordée au paragraphe 6.4

### 6.3 Diaphonie Temps - Charge

Les tests décrits au chapitre 5 ont permis de vérifier l'adéquation au cahier des charges des différentes fonctionnalités des ARS, de façon séquentielle et indépendante. Ils n'ont pas permis de révéler l'existence d'une corrélation entre les valeurs de la charge (AVC) et les valeurs du temps (TVC). Il apparaît pourtant, comme l'indique la figure 6.7, que la réponse de l'intégrateur à un signal donné est dépendante du temps d'arrivée relatif de ce signal. En injectant, en laboratoire à Saclay, des impulsions retardées par rapport à un *start* synchrone de l'horloge, on peut en effet observer une périodicité dans la voie charge (AVC) de l'ARS. La période observée étant de 50 ns, elle indique une corrélation entre la voie AVC et l'horloge ou la rampe des TVC. La linéarité observée favorise la seconde hypothèse. Les différentes courbes de la figure 6.7 montrent, en outre, que l'amplitude de cet effet est la même quelle que soit l'amplitude du signal injecté. Cette affirmation a été confirmée à plusieurs reprises. Elle est également vérifiable à travers l'étude des graphes de la figure 6.8. Ces graphes ont été réalisés en utilisant les données présentées en annexe B. Toutes ces études mettent donc en lumière un effet de diaphonie (*cross-talk*)  $AVC \leftrightarrow TVC$ . L'influence de la valeur du TVC sur l'AVC est de 4 à 5 canaux d'AVC d'après la figure 6.7 et dégrade significativement la précision de mesure à petite charge ( $\sim 1$  pe). Elle varie d'un ARS à l'autre, mais peut dans certains cas atteindre  $\sim 1/3$  pe et doit donc être corrigée. Des graphes individuels AVC versus TVC sont réalisés *in situ* pour établir une correction (linéaire) ARS par ARS. Les détails de cette correction sont donnés au chapitre 8.

Si l'influence de la valeur du TVC sur celle de l'AVC ( $TVC \rightarrow AVC$ )

est aisément appréciable, l'influence inverse ( $AVC \rightarrow TVC$ ) est du deuxième ordre et apparaît par conséquent plus difficile à quantifier.

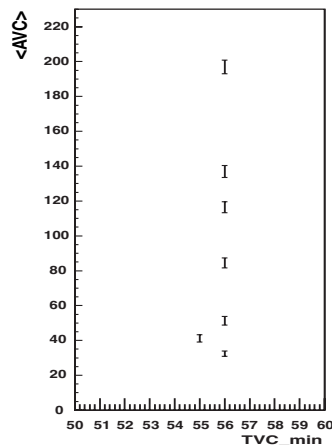


FIG. 6.9: *Stabilité des TVC\_MIN en fonction de la charge.*

Les différentes densités de population observées sur le graphe de droite de la figure 6.8 suggèrent tout de même un léger effet : on observe une moindre proportion de points en bas de gamme de TVC aux plus faibles amplitudes. Les données présentées dans ce graphe (détails dans l'annexe B) ont été utilisées pour extraire le paramètre de calibration TVC\_MIN défini au paragraphe 5.3.6 (tests pratiqués en Italie). Les valeurs obtenues sont représentées en fonction de la charge moyenne injectée sur la figure 6.9. La proximité des résultats obtenus confirme qu'il s'agit bien d'un effet du deuxième ordre qu'on ne cherchera pas à corriger. On retiendra donc qu'il existe un effet de diaphonie ( $TVC \rightarrow AVC$ ) qui diminue la précision de mesure de la charge, mais n'affecte pas la précision de mesure du temps ( $\lesssim ns$ ).

Cet effet de diaphonie prend certainement sa source à l'intérieur du pipeline analogique-numérique de l'ARS.

Comme il est exposé au paragraphe 4.7, le pipeline comprend 16 cellules-mémoires. Chaque cellule-mémoire est constituée, entre autres, de deux valeurs analogiques (AVC et TVC) et un signal 24-bit digital d'horloge (TS). Les tensions qui donneront les TVC et AVC sont temporairement stockées dans des mémoires capacitives avant d'être numérisées par les ADC. C'est la proximité des deux mémoires analogiques (figure 4.18) qui induit très probablement un couplage capacitif entre les voies temps et charge dont résulte le phénomène de diaphonie.

## 6.4 Non linéarité différentielle des ADC

La linéarité intégrale des ADC a été étudiée, de façon indépendante, sur la voie TVC (paragraphe 5.3.6) et sur la voie AVC (annexe B). Les performances des ARS dans ce domaine sont largement suffisantes pour assurer une mesure correcte à la fois du temps et de la charge : la non linéarité intégrale est de l'ordre de  $\sim 1\%$ <sup>1</sup>. Mais les ADC souffrent d'une non-linéarité différentielle (DNL) beaucoup plus importante qui se traduit par des écarts locaux dans le remplissage des bins des spectres différentiels pouvant atteindre plusieurs centaines de % en fonction de la gamme dynamique choisie. Dans la voie temps par exemple, au lieu d'une distribution de TVC plate (attendue

<sup>1</sup>En adoptant la définition suivante pour évaluer la non linéarité intégrale :

$$\frac{TVC\_INL\_MAX\_RAMPi}{TVC\_MAX\_RAMPi - TVC\_MIN\_RAMPi}$$

où  $i = 0,1$  désigne la rampe du TVC étudiée

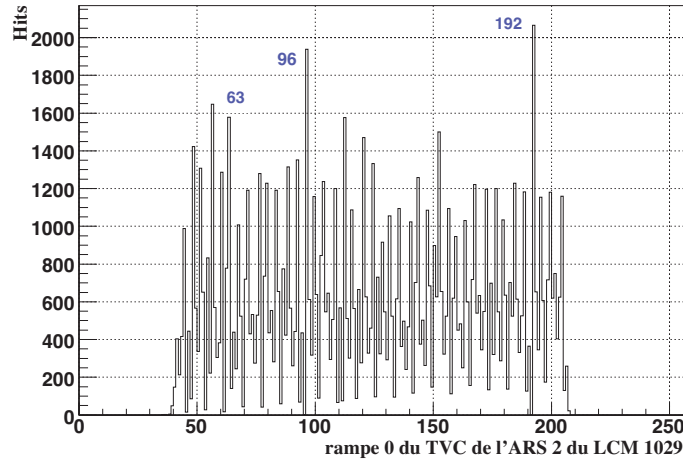


FIG. 6.10: *Effet de non linéarité différentielle : histogramme d'un TVC.*

pour une distribution aléatoire uniforme), on observe une distribution "chevelue" (figure 6.10) : certains canaux sont surremplis tandis que les canaux adjacents sont dépeuplés. En moyenne, ces effets se compensent et n'engendrent pas de non-linéarité intégrale, mais les ADC apparaissent alors comme des ADC 6-bits effectifs (c'était d'ailleurs la spécification initiale) plutôt que des ADC 8-bits.

De tels écarts, qui ont largement été estompés par la méthode de mesure employée sur le banc de test de Saclay (caractérisation avec une rampe fournie par un DAC en entrée de l'ADC et moyenne des mesures), se sont donc révélés lors des premiers tests statistiques. Les ARS n'étant pas destinés, du moins en mode SPE, à la spectroscopie, seule la caractéristique de linéarité intégrale était apparue importante lors des tests pratiqués à Saclay. Cependant, la forte non-linéarité différentielle de l'ADC constitue aujourd'hui un handicap pour réaliser des spectres temporels ou de charge destinés soit à mesurer les performances du système, soit à le calibrer.

Le principe de fonctionnement des ADC est exposé au paragraphe 4.8. La numérisation du signal est faite par approximation successive (dichotomie). L'ADC cherche si la tension à convertir est en-dessous ou au-dessus de la valeur de référence  $V_{\text{ref}} = 128 \times V_{\text{LSB}}$ . S'il est au-dessus, il compare avec  $192 (= 128 + 128/2) \times V_{\text{LSB}}$ , s'il est en dessous il compare avec  $64 \times V_{\text{LSB}}$ , etc. Il peut arriver que le comparateur soit trop lent à atteindre sa valeur de référence (chargement capacitif). S'il est parti à l'étape précédente d'une valeur inférieure (supérieure) à la prochaine valeur de référence, et s'il n'a pas atteint cette valeur au moment  $T_{\text{comp}}$  de la comparaison (voir schéma 6.11), il compare la tension d'entrée à une valeur effective inférieure (supérieure) à la valeur de référence. La hauteur du signal d'entrée peut alors être surestimée (sousestimée). Lors des comparaisons suivantes, il trouvera la valeur du signal d'entrée toujours in-

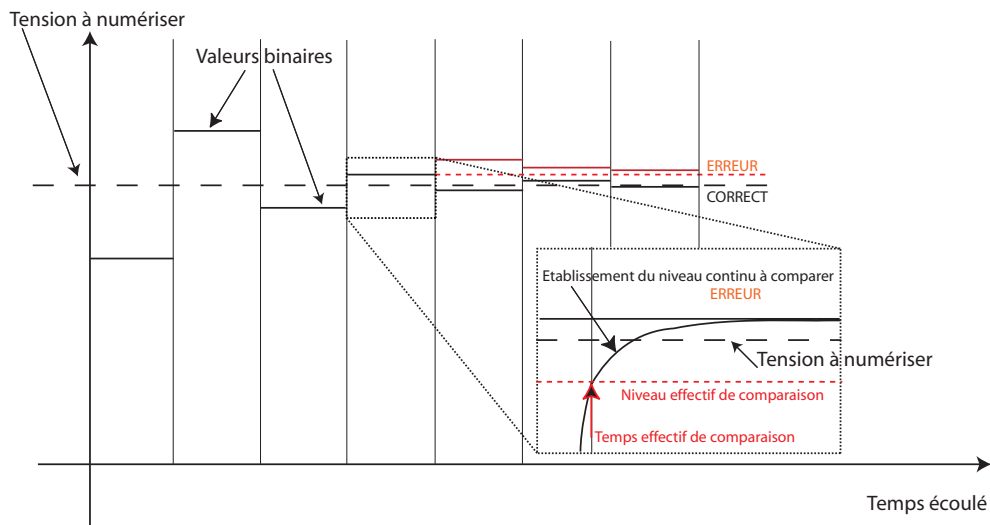


FIG. 6.11: Le schéma représente le cas d'une convergence correcte et d'une convergence incorrecte. Lorsque la fréquence de comparaison bit à bit est trop grande, certains niveaux continus de référence des DAC 8-bits n'ont pas le temps de s'établir et la comparaison est faussée. L'ADC converge alors vers une valeur erronée qui apparaîtra plus souvent peuplée dans un histogramme.

férieure (supérieure) aux valeurs de comparaisons. Autrement dit, si une erreur se produit lors d'une des comparaisons, celle-ci est irréversible et demeure jusqu'à la fin de la comparaison, provoquant la convergence vers une valeur erronée privilégiée (bin surpeuplé) : 63, 96, 128, 192...

Le phénomène de DNL n'est donc sans doute pas dû à des irrégularités des largeurs des échelons de l'ADC. Ce processus de comparaison est synchrone de l'horloge de lecture envoyée par la carte DAQ dont 8 périodes sont nécessaires pour obtenir le résultat final. Plus la fréquence de l'horloge augmente, plus le temps disponible pour établir la comparaison bit à bit est court, et plus le risque d'erreur est élevé (voir figure 6.12). Or la fréquence de l'horloge de lecture, qui n'est pas ajustable *in situ*, a été augmentée de 16 à 25 MHz, avant immersion des lignes, pour diminuer les taux de *bit flip* (paragraphe 6.1)!

Des tests pratiqués avec la ligne MILOM ont en outre montré que l'effet de DNL est aggravé, non seulement par la fréquence de séquençage des ADC, mais aussi lorsque la largeur du bit de poids faible (LSB) est diminuée. C'est ce qu'indiquent les histogrammes de la figure 6.13, où les valeurs de TVC ont été regroupées par quatre<sup>2</sup>. Avec le réglage *slow control* de défaut, i.e. pour un quantum de tension ( $V_{\text{LSB}} \sim 7 \text{ mV}$ ), la DNL est typiquement de 200%. Elle augmente significativement et rend l'ADC inutilisable pour  $V_{\text{LSB}} \lesssim 4 \text{ mV}$ . Le réglage actuel des ARS laisse donc une faible marge de diminution du LSB (donc d'augmentation de la gamme dynamique

<sup>2</sup>le regroupement est obtenu selon l'opération binaire :  $\text{TVC} = (\text{TVC}-1) \& 0\text{xFFFC}$



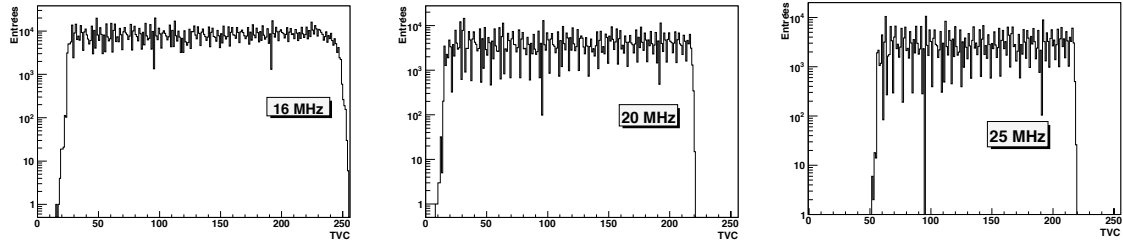


FIG. 6.12: Les histogrammes représentent les distributions de TVC d'événements aléatoires pour trois fréquences de lecture des ARS différentes. Elles illustrent l'augmentation de la DNL avec la fréquence de lecture. Les données *in situ* sont lues à 25 MHz.

effective des ADC). C'était pourtant une voie à envisager pour pallier la diminution du nombre de canaux entre le piédestal et le pic du photo-électron observé *in situ* (voir chapitre 8). La conséquence de ce comportement est que la résolution de l'ADC n'est pas proportionnelle à la valeur du LSB. Et si la DNL dégrade peu la résolution en temps de l'électronique (en regard de celle du PM), elle dégrade significativement la qualité des spectres et affecte en conséquence le calcul de position des centroïdes (piédestal et photo-électron) nécessaires à l'étalonnage en charge. Des tentatives de corrections ont donc été faites, mais restent perfectibles (cf chapitre 8).

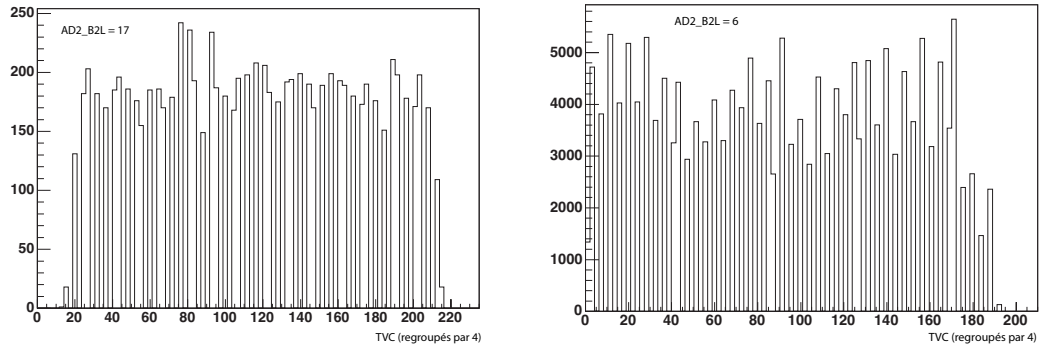


FIG. 6.13: Les histogrammes représentent les distributions de TVC d'événements aléatoires, regroupés par 4 (pour atténuer visuellement les effets de DNL) pour un LSB standard (**gauche**) et un LSB trois fois plus petit (**droite**). La distribution de gauche étant à peu près plate, cela permet de résumer les effets de DNL, en mode standard, à la réduction à 6-bits effectifs des ADC.

## 6.5 Prises de données en mode *waveform*.

Le mode *waveform* permet l'échantillonnage des impulsions de photomultiplicateurs sur une période de 200 ns environ (à 640 MHz de fréquence d'échantillonnage).

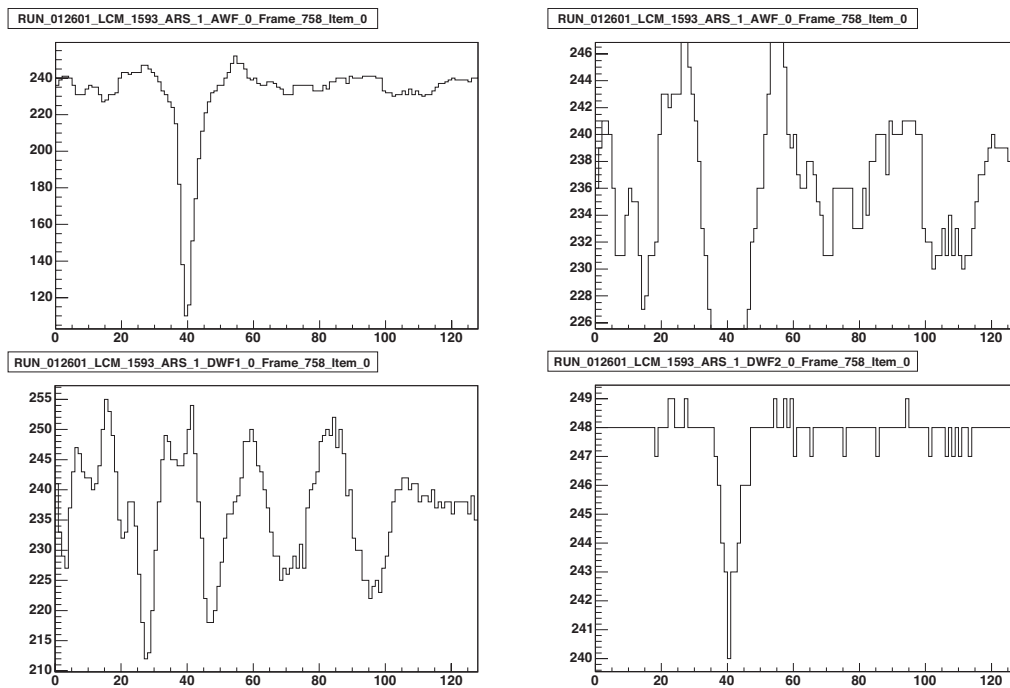


FIG. 6.14: Ces figures représentent le première événement enregistré *in situ* en mode PSD et ayant déclenché le traitement en mode "dynodes". **En haut à gauche**, le signal d'anode possède une amplitude d'environ 130 canaux ADC tandis que la ligne de base fluctue d'environ 15 canaux (zoom **en haut à droite**). **En bas à gauche**, est représenté le signal "Dynode 1", c'est-à-dire l'anode divisée par 5. On remarque que les fluctuations de la ligne de base sont bien les mêmes que dans la voie "anode". **En bas à droite**, le signal "Dynode2", c'est-à-dire la dynode 12, a une amplitude bien plus faible, comme attendu.

Ce mode d'acquisition n'est que marginalement utilisé *in situ*. Il avait été originellement conçu pour faciliter les réglages de la puce en bénéficiant d'un "oscilloscope" *in situ*. Le principe du discriminateur de gabarit (paragraphe 4.3.2) devait également conduire à mélanger les coups de type SPE et les impulsions échantillonnées (dites "complexes") lors d'une acquisition standard. Ce type d'acquisition a été testé *in situ* et semble fonctionner à peu près suivant les spécifications [201]. La figure 6.14 illustre à ce titre le cas d'un ARS ayant traité un signal en mode complexe en ayant même déclenché le mode Dynode. Mais ce mode complexe s'avère trop gourmand en terme de bande passante. D'autre part, il est peu pratique du point de vue de l'acquisition de mélanger des formats de données qui nécessitent des traitements très différents. En outre, les temps morts associés à ces différents formats sont très disparates, ce qui complexifie encore davantage l'analyse des données. Aussi a-t-il été jugé que l'utilisation en mode PSD des ARS présentait pour le moment davantage d'inconvénients que de bénéfices.

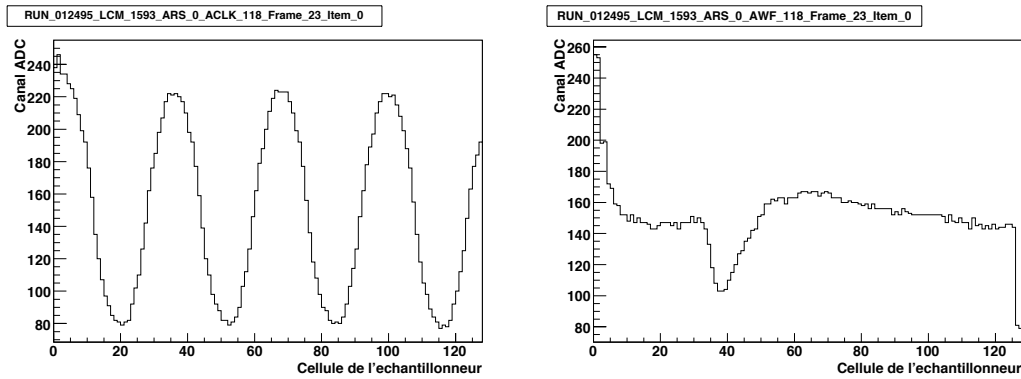


FIG. 6.15: Exemples d'événements échantillonnés *in situ* lors d'une prise de données avec la ligne MILOM. On observe un décrochage de la ligne de base de l'échantillonneur (à droite). Le sommet de l'impulsion échantillonnée reste perceptible, mais l'événement n'est pas exploitable. L'échantillon de l'horloge (à gauche) présente également une dérive, moins prononcée. Il n'y a pas d'explication à ce type d'événement, observés à une fréquence de quelques %.

Des acquisitions en mode *waveform* forcée ont toutefois été régulièrement opérées en chambre noire et *in situ* dans le but de calibrer la voie charge. Divers traitements des signaux échantillonnés ont été mis en œuvre pour l'analyse des ces données (voir par exemple les utilisations faites dans [1, 198] à partir des méthodes décrites dans [202, 203]). Ces études ont révélé quelques nouvelles imperfections comme le décrochement occasionnel de la ligne de base (voir figure 6.15) ou, plus grave, une non-linéarité intégrale de l'échantillonneur à basse amplitude (dans un domaine de charge essentiellement inexploré lors des tests en série présentés au chapitre 5). Plus de détails à ce sujet sont donnés dans l'annexe B.

Même s'il est gênant, cet effet de non-linéarité à basse amplitude pourrait être corrigé. Davantage d'études en mode "oscilloscope" devraient être menées. En particulier, des prises de données régulières en mode *waveform* pourraient s'avérer très utiles pour contrôler l'évolution de l'amplitude moyenne des signaux de photo-électron. Ceci permettrait de surveiller avec davantage de précision qu'en mode SPE le gain des photomultiplicateurs qui, comme indiqué au chapitre 8, manifestent une tendance à diminuer avec le temps. En effet, les inconvénients induits par la DNL des ADC apparaissent amoindris dans les voies échantillonnées, ce qui permet une bien meilleure spectroscopie, comme l'atteste les histogrammes de la figure 6.16. Le potentiel lié à l'utilisation des impulsions échantillonnées pour l'étalonnage du détecteur demeure encore élevé...

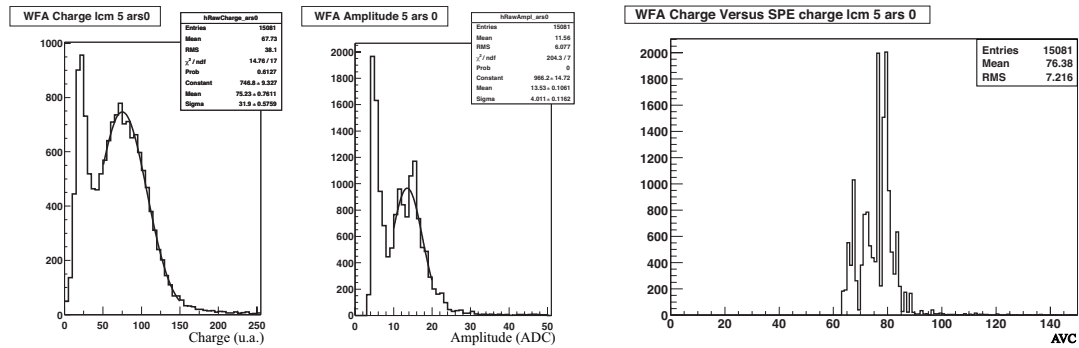


FIG. 6.16: Cet exemple, issu du banc de test d'acquisition de Saclay et pris dans des conditions différentes des conditions standard, illustre la meilleure précision de mesure obtenue en mode waveform (**gauche et centre**) qu'en mode SPE (**droite**). Les 3 histogrammes rassemblent les mêmes événements, traités différemment. A gauche, la distribution représente la charge intégrée des impulsions échantillonnées après soustraction de la ligne de base. C'est naturellement la quantité la moins sensible à la DNL. On y distingue parfaitement un pic et une vallée. Au centre, la distribution représente l'amplitude des impulsions échantillonnées. Chaque valeur des cellules de l'échantillonneur étant numérisée par les ADC, la DNL dégrade déjà la continuité de la distribution. A droite, on distingue la distribution des charges intégrées par l'ARS. La DNL empêche de distinguer clairement le pic du photo-électron. Ces distributions illustrent le potentiel de la voie waveform pour l'étude de spectres en charge.

# Chapitre 7

## Étalonnage des lignes du détecteur

Ce chapitre est consacré au système d'étalonnage mis en place sur les sites d'intégration des lignes. L'accent sera mis sur les étalonnages pratiqués sur le site de Saclay [2], mais les méthodes employées sur le site de Marseille sont similaires [204]. Les mesures qui y sont faites et les éventuels réglages qui en découlent sont les derniers avant immersion. Il s'agit donc en quelque sorte d'une répétition générale pour s'assurer du bon fonctionnement de tous les éléments qui constituent les lignes. C'est sur ces sites de tests que le détecteur se trouve pour la première fois dans sa configuration de câblage finale. On s'attachera donc au calcul des constantes d'étalonnage liées à la mesure du temps, et plus particulièrement aux délais de propagation induits par le câblage et par les divers instruments présents sur chaque ligne. Ces délais seront vérifiés et éventuellement ajustés *in situ* par l'intermédiaire du système de LED qui permet d'illuminer simultanément tout ou partie du détecteur. Un paragraphe de ce chapitre y est consacré. Le reste concerne les méthodes développées pour l'étalonnage de la réponse des photomultiplicateurs couplés à leur électronique de lecture, méthodes éventuellement réutilisées *in situ*, comme celle de l'étalonnage de la rampe de TVC, ou l'étalonnage de l'intégrateur AVC. La voie AVC fait cependant l'objet d'un exposé plus détaillé au chapitre suivant.

### 7.1 Sites d'intégration

L'étalonnage des lignes ANTARES pratiqué sur les sites d'intégration permet de vérifier le fonctionnement de chaque élément du détecteur et d'obtenir une première détermination des paramètres d'étalonnage de l'ARS dans une configuration utilisable *in situ*. Cet étalonnage permet de retranscrire les valeurs numériques de l'AVC, du TVC et du TimeStamp en quantités physiques utiles : charge en nombre de photo-électrons (pe) et temps en ns.

La moitié des lignes du détecteur ANTARES a été intégrée au Centre de Physiques des Particules de Marseille, l'autre moitié au centre de Saclay du CEA (voir figure 7.1).

L'intégration des lignes s'effectue secteur par secteur (5 étages). La différence principale entre les deux sites tient à ce qu'à Marseille, le secteur entier est placé en

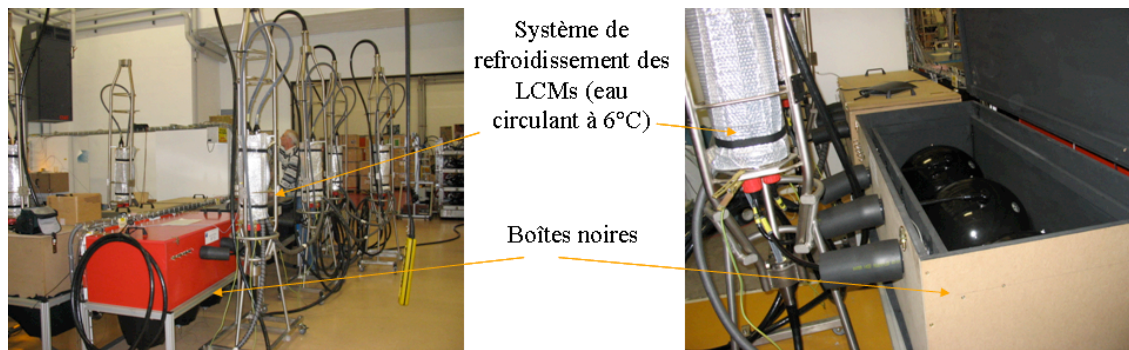


FIG. 7.1: A gauche, hall d'intégration de Saclay. A droite, trois modules optiques dans une boîte noire. Le système de refroidissement des LCM permet d'obtenir une température proche de celle régnant *in situ*.

chambre noire, tandis qu'à Saclay, ce sont les triplets de modules optiques qui sont placés dans des caissons obscurs. Mais la configuration des tests est essentiellement la même (figure 7.2) :

- Les trois modules optiques d'un même étage sont connectés à leur conteneur électronique (LCM) qui est réfrigéré dans le but de maintenir une température stable comparable à celle attendue *in situ*<sup>1</sup>.
- Le chemin optique que parcourt le signal d'horloge le long d'une ligne est représenté figure 7.3. Chaque secteur est directement relié par une fibre au SCM situé au pied de ligne. A l'intérieur d'un secteur, chaque étage possède un diviseur optique qui distribue 25% du signal arrivant vers le LCM de l'étage et les 75% restant vers l'étage suivant, et ainsi de suite : ceci engendre des retards additionnels et explique les "marches" présentes sur le graphe de la figure 7.4.
- Un générateur de 1 kHz impose sa fréquence à un laser, lui-même relié par des fibres optiques de longueur connue aux 15 modules optiques sous test.
- Une seizième fibre relie le laser à un couple étalon {module optique + LCM Ref} qui sert de référence pour contrôler l'impulsion émise par le laser. Le LCM de référence est en pratique déclenché par le signal logique délivré par une photodiode rapide proche du laser.

## 7.2 Etalonnage en temps

Le principe de la mesure du temps par les ARS est expliqué au paragraphe 4.5. La mesure est une combinaison du TimeStamp (TS), c'est à dire du comptage des phases

<sup>1</sup>Les valeurs de TVC varient de façon sensible avec la température. Lors de tests pratiqués à température ambiante ( $\sim 20^\circ\text{C}$ ), la température externe de la puce a été mesurée à  $33^\circ\text{C}$ . D'autres mesures ont montré qu'une augmentation de la température de  $37$  à  $57^\circ\text{C}$  engendrait un décalage de  $\sim 1$  ns dans la rampe de TVC. Le système de refroidissement mis en place impose une température stable, proche de la température mesurée *in situ*.

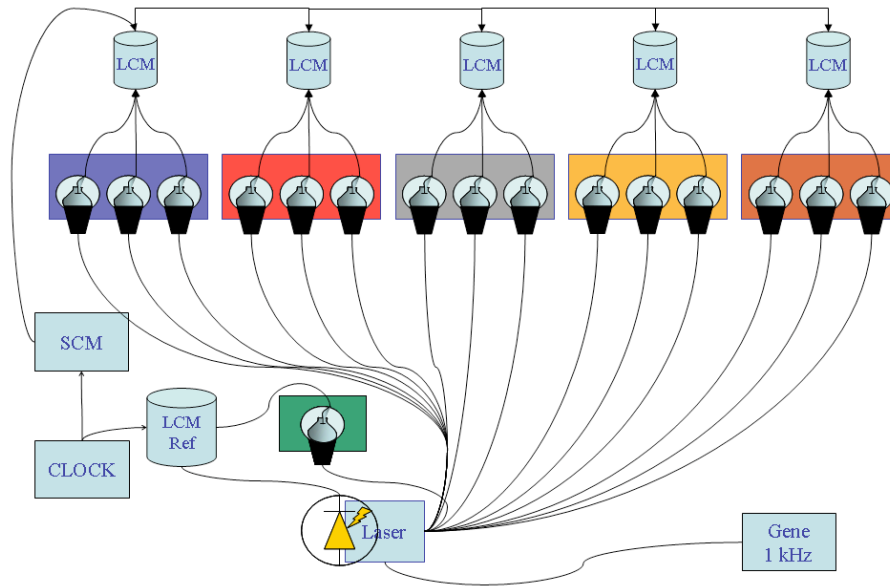


FIG. 7.2: Schéma du montage du banc test de Saclay pour l'étalonnage des secteurs.

de l'horloge distribuée communément à tous les ARS depuis la station de contrôle, et de leurs rampes internes Temps-Tension (TVC). Le temps est donc donné par la relation :

$$T(\text{ns}) = TS + \frac{\text{TVC}(\text{bit}) - T_{\text{off}}(\text{bit})}{T_{\text{slope}}(\text{bit/ns})} - \Delta T_{\text{prop}} \quad (7.1)$$

où le terme  $\Delta T_{\text{prop}}$  est une correction à appliquer pour absorber les retards relatifs cumulés d'un module optique à l'autre. L'étalonnage en temps du détecteur consiste donc d'une part à déterminer ces retards (paragraphe 7.2.1) et à (re-)évaluer, d'autre part, la fonction de transfert ( $T_{\text{off}}$  et  $T_{\text{slope}}$ ) de chaque TVC (section 7.2.2).

### 7.2.1 Retards temporels entre étages.

Les ordres de début et de fin d'acquisition sont distribués à tous les LCM par l'horloge principale du détecteur qui est elle-même synchronisée à la ms près par GPS. Le signal reçu permet ensuite de synchroniser l'acquisition de chaque ARS en réinitialisant le comptage des phases de l'horloge. Mais cet ordre d'acquisition n'est pas synchrone pour chaque LCM (délais de propagation). L'origine des temps diffère donc pour chaque ARS en fonction de :

- la longueur des fibres optiques (retards de l'horloge).

Ces retards sont mesurés par le système d'horloge par aller-retour de la lumière entre le système de déclenchement et chaque étage. Comme on peut le voir à la figure 7.4, ces retards croissent linéairement dans chaque secteur. En revanche on remarque des marches entre les différents secteurs. La distribution de la fibre

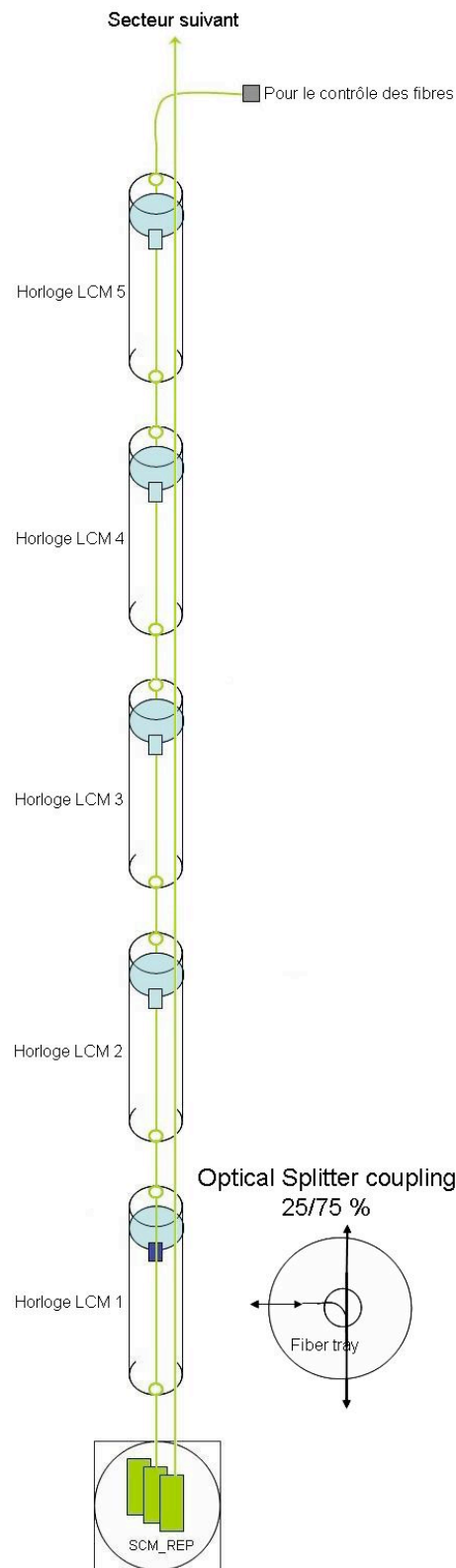


FIG. 7.3: Schéma du câblage optique du signal d'horloge dans un secteur. On distingue deux fibres, l'une passe directement du bas de ligne (SCM\_REP) au secteur suivant, tandis que l'autre passe par tous les diviseurs optiques induisant des retards.



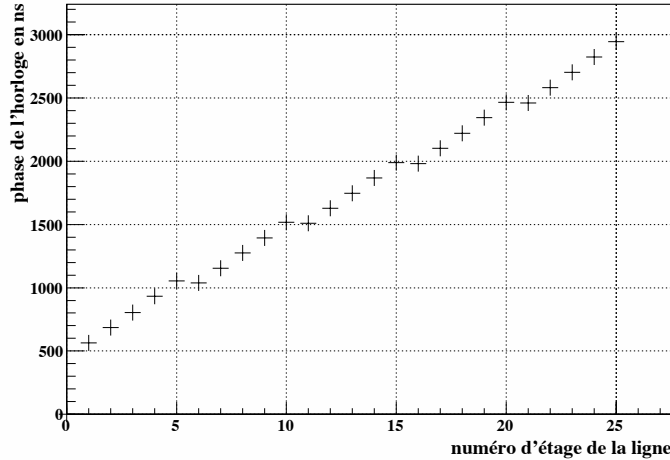


FIG. 7.4: Retards de l'horloge pour la ligne 5 du détecteur ANTARES.

d'horloge dans un secteur passe par les quatre diviseurs optiques du secteur, alors que celle qui monte au secteur suivant traverse directement (schéma 7.3) induisant un moindre retard.

- la réponse de chaque module optique.

On notera  $T_0$  les résidus temporels indiquant la différence de temps entre l'instant réel de mesure et l'instant attendu après correction du retard induit par la longueur des fibres optiques. Ces résidus qui englobent également les différences de temps de transit à l'intérieur des photomultiplicateurs, sont de l'ordre de la nanoseconde. En pratique, on utilise les signaux liés à l'émission du laser en soustrayant l'instant où la photodiode détecte un signal et celui de la réponse du photomultiplicateur, tout en prenant en compte les retards  $R_i$  dus aux fibres optiques. Par convention, les  $T_0$  sont rapportés au premier module optique de la ligne dont le  $T_0$  sera nul. Ainsi :

$$T_{0i} = \langle T_{\text{PMT}_i} - T_{\text{Photodiode}} - R_i \rangle - \langle T_{\text{PMT}_0} - T_{\text{Photodiode}} - R_0 \rangle$$

avec  $T_{\text{PMT}_i}$  le temps du signal détecté par le module optique  $i$ ,  $T_{\text{PMT}_0}$  celui du signal détecté par le premier module optique de la ligne et  $T_{\text{Photodiode}}$  le temps du signal détecté par la photodiode. Pour exemple, les  $T_0$  de la ligne 7 sont représentés figure 7.5. La valeur moyenne des distributions reflète arbitrairement le choix du premier module optique de la ligne comme module optique de référence. C'est la dispersion des mesures qui est significative. Les données utilisées pour calculer les  $T_0$  sont prises avec des hautes intensités pour s'affranchir de l'effet de *walk* (voir chapitre 8). Il est aussi possible, en laboratoire, de calculer les  $T_0$  associés au photomultiplicateurs destinés à lire le signal des balises de LED<sup>2</sup> afin de les prendre en compte dans les mesures *in*

<sup>2</sup>les  $T_0$  de ces photomultiplicateurs sont de l'ordre de 60 ns, ce qui correspond à la différence de temps de transit entre le photomultiplicateur de 10<sup>11</sup> utilisé comme référence et le petit photomulti-

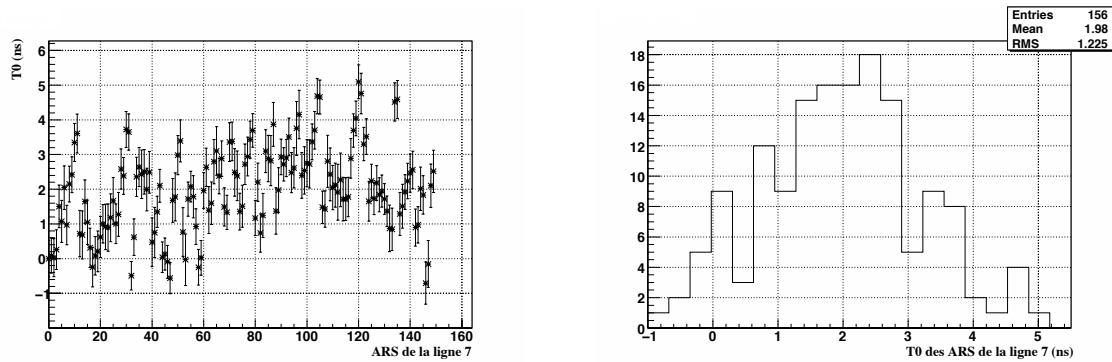


FIG. 7.5: Les distributions représentent les valeurs des  $T_0$  obtenues pour la ligne 7. Il y a 6 ARS par étage (25 étages), auxquels s'ajoutent 6 ARS pour le traitement des photomultiplicateurs associés au système de déclenchement des balises de LED.

situ présentées au paragraphe suivant.

### 7.2.2 TVC

L'étalonnage des TVC consiste simplement à extraire les caractéristiques de la fonction de transfert des rampes linéaires de TVC. Il y a deux rampes qui s'alternent dans chaque ARS. La distinction entre les deux rampes se fait en fonction de la valeur du TimeStamp et de celle du TVC (voir figure 4.13 et table 4.1). La pente et l'ordonnée à l'origine ( $T_{\text{slope}}$  et  $T_{\text{off}}$ ) sont facilement calculables puisque la différence de temps attendue entre le premier bin de TVC (TVC\_MIN) et le dernier (TVC\_MAX) est d'exactly 50 ns (période de l'horloge connue à  $\sim 50$  ps près). En pratique on cherchera donc à évaluer ces deux valeurs extrêmes, et on transformera la formule 7.1 comme suit :

$$T(\text{ns}) = \text{TS} + \frac{\text{TVC} - \text{TVC\_MIN}}{\text{TVC\_MAX} - \text{TVC\_MIN}} \times 50\text{ns} - \Delta T_{\text{prop}} \quad (7.2)$$

### Etalonnage du TVC

Les TVC n'étant pas tous identiques, il est nécessaire de connaître les valeurs de TVC\_MIN et TVC\_MAX de chaque rampe de chaque ARS. Pour un signal de bruit de fond aléatoire, les distributions des TVC devraient être plates (répartition équiprobable). Dès lors on pourrait définir TVC\_MIN (TVC\_MAX) comme le premier (dernier) bin rempli. Mais les effets de DNL mentionnés au paragraphe 6.4 entraînent des incertitudes sur la position de ces bins (figure 7.6). On préférera définir TVC\_MIN (TVC\_MAX) comme le premier (dernier) bin dont la valeur est au dessus de 10% de la valeur moyenne de la population par bin. L'incertitude induite sur la mesure

---

plicateur associé à chaque balise de LED

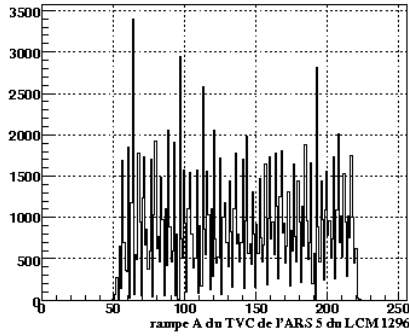


FIG. 7.6: Exemple d'une distribution de TVC obtenue avec du bruit de fond aléatoire. On attend, à la DNL près, une distribution équiprobable.

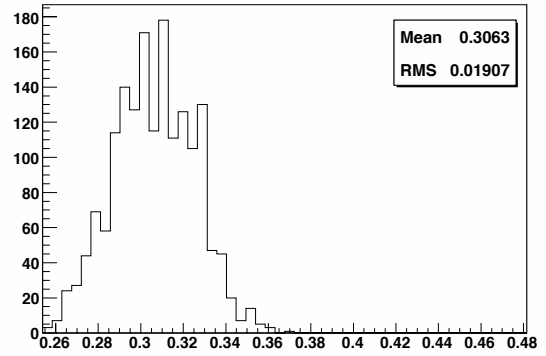


FIG. 7.7: Distribution des pentes de TVC en ns/bit :  $\frac{50}{\text{TVC\_MAX}-\text{TVC\_MIN}}$ .

du temps peut être calculée en dérivant l'équation 7.2. Un erreur de 1 bin sur les positions de TVC\_MIN et TVC\_MAX entraînerait ainsi une erreur de l'ordre de 0.2 ns pour un LSB de  $\sim 0.3$  ns [192].

Les valeurs de TVC\_MIN et TVC\_MAX mesurées à terre pour la ligne 7 et le module optique de référence sont présentés à la figure 7.8. Les critères fixés pour un étalonnage acceptable sont d'observer une valeur de TVC\_MIN comprise entre 10 et 80 et une valeur de TVC\_MAX comprise entre 180 et 240. La gamme entière du TVC couvrant 50 ns, l'intervalle ainsi accepté peut varier de 100 (180-80) à 230 (240-10) canaux, ce qui représente plus d'un facteur deux sur la précision du quantum de temps. En pratique, de tels écarts, ne sont pas observés (figure 7.7). Néanmoins, si les minima et maxima ne sont pas dans les intervalles définis, il est possible d'ajuster cet intervalle en utilisant les paramètres *slow control* de l'ARS (section 5.3.3).

## Stabilité

La stabilité de la gamme des TVC a été étudiée sur une longue période *in situ* pour vérifier qu'il n'y avait pas de dérive de l'électronique. Les données utilisées sont celles de la ligne 1, la première immergée. Ce sont des données de bruit de fond, déclenchée aléatoirement (voir paragraphe 2.2.4). L'étude porte sur une période de 9 mois. Le même algorithme a été appliqué pour chacun des lots de données utilisées et pour une statistique comparable. Deux exemples de mesures, en fonction du temps, sont représentés figure 7.9, qui révèlent une stabilité satisfaisante.

Pour chaque ARS et chaque rampe, on peut calculer l'écart quadratique moyen  $\sigma$  (nécessairement positif) de l'ensemble des mesures de TVC\_MIN et TVC\_MAX durant ces 9 mois. Pour la plupart des rampes,  $\sigma = 0$ . Pour l'ensemble des rampes

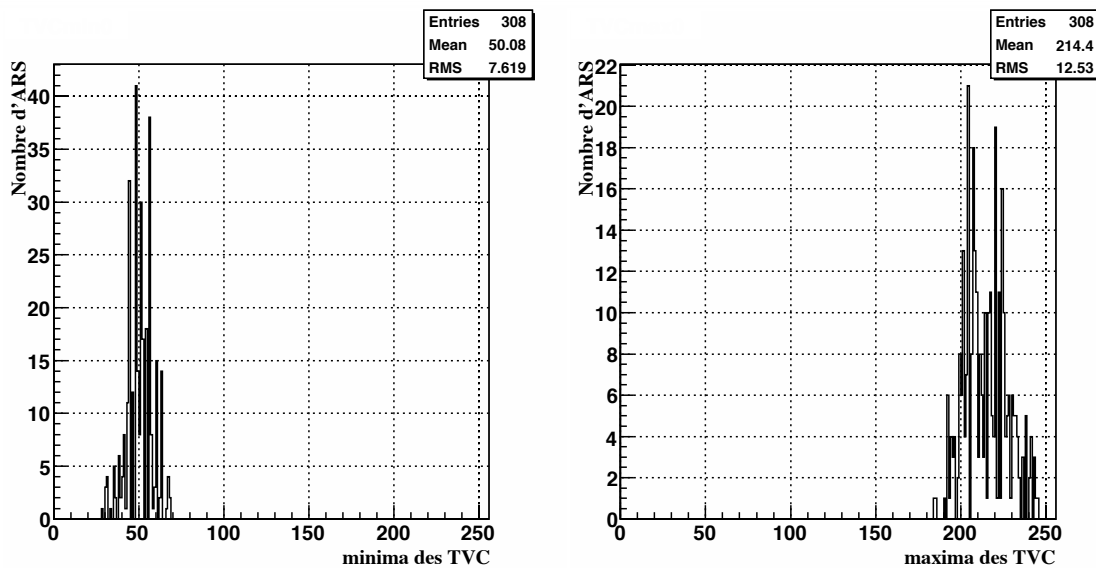


FIG. 7.8: *Distribution des minima et maxima des TVC de la ligne 7 lors de l'étalonnage à terre. Le nombre d'entrée correspond au nombre d'ARS multiplié par 2 car chaque ARS utilise deux rampes de conversion TVC en interne.*

(604 au total pour cette étude), on trouve :

$$\langle \sigma_{\min} \rangle = 0.09^{+0.23(\text{RMS})} ; \langle \sigma_{\max} \rangle = 0.06^{+0.24(\text{RMS})}$$

pour TVC\_MIN et TVC\_MAX respectivement.

### Correction de la DNL

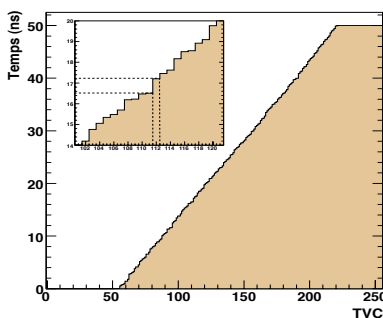


FIG. 7.10: *Distribution cumulative d'une rampe de TVC. La partie agrandie permet d'évaluer l'amplitude des corrections à apporter.*

Les irrégularités observées sur les distributions de TVC peuvent en principe être corrigées de telle sorte qu'on obtienne une distribution plate. Plusieurs méthodes ont été envisagées. L'une consiste à faire varier la largeur effective des bin de TVC plutôt que de faire l'hypothèse d'une réponse parfaitement linéaire sur toute la gamme [181, 192]. A chaque canal de TVC est assignée une durée définie proportionnelle au taux d'occupation du dit canal. La correspondance peut être établie, pour chaque ARS, en faisant la distribution intégrée de chaque rampe entre TVC\_MIN (0 ns) et TVC\_MAX (50 ns), pour une répartition uniforme des événements. Un exemple est représenté figure 7.10. Les corrections ainsi apportées peuvent, pour un

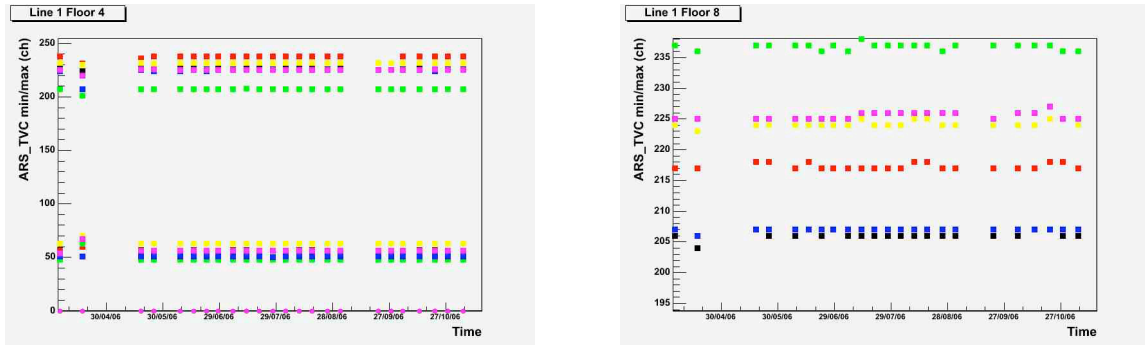


FIG. 7.9: Exemple de stabilité des TVC\_MIN et TVC\_MAX au cours du temps.

bin, aller jusqu'à 1 ns et permettent ainsi d'obtenir des spectres en temps moins chahutés, ce qui facilite les ajustements. Cependant, une étude statistique, fondée sur l'analyse des données prises en flashant les balises optiques (voir paragraphe 7.2.3), montre qu'en moyenne la correction de DNL améliore de 50 ps seulement la résolution temporelle. Aussi, la méthode étant relativement lourde à mettre en oeuvre puisque qu'elle nécessite le stockage, pour chaque rampe de TVC de chaque ARS, de 256 constantes supplémentaires, elle n'est pas systématiquement utilisée. En outre, si la DNL dégrade légèrement la résolution en temps de l'électronique, cette contribution reste négligeable en regard de celle du photomultiplicateur. L'effet est essentiellement cosmétique sur la qualité des spectres. L'impact est plus important dans le voie charge (AVC), comme il est discuté au chapitre suivant.

### 7.2.3 Système de calibration LED et Laser

Les balises de LED présentes sur les étages 2, 9, 15 et 21 de chaque ligne permettent d'envoyer de la lumière bleue de façon isotrope. Le temps d'émission des photons est contrôlé à la nanoseconde près [181] au moyen d'un petit photomultiplicateur. En illuminant les modules supérieurs, on peut vérifier *in situ* la validité des  $T_0$  mesurés en laboratoire en calculant la valeur moyenne des résidus  $\Delta t$  définis par la formule suivante :

$$\Delta t = t_{\text{ARS}} - t_{\text{LED}} - \frac{d(\text{LED}, \text{ARS})}{c_{\text{eau}}} \quad (7.3)$$

où  $t_{\text{ARS}}$  et  $t_{\text{LED}}$  sont respectivement les temps, corrigés des  $T_0$ , de réponse des ARS de l'étage illuminé et du photomultiplicateur associé à la balise de LED. Le terme  $d(\text{LED}, \text{ARS})$  représente la distance entre la balise optique et les étages illuminés, et  $c_{\text{eau}}$  la vitesse de propagation de la lumière dans l'eau. Les distributions obtenues peuvent être plus ou moins asymétriques en fonction de la distance qui sépare les modules optiques des LED. Plus cette distance augmente, plus on observera d'élargissement sur la partie droite des distributions. Ces queues de distribution sont imputables aux retards engendrés par la diffusion de la lumière dans l'eau. Pour s'affranchir de

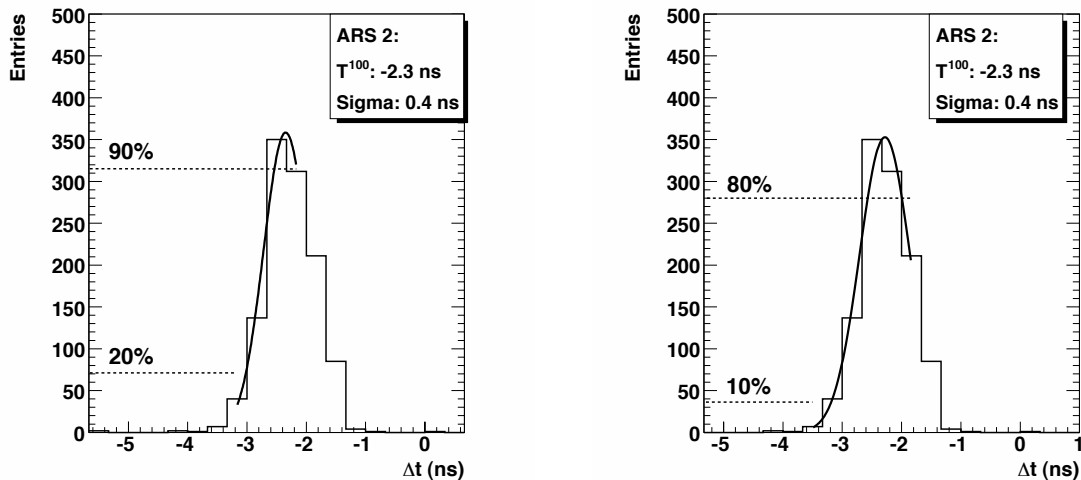


FIG. 7.11: Exemple de distributions de résidus temporels. Les histogrammes, de gauche à droite illustre la procédure d'ajustement en 2 temps, permettant de se concentrer sur les photons directs. La moyenne de la gaussienne, notée  $T^{100}$ , donne la valeur du  $\Delta t$ .

cet effet dans le calcul des  $T_0$ , un ajustement gaussien est pratiqué en considérant la partie gauche seulement des distributions. La procédure, développée dans [181], est illustrée figure 7.11 : un premier ajustement est pratiqué, de part et d'autre du bin le plus peuplé, entre les abscisses correspondant à 20% et 90% du taux d'occupation de ce bin. La valeur centrale obtenue est utilisée pour un nouvel ajustement entre les abscisses correspondant à 10% et 80% de cette valeur.

La valeur moyenne, notée  $T^{100} = \Delta t$ , de la gaussienne représente le décalage temporel mesuré. La distribution des largeurs des gaussiennes, notées "Sigma" ( $\sigma$ ), reflète la résolution temporelle de l'électronique pour tout le détecteur. En effet, ces études étant faites sous illuminations intenses, avec la lumière directe, elles sont exemptes d'effets de *walk* ou de dispersion des temps de transit à l'intérieur du photomultiplicateur. La figure 7.12 révèle une résolution intrinsèque de l'électronique de l'ordre de 0.3 ns conforme au cahier des charges, et confirmée indépendamment par l'étude des coïncidences entre étages présentée au paragraphe 7.2.4

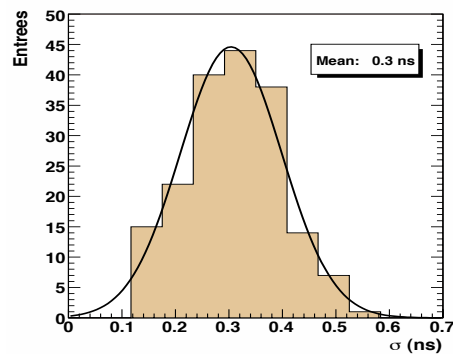


FIG. 7.12: Exemple de distribution des largeurs des gaussiennes obtenues en mesurant la différence de temps entre les flash de LED et la réponse des MO

Un autre système, consistant en un laser de même caractéristique que celui utilisé à l'intégration et fixé sur les pieds des lignes 7 et 8, permet d'illuminer simultanément tous les pieds de ligne du détecteur. Il permet donc de contrôler les dérives possibles des premiers étages des lignes. La méthode exposée dans ce paragraphe permet en effet d'étudier la stabilité des décalages temporels au cours du temps. Les résultats présentés dans [205], qui portent sur des données prises entre avril 2007 et février 2008, attestent d'une stabilité à  $\pm 0.5$  ns (RMS).

### 7.2.4 Coïncidences induites par le $^{40}\text{K}$

Les électrons issus de la désintégration du  $^{40}\text{K}$  ( $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ca} + e^- + \bar{\nu}_e$ ) sont suffisamment énergétiques pour produire de la lumière Tcherenkov avant d'être absorbés. Ces électrons parcourent de faibles distances et la lumière émise ne peut être détectée que localement (sur un étage) induisant un bruit de fond important à hauteur de  $\sim 30$  kHz par module optique. Une fraction de ce type d'événements peut toutefois être détectée en coïncidence par une paire de modules optiques d'un même étage et servir de ce fait de source d'étalonnage temporel [206].

Lors d'une coïncidence, à l'instar des études menées avec les balises de LED, le calcul de la différence de temps des signaux détectés par une paire de modules optiques permet de vérifier de manière indépendante la conformité des étalonnages pratiqués à terre : les coïncidences imputables à la même désintégration d'un noyau de  $^{40}\text{K}$  apparaissent dans la distribution des différences de temps entre les 2 modules optiques, comme une gaussienne superposée à un bruit plat dû aux coïncidences fortuites (figure 7.13). La position du pic de la gaussienne, ainsi que sa largeur, fournissent des indications quant à la précision des mesures en temps (figure 7.14). L'intégrale sous la gaussienne, après soustraction du bruit de fond, indique le taux de coïncidences dues au  $^{40}\text{K}$ . Ce taux de coïncidence est attendu proche de 15 Hz, mais il est variable en fonction du seuil L0 des ARS. A ce titre, l'homogénéité des taux de coïncidence mesurés (figure 7.15) est le reflet direct de l'homogénéité de réglage de ces seuils (chapitre 9). En outre, il est intéressant de contrôler l'évolution de ce taux de coïncidence en fonction du temps. En effet la concentration de  $^{40}\text{K}$  étant constante, toute variation de ce taux implique un changement anormal de l'efficacité du détecteur, auquel il convient, si possible, de remédier (voir paragraphe 8.2.5).

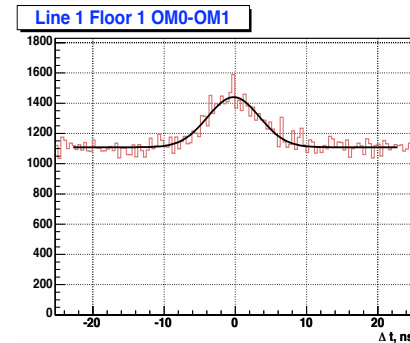


FIG. 7.13: Exemple de distribution des différences de temps mesurées lors de coïncidences entre 2 MO d'un même étage.

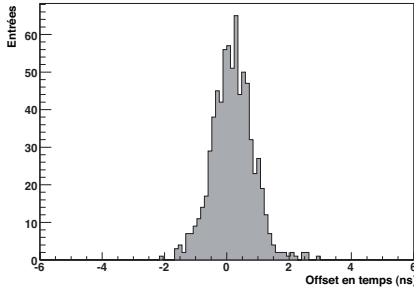


FIG. 7.14: *Distribution des décalages en temps mesurés par la méthode des coïncidences dues au  $^{40}\text{K}$ . La distribution atteste du bon étalonnage en temps du détecteur.*

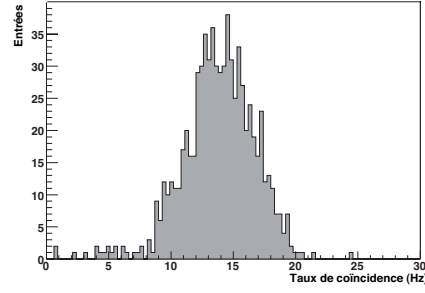


FIG. 7.15: *Taux des coïncidences entre deux modules optiques d'un même étage pour les lignes 1 à 5. Les seuils des ARS qui conduisent à des taux de coïncidence marginaux doivent être ajustés.*

### 7.3 Conclusion

La précision de mesure des temps d'arrivée relatifs des photons sur les photomultiplicateurs constitue le paramètre le plus important pour la reconstruction des traces de muons. A ce titre, la résolution temporelle d'un module optique peut s'écrire sous la forme :

$$\sigma_{\text{OM}}^2 = \frac{\sigma_{\text{TTS}}^2}{N_{\text{pe}}} + \frac{\sigma_{\text{eau}}^2}{N_{\gamma}} + \sigma_{\text{elec}}^2 (+\sigma_{\text{calib}}^2) \quad (7.4)$$

où le terme  $\sigma_{\text{TTS}}$  représente la résolution due à la dispersion des temps de transit dans les photomultiplicateurs,  $\sigma_{\text{eau}}$  caractérise la dispersion des photons dans l'eau,  $\sigma_{\text{elec}}$  indique la contribution intrinsèque de l'électronique et  $\sigma_{\text{calib}}$  représente les imprécisions induites par le dispositif d'étalonnage (largeur des impulsions de LED par exemple).

Pour estimer la résolution intrinsèque des TVC *in situ*, il faudrait pouvoir envoyer avec des retards fixes par rapport à l'horloge des impulsions en entrée des ARS. Mais dès lors que les ARS sont reliées au photomultiplicateur, ceci n'est plus possible. La résolution intrinsèque de l'électronique peut néanmoins être estimée grâce, notamment, au dispositif de sources lumineuses intenses ( $\frac{\sigma_{\text{TTS}}}{N_{\text{pe}}} \rightarrow 0$ ,  $\frac{\sigma_{\text{eau}}}{N_{\gamma}} \rightarrow 0$ ), contrôlées à la ns près ( $\sigma_{\text{calib}} \rightarrow 0$ ) qui équipent le détecteur. En moyenne, cette résolution est estimée à  $\sigma_{\text{elec}} \sim 0.3$  ns, largement en deçà des imprécisions relatives au photomultiplicateur ( $\sigma_{\text{TTS}} \sim 1.4$  ns, cf § 2.2.1).



# Chapitre 8

## Etalonnage de la charge

Le mode d'acquisition choisi par défaut est la transmission à terre, en mode SPE, de la charge **AVC** et du temps (**TS** et **TVC**) des impulsions de photomultiplicateurs. La conversion en unités de photo-électron, nécessaire pour les analyses de physique, est assurée en se fondant sur l'hypothèse d'une réponse linéaire de l'intégrateur couplé à son ADC, vérifiée en laboratoire (annexe B). L'étalonnage en charge du détecteur consiste donc à déterminer la pente et l'ordonnée à l'origine des **AVC**. Pour ce faire, l'idéal serait d'utiliser une source de lumière calibrée d'intensité variable. En pratique on dispose du bruit de fond optique, qui fournit en moyenne un photo-électron. Des prises de données spéciales permettent par ailleurs d'enregistrer la réponse du détecteur à un signal nul (piédestal ou zéro de l'intégrateur) en déclenchant aléatoirement l'acquisition. Les positions du piédestal et du pic du photo-électron (notées respectivement **AVC\_0PE** et **AVC\_1PE**) sont utilisées pour estimer la charge sur toute la gamme dynamique des ADC. Avec les réglages de *slow control* choisis, la différence entre le photo-électron et le piédestal est attendue autour de 10 canaux, un compromis qui permet d'assurer à la fois une précision acceptable sur la mesure du pic du photo-électron et une grande gamme dynamique (environ 20 photo-électrons).

Ce chapitre traite des méthodes développées pour la mesure du piédestal (paragraphe 8.1) et du pic du photo-électron (paragraphe 8.2). Le réglage des seuils de déclenchement du traitement du signal par les **ARS** est présentés au chapitre 9. Les procédures décrites dans ces chapitres sont implémentées dans le logiciel **CalibFW**, développé spécialement pour cet usage, et décrit en annexe C

### 8.1 Piédestaux

Afin d'étalonner correctement l'amplitude des signaux de photomultiplicateurs, il est nécessaire de connaître la charge ou l'amplitude des signaux traités par les **ARS** en absence de signal engendré par le photomultiplicateur. C'est ce qu'on désigne par piédestal, noté **AVC\_0PE** dans la voie **AVC**. Le piédestal représente donc les signaux d'amplitude zéro. La plupart du temps, ces signaux ne déclenchent pas les **ARS**, même lorsque le seuil **L0** est au plus bas. Il faut donc les déclencher par une action extérieure,

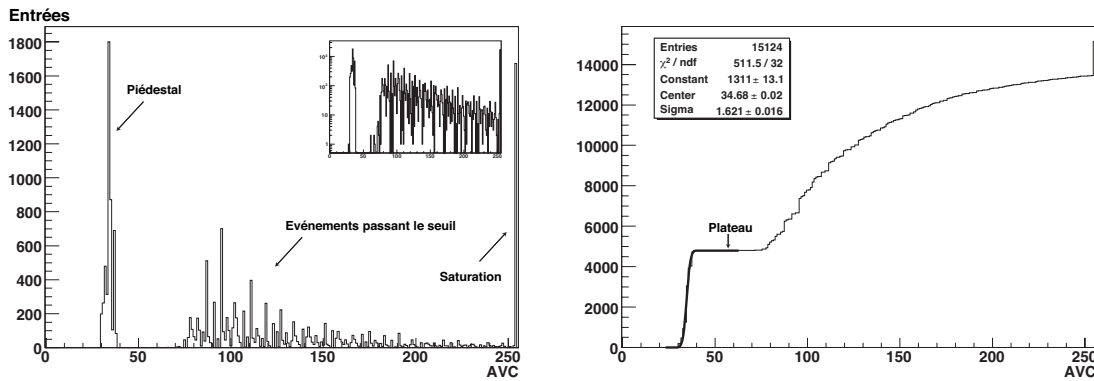


FIG. 8.1: **A gauche** : distribution d'AVC obtenue lors d'un run de piédestaux. A faibles valeurs de l'AVC on distingue le piédestal tandis qu'aux hautes valeurs de l'AVC les événements passant le seuil sont détectés. Dans l'encart est représentée la même distribution en échelle logarithmique. **A droite** : Même distribution intégrée. C'est celle qui est utilisée pour déterminer la position du piédestal.

à un temps aléatoire, via le paramètre *slow control*  $Ev\_sc$  qui permet d'engendrer un ordre de traitement aux ARS, indépendamment du signal d'anode : c'est ce que l'on nomme un "run de piédestaux".

Cette procédure, utilisée *in situ* comme en laboratoire, n'est pas parfaite. L'envoi répétitif de séquences de *slow control* peut engendrer la perte du jeton d'échange ("token") entre les deux ARS affectés à un même module optique, rendant toute acquisition standard impossible et nécessitant une mise hors tension de l'intégralité du détecteur. Ainsi est-il généralement difficile, après un run de piédestaux, de réinitialiser les ARS pour une acquisition standard. Et il est malheureusement toujours nécessaire d'éteindre puis de remettre sous tension le détecteur. Aussi, après s'être assuré de la stabilité des piédestaux (cf § 8.1.3) sur le long terme, a-t-il été décidé de réduire la fréquence de la procédure de une fois par semaine à une fois par mois.

### 8.1.1 Principe de la mesure

En temps normal, le traitement des signaux de PM par les ARS repose sur l'ordre d'activation *slow control*  $En\_acq$  envoyé par l'horloge (ou la carte DAQ) et sur l'activation du bit *slow control*  $Ev\_sc$  des ARS. Si ces deux ordres sont concomitants les données qui passent le seuil sont traitées. Pour forcer les ARS à traiter les données, même si le seuil L0 n'est pas franchi, il faut faire envoyer un signal  $En\_acq$  par la carte DAQ. Pour cela on envoie deux trains successifs de bit *slow control*  $Ev\_sc$  (0 puis 1), ce qui force le traitement par l'ARS même en absence de signal au dessus du seuil L0. Mais la porte d'acquisition est alors ouverte et tout signal capable de franchir le seuil L0 peut être traité normalement. Aussi met-on les seuils à leur valeur maximale ( $Trig0\_th=255$ ). Dans ces conditions, seuls les signaux de plus haute amplitude ( $\gtrsim 4$  pe), généralement issus des désintégrations du  $^{40}K$  dans la sphère

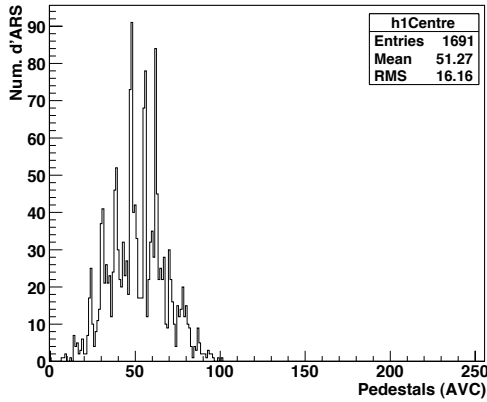


FIG. 8.2: Distribution des piédestaux mesurés *in situ* pendant le mois de juin 2008 (détecteur complet).

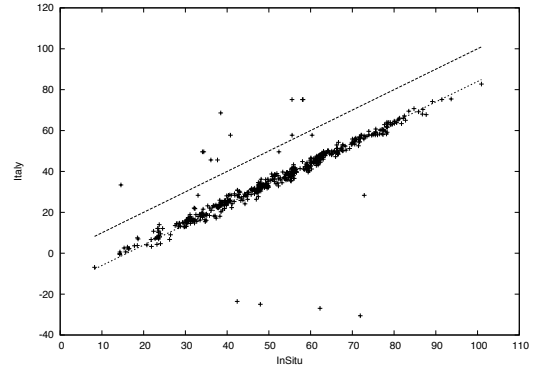


FIG. 8.3: Corrélation entre les paramètres `AVC_INTERCEPT` issus des mesures faites en Italie et les piédestaux `AVC_OPE` mesurés *in situ*.

du MO, sont détectés en coïncidence. Leur présence, aisément discernable de celle du piédestal, explique néanmoins la forme typique des distributions d'AVC issues des runs de piédestaux (cf figure 8.1).

La largeur du pic du piédestal observé en canaux d'AVC reflète en principe les fluctuations du bruit électronique. En l'absence de bruit, un seul bin devrait être rempli. En réalité le pic observé est à la fois élargi à cause de l'effet de diaphonie  $TVC \rightarrow AVC$  et rétréci à cause de la DNL (voir chapitre 6). Si la statistique est suffisante, et dans la mesure où les événements enregistrés sont aléatoires, il n'est pas nécessaire de corriger la diaphonie. Elle n'affecte pas la valeur moyenne du pic du piédestal. Cette valeur dépend en revanche fortement de la DNL qui fausse nécessairement la position du centroïde du pic.

Pour atténuer cet effet, la distribution est intégrée puis ajustée par une fonction  $ERF^1$  (figure 8.1). De cet ajustement sont obtenues la position du piédestal (noté `AVC_OPE`) et sa largeur effective en canaux d'AVC (notée `AVC_OPE_RMS`). Les deux paramètres sont sauvegardés dans la base de données (cf § 8.4). A titre l'exemple, la distribution des piédestaux mesurés *in situ* en 2008 est illustrée figure 8.2. Les pics présents dans la distribution illustrent une fois de plus l'existence de valeurs artificiellement privilégiées par les effets de DNL. La dispersion des valeurs observées, caractéristique de l'ensemble détecteur, est à l'image de la dispersion observée sur la

<sup>1</sup>A cause de la DNL, tout ce passe comme si les bins des histogrammes d'AVC étaient de largeurs  $\Delta_i$  variables. Mais, si l'on prend assez de bins en compte, il est raisonnable d'estimer que la distance entre le bin 0 et le bin  $i$  est à peu près égale à  $[i \times \langle \Delta \rangle]$ . De ce fait on peut considérer que les effets de DNL deviennent indépendant de  $i$ , pour les distributions cumulées (faible linéarité intégrale). Ces distributions, plus lisses, permettent ainsi de meilleurs ajustements.

distribution des ordonnées à l'origine ("offset") des fonctions de transfert des intégrateurs (figure 5.16). Elle justifie à elle seule la nécessité de calibrations individuelles.

### 8.1.2 Comparaison avec les mesures sur banc de tests

Il est intéressant de comparer les valeurs obtenues lors de ces runs spéciaux, et les valeurs des intercepts des fonctions de transfert de l'intégrateur. Néanmoins les réglages des ADC n'étaient pas les mêmes pendant les tests en laboratoire et *in situ* ( $AD1\_B2B$  diffère d'une unité). On n'attend donc pas une correspondance exacte, mais une corrélation linéaire. C'est en effet ce qui est observé figure 8.3. La différence de réglage de la base, pour un LSB de 7.3 mV/bit produit un décalage de -133.7 mV sur la base de l'ADC (équations (5.3) et (5.2) respectivement). On attend donc un décalage systématique de  $\sim 20$  canaux ( $=\frac{133.7}{7.3}$ ) entre les valeurs mesurées *in situ* et en Italie. Sur la figure, on peut voir un décalage de 18 canaux, proche de celui attendu.

### 8.1.3 Stabilité des piédestaux

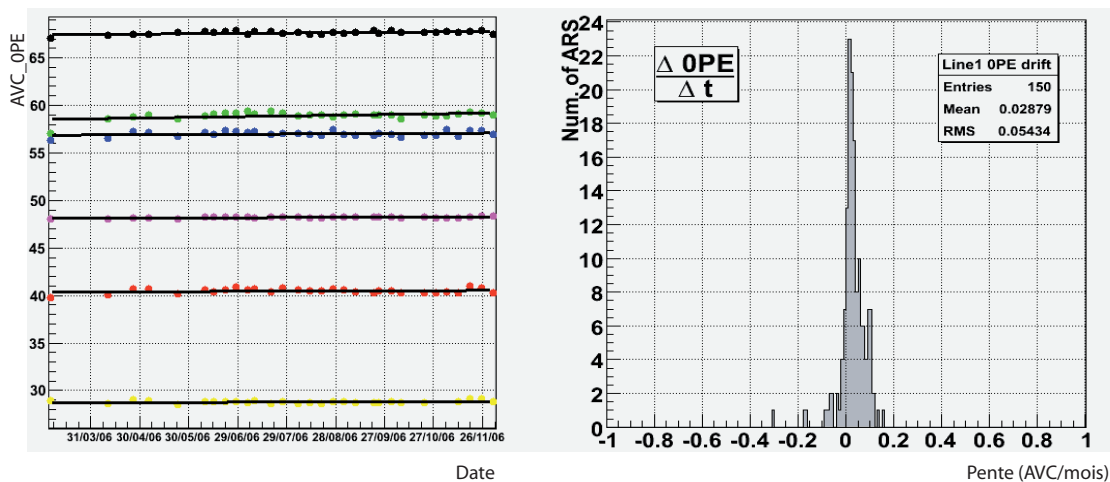


FIG. 8.4: **A gauche** : Exemple d'évolution de la position du piédestal des 6 ARS d'un étage de la ligne 1. Il n'y a pas d'effet notable. Un ajustement linéaire est pratiqué pour chaque ARS de la ligne. La distribution des pentes obtenues est représentée sur l'histogramme de **droite**. La valeur moyenne obtenue indique une certaine stabilité des piédestaux. Ces histogrammes peuvent être obtenus en choisissant l'option "CalibMonitor" du programme de calibration CalibFW présenté en annexe C.

Il est nécessaire de mesurer précisément la position des piédestaux *in situ*

puisque le niveau des courants continus qui circulent dans le circuit dépendent de la température, même si en pratique aucun décalage systématique significatif n'a pu réellement être observé entre les mesure faites en chambre (ou boîte) noire et *in situ*.

Aussi l'évolution de la position des piédestaux dans la gamme d'AVC est-elle régulièrement surveillée *in situ* même si le milieu est thermostaté. De même que pour les valeurs de  $TVC\_MIN$  ou  $TVC\_MAX$  (étudiées au paragraphe 7.2.2), les valeurs des piédestaux mesurées *in situ* sont stables dans le temps comme en attestent les graphes de la figure 8.4. Ceci permet de conclure qu'il n'y a pas de dérive de l'électronique, en particulier de l'offset de l'intégrateur ou de la pente des ADC. Une autre confirmation indirecte de la stabilité des réglages des ADC est donné au paragraphe 9.3.

## 8.2 Pic du photo-électron

La mesure de spectre en charge a pour objectifs principaux de contrôler les gains des photomultiplicateurs, de s'assurer de la position du seuil et de pouvoir discriminer les signaux SPE des autres. Pour cela, il est nécessaire d'établir, *in situ*, des spectres en charges afin de mesurer la position, dans la voie AVC du pic du photo-électron unique.

### 8.2.1 Principe de la mesure

Ceci est rendu possible par la pollution lumineuse induite par les bactéries et le rayonnement Tcherenkov des électrons issus des désintégrations de  $^{40}K$  qui représentent environ 99% des signaux de photomultiplicateurs. Le spectre ainsi enregistré comprend en principe deux contributions [207]. L'une provient du courant d'obscurité du photomultiplicateur ("dark current") : c'est le courant enregistré à l'anode en l'absence de tout rayonnement (cette composante se confond généralement avec le bruit électronique). L'autre contribution provient des photo-électrons eux-mêmes. La somme de ces deux contributions peut s'écrire :

$$f(x) = \begin{cases} 0 & \forall x < x_0 \\ A e^{-\alpha(x-x_0)} + B e^{-(x-x_1)^2/2\sigma^2} & \forall x \geq x_0 \end{cases} \quad (8.1)$$

où  $x_0$  indique la coupure, théoriquement observable dans les distributions, due au seuil L0 de déclenchement. La signification des autres termes est données dans le tableau 8.1.

Comme dans le cas de la mesure des piédestaux, les ajustements seront réalisées sur les distributions cumulatives afin de réduire des effets de DNL. En pratique, ces distributions seront ajustées par la primitive  $F(x)$  de la fonction  $f(x)$  (équation 8.1) exprimée, pour  $x \geq x_0$ , par :

Paramètre	Signification	Base de données
A	Normalisation du courant d'obscurité	-
$\alpha$	Pente du courant d'obscurité	-
$x_0$	Coupure dans le courant d'obscurité (seuil)	AVC_TH
B	Normalisation du pic du photo-électron	-
$x_1$	Position du pic du photo-électron ( $x_1 > x_0$ )	AVC_1PE
$\sigma$	Largeur du pic du photo-électron	AVC_1PE_WIDTH

TAB. 8.1: Signification des termes présents dans l'équation 8.1. La dernière colonne indique le nom équivalent utilisé pour le stockage dans la base de données.

$$F(x) = \frac{A}{-\alpha} [e^{-\alpha(x-x_0)}]_{x_0}^x + B\sigma\sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[ \underbrace{P\left(\frac{1}{2}, \frac{(x_1)^2}{2\sigma^2}\right)}_{\sim 1 \text{ pour } x \gg 1} \pm P\left(\frac{1}{2}, \frac{(x-x_1)^2}{2\sigma^2}\right) \right]_{\substack{x > x_1 \\ x < x_1}} \quad (8.2)$$

où  $P(a, x) \equiv \frac{1}{\Gamma(a)} \int_0^x e^{-t} t^{a-1} dt$  est la fonction gamma incomplète [208].

Un exemple d'ajustement est donnée figure 8.5 qui représente un spectre de photo-électrons enregistré dans la voie AVC et ce même spectre intégré de manière à pratiquer l'ajustement. La figure 8.6 représente les distributions des positions et largeurs, mesurées *in situ*, du pic du photo-électron des ARS des 5 premières lignes du détecteur (2007). A l'instar des piédestaux, la distribution est assez large, en partie à cause de la dispersion sur la valeur de la base des ADC. La distribution des largeurs (RMS) du pic du photo-électron est en moyenne de 3 canaux AVC. Elle est à la fois artificiellement élargie par l'effet de diaphonie entre la voie charge et la voie temps (voir paragraphe 8.2.2) et éventuellement rétrécie à cause des effets de DNL. Ces valeurs ne sont donc utilisées que de manière relative pour repérer les ARS potentiellement mal calibrés.

Avec les gains utilisés pour les photomultiplicateurs, le courant d'obscurité peut atteindre 1/4 de photo-électron environ avec un rapport pic-vallée proche de 3. Dans ces conditions, et compte tenu des effets de DNL, une distance de 10 canaux d'AVC entre le photo-électron et le piédestal est requise afin de bien pouvoir distinguer le pic du photo-électron. Les paramètres *slow control* des ARS ont été établis, en laboratoire, à partir des mesures faites sur les bancs de test (chapitre 5), dans cette perspective. La figure 8.7 confirme l'adéquation de ces réglages. La gamme dynamique de la charge mesurée par l'ARS est définie par :

$$I = \frac{255 - AVC\_0PE}{AVC\_1PE - AVC\_0PE} \approx 20\text{pe} \quad (8.3)$$

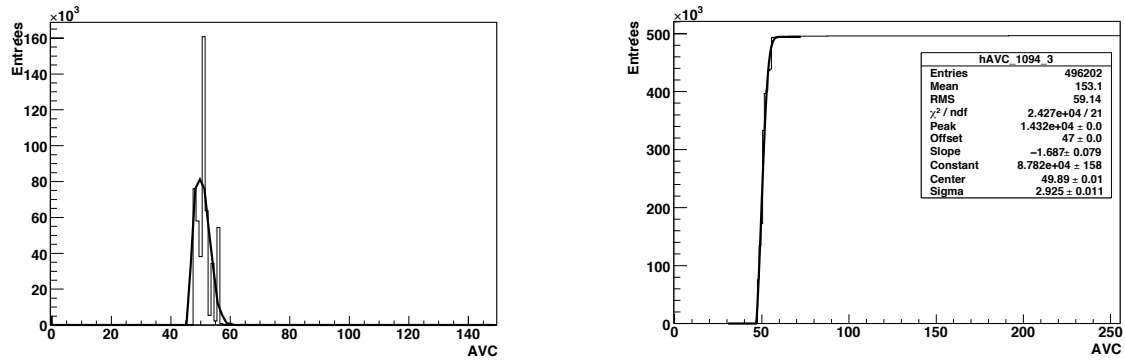


FIG. 8.5: L'histogramme de **gauche** représente un exemple de spectre de photo-électron enregistré dans la voie charge d'un ARS. A cause des effets de DNL, il est difficile d'en tirer beaucoup d'information. En l'intégrant (histogramme de **droite**), on peut néanmoins pratiquer un ajustement avec la fonction 8.2 pour estimer la position du photo-électron.

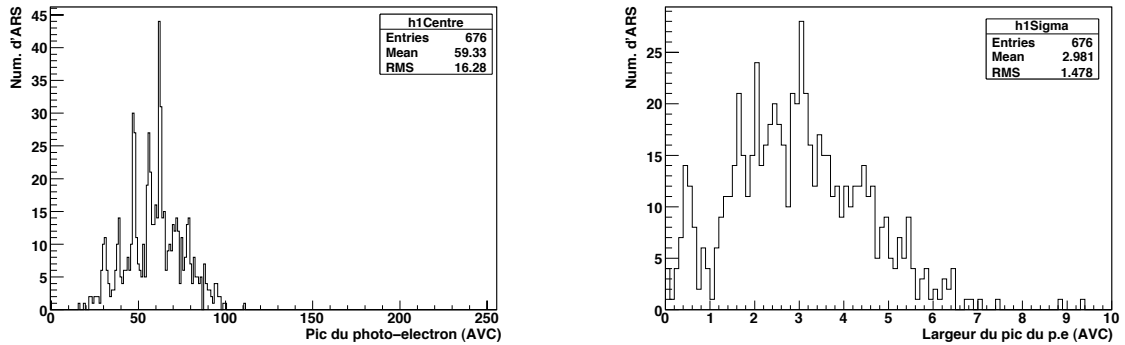


FIG. 8.6: **A gauche** : exemple de distribution des positions du photo-électron (AVC\_1PE) pour les 5 premières lignes du détecteur. La distribution possède la même largeur que celle de la distribution des piédestaux (figure 8.2). **A droite** : distribution des largeurs des pics de photo-électrons ajustés. L'accumulation à  $\sim 0.5$  est due à la DNL. Il s'agit de spectres pour lesquels le photo-électron tombe principalement dans un seul bin (large) d'ADC.

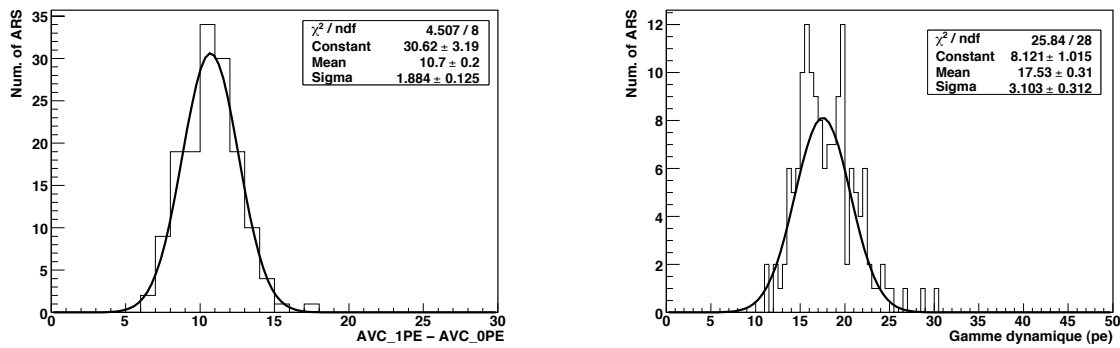


FIG. 8.7: **A gauche** : distribution des écarts, en canaux AVC, entre le photo-électron et le piédestal mesurés après immersion de la première ligne de détection du télescope. **A droite** : distribution des gammes dynamiques correspondantes.

Le piédestal se situant aux alentours du canal 50, la gamme dynamique de l'AVC est d'environ 20 pe.

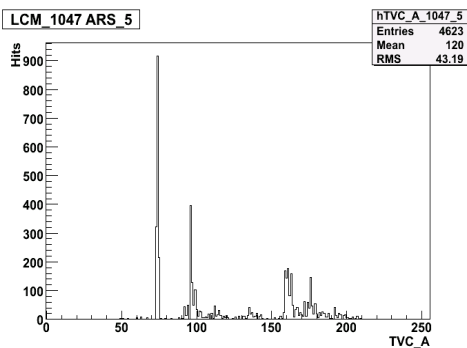


FIG. 8.8: Exemple de distribution de TVC obtenue en déclenchant sur du bruit.

Il convient de remarquer que la méthode utilisée ici ne peut s'appliquer qu'à la condition que les seuils des ARS soient raisonnablement proches de 0.5 pe. Trop bas, le risque est de déclencher le traitement de l'événement sur du bruit et de confondre ainsi le pic du photo-électron avec du bruit électronique. Trop haut, le risque est bien sûr de manquer le pic du photo-électron. Dans les deux cas, à cause de la DNL, il est impossible de s'en rendre compte à partir de la distribution d'AVC obtenue. Une façon de s'en sortir est de vérifier l'uniformité des taux de données pour l'ensemble du détecteur. Si le seuil est trop haut, l'ARS considéré compte moins que les autres. Si le seuil est trop

bas, on peut s'attendre à ce que le taux de comptage soit plus élevé. En pratique, il peut se produire que la mémoire "pipeline" de l'ARS soit rapidement remplie (paragraphe 4.7) et que le taux de comptage de l'ARS finisse par chuter (temps mort). Une alternative est d'observer la distribution des TVC de ces ARS. En effet, le bruit électronique étant souvent synchrone de l'horloge distribuée aux ARS, on s'attend à observer un pic dans la distribution (voir exemple figure 8.8). L'étalonnage en charge est donc une procédure itérative.



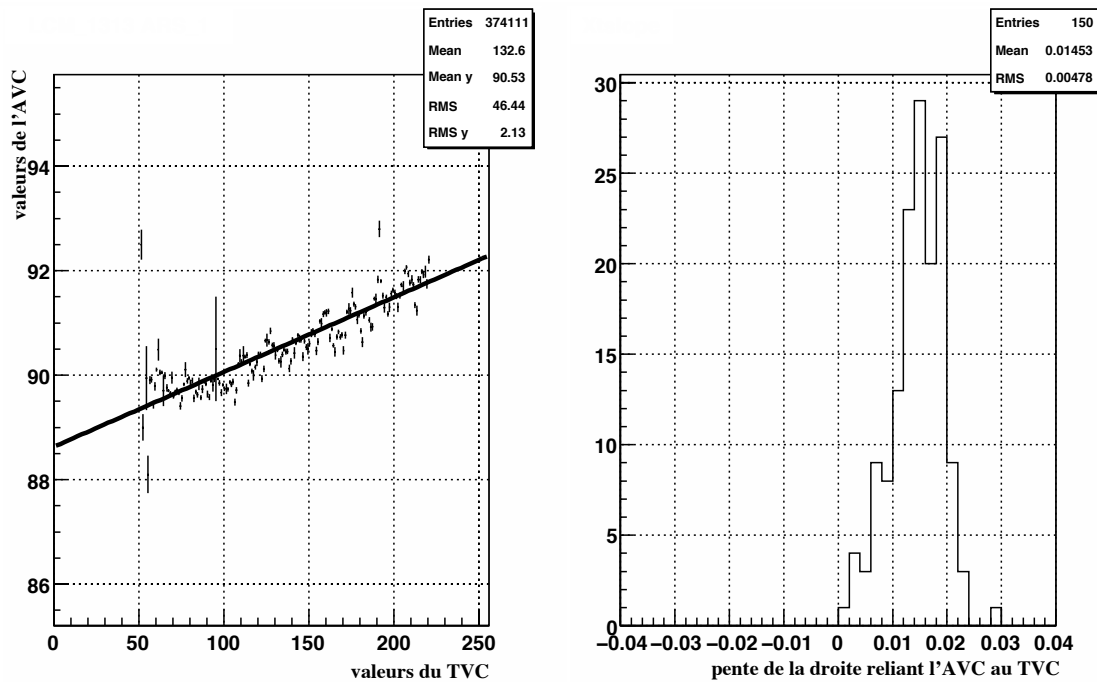


FIG. 8.9: **A gauche** : relation liant l'AVC et le TVC pour un ars choisi au hasard. **A droite** : distribution des pentes des relations liant l'AVC et le TVC pour les ARS de la ligne 9.

### 8.2.2 Correction de la diaphonie

Les tensions qui donneront les TVC et AVC après numérisation par les ADC sont temporairement stockées dans des mémoires analogiques du pipeline des ARS. Selon toute vraisemblance, il se produit, lors de ce stockage, un couplage capacitif entre la voie temps et la voie charge dont résulte une diaphonie TVC  $\rightarrow$  AVC présentée au paragraphe 6.3. En pratique, les valeurs de l'AVC sont influencées par celles du TVC. En première approximation, il s'agit d'un effet linéaire qui ne nécessite pas de correction à haute statistique lorsque la gamme des TVC est uniformément distribuée (la valeur moyenne de la charge est correcte). Une correction événement par événement est en revanche nécessaire pour les analyses de physique. Chaque ARS est corrigé individuellement en pratiquant un ajustement linéaire sur la distribution AVC versus TVC. Un exemple est donné figure 8.9. Il est issu d'un run de bruit de fond utilisé pour l'étalonnage du pic du photo-électron. Par convention, aucune correction n'est appliquée au milieu de la gamme du TVC, en sorte que les histogrammes d'AVC établis pour obtenir les positions du piédestal et du pic du photo-électron n'ont pas à être corrigés. La correction à appliquer est donnée par la relation :

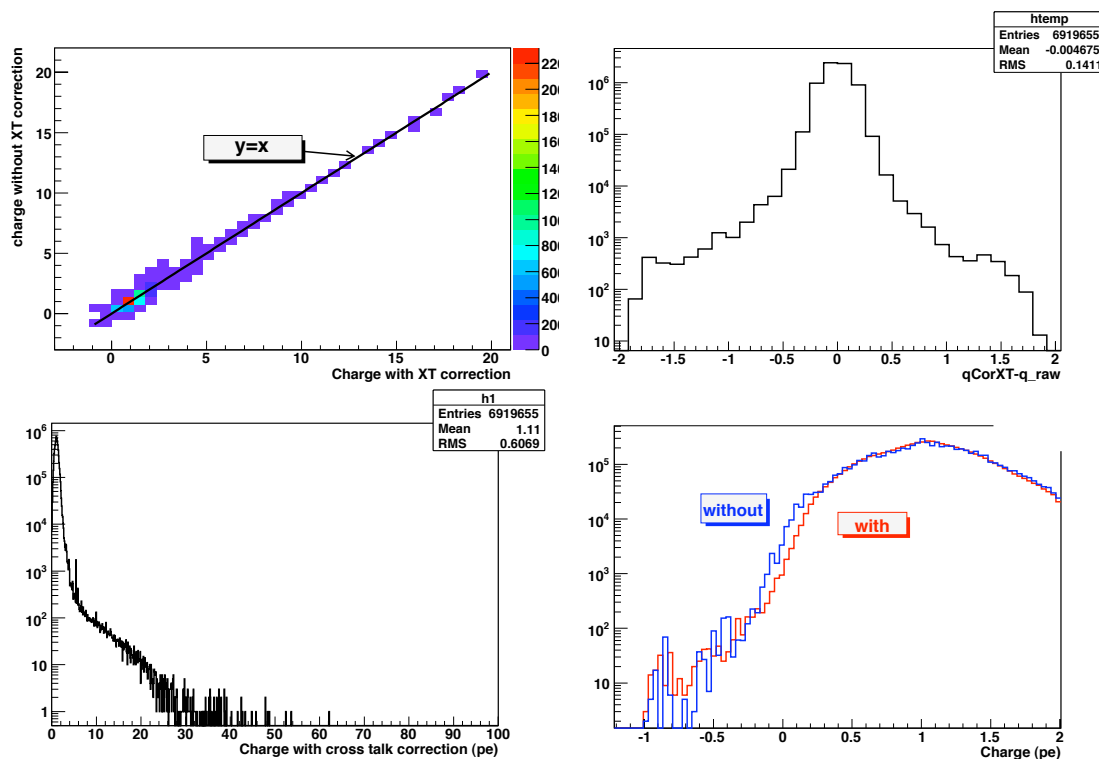


FIG. 8.10: Les figures ci-dessus sont toutes en unité de photo-électron. Elles ont été obtenues en analysant 2 "Time Slices" du run "GRB" 32769 (détecteur à 5 lignes, 2007). **En haut à gauche** : relation entre la charge corrigée de l'effet de diaphonie et la charge brute, comparée à la droite d'équation ( $y = x$ ). **En haut à droite** : distribution de la différence entre la charge brute et la charge corrigée. **En bas à gauche** : distribution de la charge corrigée de l'effet de diaphonie, pour tous les ARS. **En bas à droite** : agrandissement de la distribution de charge corrigée ("with") et sans correction ("without"). Comme indiqué au chapitre 9, la procédure utilisée pour étalonner les seuils L0 reposant sur la charge et non sur l'amplitude du signal, une très faible proportion d'événements apparaît avec une charge négative. Ils sont éliminés par les procédures de filtrage en ligne, une charge négative n'ayant pas de sens physique. Globalement, la correction de l'effet de diaphonie n'introduit pas de biais dans les distributions de charge. Elle diminue légèrement la proportion du nombre d'événements "sous le seuil".

$$AVC_{corr} = XT\_SLOPE \times (TVC - TVC\_MEAN) \quad (8.4)$$

$$= XT\_SLOPE \times \left( TVC - \frac{(TVC\_MAX + TVC\_MIN)}{2} \right) \quad (8.5)$$

où  $XT\_SLOPE \equiv \frac{dAVC}{dTVC}$ , pente de la droite ajustée ( $\sim 0.015$  bin/bin), et  $TVC\_MEAN$ , milieu de la gamme des TVC sont les deux paramètres sauvegardés dans la base de données (cf § 8.4). En pratique, les ajustements sont établis en même temps que la mesure de la position du pic du photo-électron (voir pour exemple la figure C.4). Initialement, la correction était faite à partir des runs de piédestaux, mais les pics de piédestaux étant plus étroits que les pics de photo-électrons, les effets de DNL y sont plus gênants et davantage susceptibles de biaiser l'ajustement. Il a donc été décidé de changer.

La charge calibrée corrigée de la diaphonie est donnée par la formule suivante :

$$Q_{pe} = \frac{AVC_{corr} - AVC\_0PE}{AVC\_1PE - AVC\_0PE} \quad (8.6)$$

La correction appliquée est non négligeable. D'un bout à l'autre de la gamme des TVC, l'effet moyenne est de 2.5 canaux d'AVC, soit 1/4 de photo-électron. Dans certains cas, la correction est supérieure à 1 photo-électron.

Pour une statistique suffisante, la distribution de TVC étant plate, en moyenne, la charge corrigée de l'effet de diaphonie doit être égale à la charge sans correction. C'est bien ce qu'on observe sur les figures 8.10 où sont comparées les données brutes et les données corrigées. Il apparaît que la correction peut apporter jusqu'à 1.5 pe en plus ou en moins. On peut également y observer que corriger de l'effet de diaphonie diminue le nombre de charges sous le seuil attendu, en moyenne, autour de 0.5 photo-électrons pour les données de la figure (voir chapitre 9). Pour ces données, la moyenne des charges enregistrées est de 1.11 pe. Seul 0,2% des événements présente une charge supérieure à 5 pe.

L'effet de diaphonie ayant son origine à l'intérieur du circuit ARS, il doit être corrigé sur les données brutes, avant toute autre correction temps-charge, comme l'effet de walk évoqué au paragraphe 8.2.3. Cette correction est désormais appliquée *en ligne* par le logiciel de filtrage des données qui recherche notamment des coups de grandes charges  $\geq Q_{HighThreshold} \sim 3$  pe (cf § 2.2.4).

### 8.2.3 Effet de *walk*

Le temps associé à un événement traité par l'ARS est le temps de passage du seuil L0 (cf § 4.5), en mode *waveform* comme en mode SPE. Ce temps de franchissement

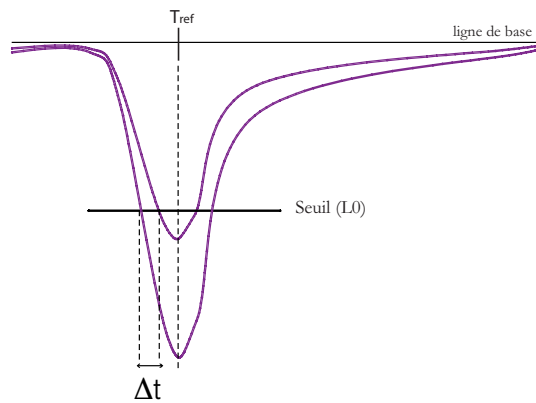


FIG. 8.11: *Principe de l'effet de walk. Toutes choses égales par ailleurs, les impulsions de plus grande amplitude passe le seuil avant les autres.*

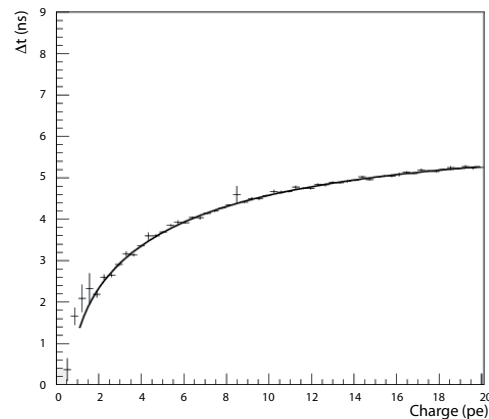


FIG. 8.12: *Différence de temps de passage du seuil en fonction de la charge de l'impulsion. La différence est donnée par rapport à un temps fixe.*

varie en fonction du niveau de seuil et en fonction de l'amplitude (donc de la charge) de l'impulsion : à grandes amplitudes, le temps du passage du seuil précède celui des plus petites impulsions d'un certain temps noté  $\Delta t$  sur la figure 8.11. Ce phénomène est connu sous l'appellation effet de *walk*.

L'écart maximum en temps que peut entraîner l'effet de *walk* est de l'ordre du temps de montée des impulsions de photomultiplicateurs, soit  $\sim 4$  ns entre 10% de 90% de la hauteur d'impulsion. Un exemple de variation de cet écart en fonction de la charge de l'impulsion est donné figure 8.12 : le temps de franchissement du seuil augmente asymptotiquement avec la charge. En ajustant la variation du temps de passage du seuil en fonction de la charge, on peut facilement corriger cet effet [209], à condition de prendre une référence identique pour chaque photomultiplicateurs. En général, cette référence est donnée par la limite (asymptote) de la fonction utilisée pour l'ajustement, à grandes charges ( $q \rightarrow \infty$ ).

La correction de *walk* est donc une correction à apporter sur le temps, en fonction de la charge. La précision requise sur la mesure du temps, par les ARS, étant de l'ordre de 0.5 ns, il faut parfaitement connaître la correction à apporter, ce qui implique de bien mesurer la charge des événements. C'est même cet effet qui impose la contrainte la plus forte sur la précision de mesure de la charge.

Aux plus basses amplitudes, la dérivée de la fonction utilisée pour l'ajustement peut atteindre  $dt/dq \sim 10$  ns/pe. Ce qui nécessite pour obtenir une précision de  $dt=0.5$  ns, une précision sur la mesure de la charge de  $dq = 1/20$  pe. Or la précision attendue en plaçant le pic du photo-électron 10 canaux d'ADC au dessus du pic du piédestal est, en principe, de  $\frac{\delta}{\sqrt{12}} < 1/20$  pe,  $\delta$  étant la largeur d'un canal d'ADC. Ce qui garantit la précision en temps souhaitée. Mais les effets de non linéarité différentielle

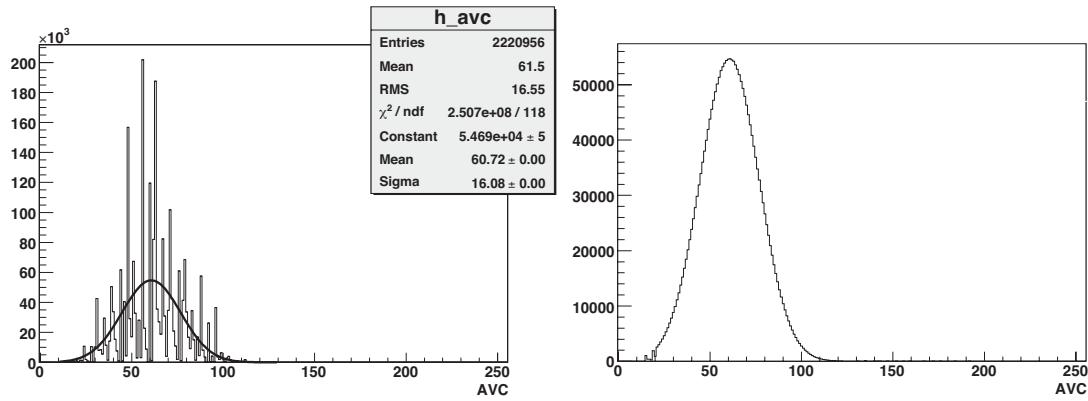


FIG. 8.13: **A gauche** : somme des distributions individuelles d'AVC de l'ensemble des ARS du détecteur. **A droite** : Même distribution pondérée par les facteurs correctifs ad hoc.

des ADC dégradent la résolution en charge de telle sorte qu'une résolution spectrale 4 fois meilleure serait en réalité souhaitable, ce qui impliquerait de réduire la gamme dynamique des ARS d'autant, ce qui incidemment augmente la DNL (cf § 6.4)...

En réalité, il convient de prendre en compte la valeur moyenne de la dérivée convoluée à la réponse du photomultiplicateur, au dessus du seuil de déclenchement de 1/3 pe [192]. Dans ces conditions, la valeur à considérer est réduite à  $dt/dq \sim 2$  ns/pe. La précision en temps souhaitée implique alors une précision de mesure de la charge de 1/4 de la charge à mesurer. Ce qui semble acceptable au regard de la DNL. En pratique, une résolution meilleure que celle-ci est même envisageable après correction des effets de DNL.

### 8.2.4 Tentatives de correction de la DNL

Le phénomène de non linéarité différentielle des ADC est présenté au paragraphe 6.3. Il a pour conséquence principale un remplissage non uniforme des bins des ADC même pour un processus a priori équiprobable. Les écarts locaux les plus grands peuvent atteindre un facteur  $\sim 4$ . Ces effets de DNL affectent particulièrement l'analyse des spectres en temps et en charge des ARS.

En dépit du fait que les voies temps et charge soient codées par deux ADC différents, les motifs de non linéarité observés dans les deux voies semblent à première vue assez comparables. La première méthode de correction a donc été développée à partir des distributions de TVC. Elle consiste simplement à mesurer la probabilité d'apparition des codes de l'ADC pour une entrée présentant une distribution équiprobable, ce qui n'est possible, du reste, que dans la voie temps<sup>2</sup>. Les spectres sont ensuite redistribués en fonction de la largeur effective de chaque bin. Cette correction a été testée avec

<sup>2</sup>Le même type de correction peut être essayé sur la voie charge en envoyant des rampes de tension sur l'entrée Dynode qui partage le même ADC que l'AVC. Mais cette méthode n'est réalisable que

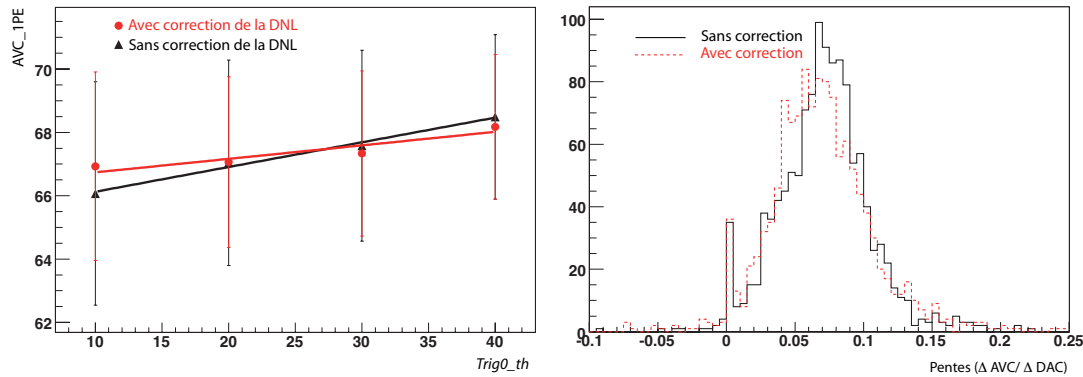


FIG. 8.14: **A gauche :** Exemple de corrélations observées entre la position du pic du photo-électron ajusté et  $Trig0\_th$ , avec et sans correction de la DNL. La dépendance peut être ajustée par une droite. **A droite :** Distribution des pentes des droites ajustées.

succès dans la voie temps (voir paragraphe 7.2.2). Pour la voie charge, la première approche a consisté à évaluer une correction "universelle" bin à bin, à partir des différentes distributions de TVC, et à l'appliquer sur les distributions d'AVC. Cette première tentative de correction "universelle" s'est révélée insuffisante.

Une autre approche a été tentée pour maintenir une correction universelle. Il s'agit de sommer toutes les distributions d'AVC de tous les ARS et d'exploiter la distribution résultante. L'hypothèse faite est que cette distribution résultante, qui s'étale par définition sur tous les canaux d'AVC peuplés par les ARS du détecteur, est gaussienne. Cette gaussienne est nettement plus large que les gaussiennes individuelles qui la constituent. Elle est donc beaucoup plus facile à ajuster (voir figure 8.13), malgré la DNL. Une fois l'ajustement établi, on cherche les poids à appliquer à chaque bin pour que la distribution brute de départ reproduise la distribution ajustée. La liste de ces poids relatifs constitue la correction universelle à appliquer à chaque distribution individuelle avant de suivre la procédure d'étalonnage décrite en 8.2.1. Un exemple de spectres individuels brute et corrigé sont donnés figure 8.15. Le résultat n'est pas spectaculaire (pas de distinction évidente entre pic et vallée) mais améliore sensiblement la qualité de l'ajustement du pic du photo-électron. Une façon de s'en persuader est d'étudier la position du centroïde ajusté en fonction de la valeur du seuil  $L0$  (ou de son DAC de réglage  $Trig0\_th$ ). En l'absence de DNL, la méthode mise en œuvre pour la mesure du pic du photo-électron, devrait être indépendante du seuil effectif, pourvu que celui-ci soit inférieur à 1 pe.

---

lorsque l'entrée Dynode est directement accessible : durant les tests en laboratoire, mais pas *in situ*. En outre, ce type de mesure n'a pas pu être généralisé à chaque ARS sur le banc de test faute de temps. La statistique requise nécessitant au minimum 10 minutes de prise de données par puce.

Mais la présence de la DNL est telle qu'on observe une augmentation de  $AVC\_1PE$  avec  $Trig0\_th$ . Ceci s'explique par le fait qu'en baissant le seuil, on risque de faire apparaître un bin large "qui tire l'ajustement vers le bas". Cette dépendance de  $AVC\_1PE$  avec  $Trig0\_th$  devrait diminuer après correction de la DNL. Les résultats sont encourageants (voir figure 8.14), mais insuffisants à rétablir des spectres esthétiquement satisfaisants et à supprimer complètement la dépendance.

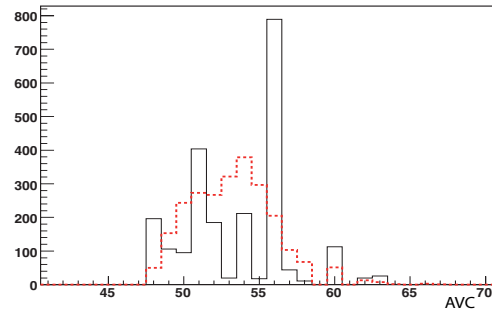


FIG. 8.15: Exemple de spectre AVC brute et corrigé de la DNL (pointillés).

### 8.2.5 Contrôle du gain des modules optiques

La méthode d'étalonnage décrite dans ce chapitre permet, en principe, de surveiller l'évolution de la position du pic du photo-électron en fonction du temps, et par là-même du gain des photomultiplicateurs. Cependant, à cause en particulier des effets de DNL, des biais peuvent apparaître, et toute tendance observée individuellement doit être confirmée par l'étude d'un lot statistique d'ARS significatif.

A ce titre, les premières études de stabilité du pic du photo-électron ont révélé une tendance globale à la diminution. Des exemples de l'évolution de la position du pic du photo-électron, en canal ADC, sont présentés figure 8.16. Sur la courbe de gauche, les 6 ARS de lecture des 3 photomultiplicateurs d'un étage de la première ligne de détection du télescope montrent une diminution similaire d'environ 2 canaux ADC en une dizaine de mois. La figure indique une diminution plus intense dans les premiers temps, puis une évolution quasi-linéaire. Un ajustement linéaire est donc systématiquement pratiqué pour permettre des comparaisons plus faciles. En effet, tous les ARS ne se comportent pas de façon aussi homogène. Dans certains cas, une augmentation de la position du pic du photo-électron a même été observée. Pire encore, il arrive que les deux ARS qui traitent le même module optique indiquent des tendances opposées, ce qui implique naturellement un biais dans l'étalonnage de l'un d'entre eux. Néanmoins, en histogrammant la pente de l'évolution temporelle du pic du photo-électron pour tous les ARS de la ligne 1, une tendance globale se dégage : une diminution moyenne de  $\sim 0.2$  canal d'AVC par mois<sup>3</sup>. Cette tendance est observée sur toutes les lignes du télescope.

Le piédestal étant stable (cf § 8.1.3), il est naturel d'associer une telle variation de la position du pic du photo-électron à une variation du gain des photomultiplicateurs.

<sup>3</sup>A ce stade, plusieurs remarques doivent être faites :

- Il n'est pas à exclure que cette diminution soit exponentielle plutôt que linéaire. Mais à ce jour, aucune stabilisation n'a été observée.
- Plus le temps passe et plus la distance ( $AVC\_1PE - AVC\_0PE$ ) diminue, ce qui rend moins précis les étalonnages en charge et plus difficile l'observation de la diminution relative des gains.

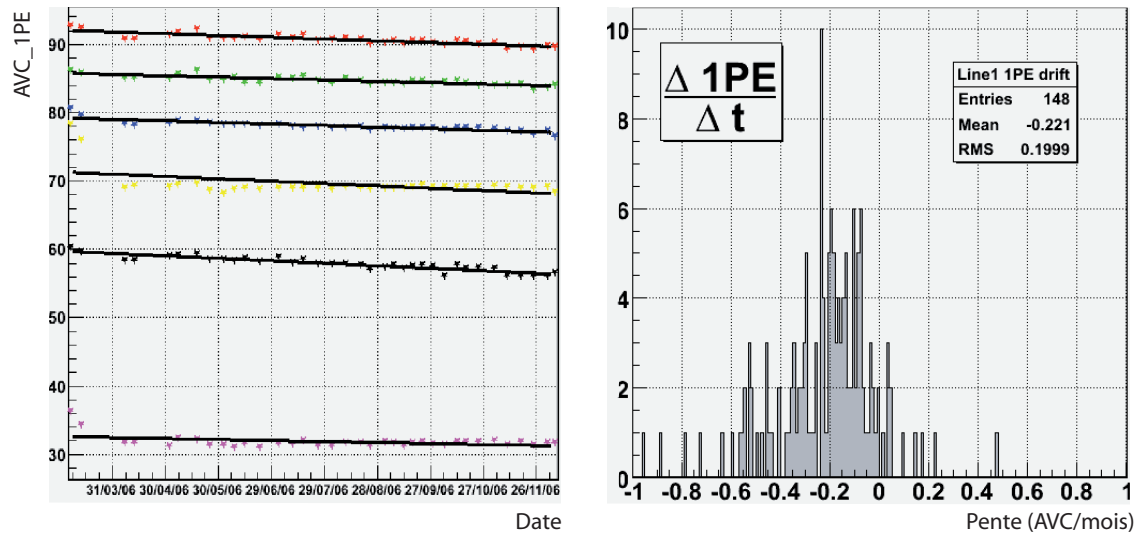


FIG. 8.16: **A gauche** : Exemple de diminution de la position du pic du photo-électron en fonction du temps pour 6 ARS d'un même étage de la ligne 1. Un ajustement linéaire est pratiqué pour chaque ARS de la ligne. La distribution des pentes obtenues est représentée sur l'histogramme de **droite**. La valeur moyenne obtenue indique une diminution moyenne de l'ordre de 0.2 canaux par mois. Ces histogrammes peuvent être obtenus en choisissant l'option "CalibMonitor" du programme de calibration CalibFW présenté en annexe C.

D'autres études menées sur le réglages des seuils L0, présentées au paragraphe 9.3, permettent d'exclure l'hypothèse selon laquelle la tendance observée trouverait son origine dans une baisse du gain de l'intégrateur ou des ADC. En outre, l'hypothèse selon laquelle il s'agirait bien d'une diminution de l'amplitude du signal en entrée de l'électronique frontale est corroborée par la diminution des taux de coïncidences entre paires de modules optiques d'un même étage.

Ces coïncidences locales, observées pendant une durée très courte, sont issues de la lumière Tcherenkov engendrée par les électrons  $\beta$  du  $^{40}K$  présent dans l'eau de mer. La concentration saline de l'eau de mer variant peu, ce taux de coïncidence est attendu constant, de l'ordre de 15 Hz (variable en fonction de la valeur du seuil L0 des ARS de la paire de modules optiques incriminée). Un algorithme spécial a été mis en place *en ligne* pour permettre le stockage sur disque des données présentant de telles coïncidences. Ce type de données, utiles pour l'étalonnage en temps (cf § 7.2.4) est fréquemment enregistré, ce qui permet une surveillance régulière du gain des photomultiplicateurs. En effet une diminution du gain des photomultiplicateurs entraîne, à seuil constant en amplitude, une diminution des taux de comptage, c'est-à-dire une augmentation des seuils effectifs (voir par exemple figure 9.13). Si les



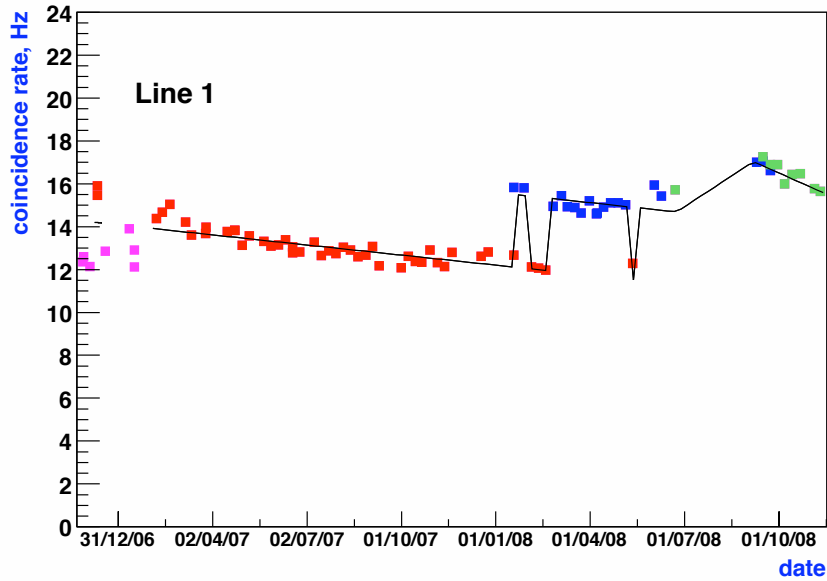


FIG. 8.17: Taux moyen de coïncidences dues au  $^{40}\text{K}$  en fonction du temps, pour la ligne 1. Une ligne comporte 75 photomultiplicateurs répartis sur 25 étages. Chaque entrée dans le graphe correspond donc à la valeur moyenne sur 75 couples possibles de photomultiplicateurs. Les différentes couleurs indiquent différentes configurations de seuils  $L0$ . Sur la figure, on peut deviner les ajustements de seuils faits en décembre 2006 et janvier 2008. Le détecteur est par ailleurs resté inopérant pour maintenance de juillet à septembre 2008, ce qui a engendré une récupération temporaire des gains.

taux de comptage individuels ne peuvent pas être utilisés pour le control gain dans la mesure où ils varient naturellement en fonction des conditions environnementales, le taux de coïncidences dues au  $^{40}\text{K}$  constitue, lui, un bon étalon.

Ainsi, le graphe de la figure 8.17 représente le taux moyen de telles coïncidences pour la ligne 1, en fonction du temps [206]. On y constate une évidente perte d'efficacité. En supposant une perte d'efficacité identique pour chaque photomultiplicateur, on peut déduire de la diminution observée ( $\sim -0.15$  Hz/mois), une perte de  $\sim -10\%$  par mois par paire, soit une diminution d'efficacité  $\lesssim 5\%$  par mois par photomultiplicateur. Cette diminution d'efficacité liée à chaque photomultiplicateur n'est pas directement comparable avec la diminution du gain puisque l'une s'applique à l'amplitude moyenne du signal en sortie de photomultiplicateur, et l'autre aux taux d'impulsions franchissant un seuil fixe en amplitude. Les deux diminutions sont néanmoins compatibles.

Deux autres enseignements sont à tirer de l'analyse des coïncidences dues au  $^{40}\text{K}$ . D'une part, la diminution du taux de coïncidence, à l'instar de celle du gain des photomultiplicateurs, a été observée rapidement après immersion des lignes, sans

cumul spécialement important de courant en sortie d'anode. D'autre part, et le même comportement est également observé sur la position du pic du photo-électron, après une coupure de quelques jours de la haute tension des photomultiplicateurs, il semble que le gain initial soit récupéré, pour redescendre d'autant plus rapidement à sa valeur effective d'avant coupure.

L'origine de la diminution du gain des photomultiplicateurs n'est comprise. L'explication la plus plausible est vieillissement prématuré dû à un taux plus élevé que prévu initialement de la bioluminescence. Le taux de comptage minimale observé sur site est de  $\sim 60$  kHz pour un seuil L0 de 0.3 pe. Lors de sursauts de bioluminescence, ces taux peuvent culminer au MHz pendant quelques secondes, voire dizaines de secondes. Au cours les périodes de forte bioluminescence, la ligne de base (cf § 2.2.2) peut atteindre plusieurs centaines de kHz pendant plusieurs jours. En incluant ces périodes d'activité optique intense, on estime que le taux moyen d'impulsions engendrées par les photomultiplicateurs est de l'ordre de 150 kHz ce qui correspond à un courant d'anode moyen inférieur à  $1.5 \mu\text{A}$ . Aucun des tests pratiqués en laboratoire à ce jour [210], y compris ceux du constructeur (qui a été informé de la situation), ne permettent de reproduire la perte des gains observée. Ils indiquent à l'inverse une augmentation des gains après l'équivalent de 2 années de fonctionnement.

Pour mieux cerner le phénomène, des nouveaux bancs de tests sont prévus. En attendant, la collaboration a pris la décision de couper l'alimentation des photomultiplicateurs à chaque fois que le taux de comptage individuel moyen dépasse la valeur de  $R=350$  kHz, valeur pour laquelle, en  $T=5$  ans, la charge cumulée à l'anode serait légèrement inférieur à  $Q = RTGe \sim 500$  C, pour un gain nominal  $G = 10^{-7}$ . Ce mécanisme de véto devrait permettre de minimiser la dégradation des photomultiplicateurs.

Comme illustré sur la figure 8.17 la perte d'efficacité des modules optiques consécutive à la diminution présumée des gains des photomultiplicateurs peut être compensée en ajustant la valeur des seuils L0. La méthode utilisée est exposée en détails au chapitre 9. Néanmoins, la diminution de la position, en canal AVC du pic du photo-électron engendre des difficultés pour l'étalonnage à la fois en charge et en temps du détecteur (*walk*) dont la réponse paraît de plus en plus inhomogène d'un ARS à l'autre. Plusieurs essais d'homogénéisation ont été entrepris.

### 8.3 Homogénéisation de la réponse du détecteur

La diminution observée du gain des photomultiplicateurs n'est pas parfaitement uniforme. Même si elle l'était, les lignes de détection n'ayant pas toutes été immergées en même temps, il en résulte une inhomogénéité dans la distribution des distances, en canaux AVC, entre le piédestal et le photo-électron. Pour certains ARS, cette distance

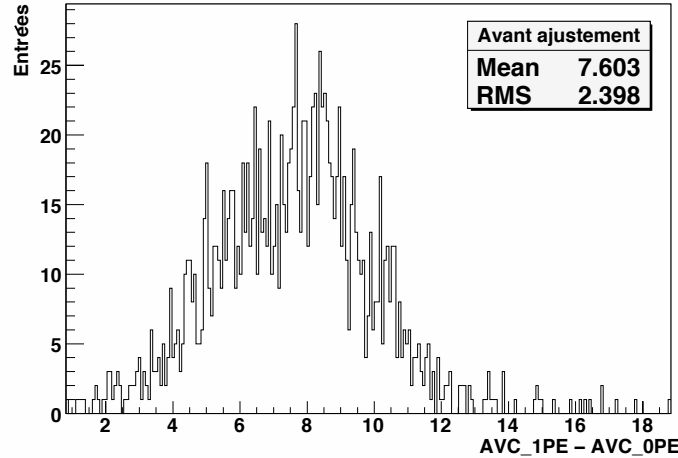


FIG. 8.18: Distances, en canaux AVC, entre le pic du photo-électron et le piédestal, telles qu'observées en avril 2009.

est inférieure à 5 canaux, comme l'indique la figure 8.18, ce qui rend trop imprécises les calibrations en charge, en particulier à cause des effets de DNL. On a vu par ailleurs, que la position du piédestal, dans la gamme des ADC, n'est pas uniforme non plus (figure 8.2).

Pour remédier à cette situation et tenter d'homogénéiser la réponse du détecteur, une solution est d'adapter la gamme dynamique des ADC dans la voie charge de manière à rétablir, pour chaque ARS, une distance :

$$(AVC\_1PE - AVC\_0PE) = 10 \quad (8.7)$$

En principe, il suffit de connaître les fonctions de transfert de la pence et de la base des ADC pour satisfaire cette égalité et recalcr chacun des piédestaux autour d'un canal fixe [211].

En pratique, l'exercice n'est pas si aisé pour au moins deux raisons :

- La configuration des ADC est ainsi faite que, dans la voie charge, la tension de référence  $V_{255}$ , appelée "base", se situe à l'extrémité de la gamme dynamique par rapport à la tension de sortie de l'intégrateur  $V_0$  (correspondant au "piédestal" dans la voie AVC, c'est à dire au zéro de l'intégrateur comme indiqué figure 4.17). Plus simplement, le point d'ancrage des ADC se situe au canal 255. De sorte qu'une (petite) variation du LSB entraîne une (importante) translation de la position du piédestal, comme indiqué sur le schéma 8.19.

Avec le réglage utilisé *in situ* (AD1\_B2B=17), la base correspond à une tension de 2573 mV (voir paragraphe 5.3.3). En utilisant la formule 4.1, pour une valeur  $V_0=1100$  mV correspondant à l'offset de l'intégrateur, on peut ainsi déterminer la valeur attendue du piédestal lorsqu'on fait varier le LSB (i.e AD1\_B2L). Le graphe

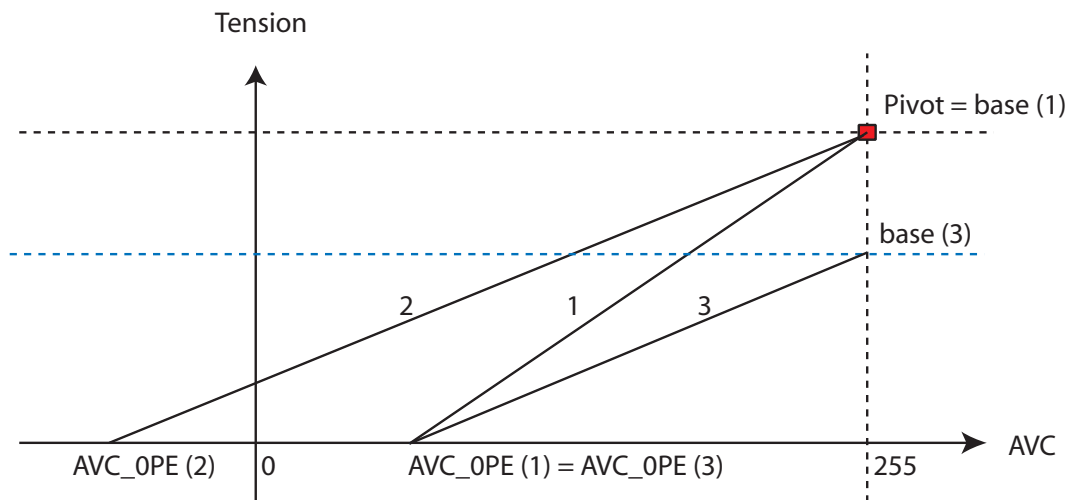


FIG. 8.19: Le schéma illustre l'influence d'un changement de pente de l'ADC (passage 1  $\rightarrow$  2) sur la position du piédestal (repéré par  $AVC\_OPE$ ), le pivot de référence étant la base. Pour la "valeur in situ" de la base ( $AD1\_B2B=17$ ),  $AVC\_OPE$  atteint zéro pour  $AD2\_B2L \lesssim 8$  (cf figure 8.20). Dans le cas représenté ici, le piédestal sort de la gamme ADC (il est virtuellement négatif). Pour ramener le piédestal à sa valeur initiale, il faut ajuster la base (passage 2  $\rightarrow$  3).

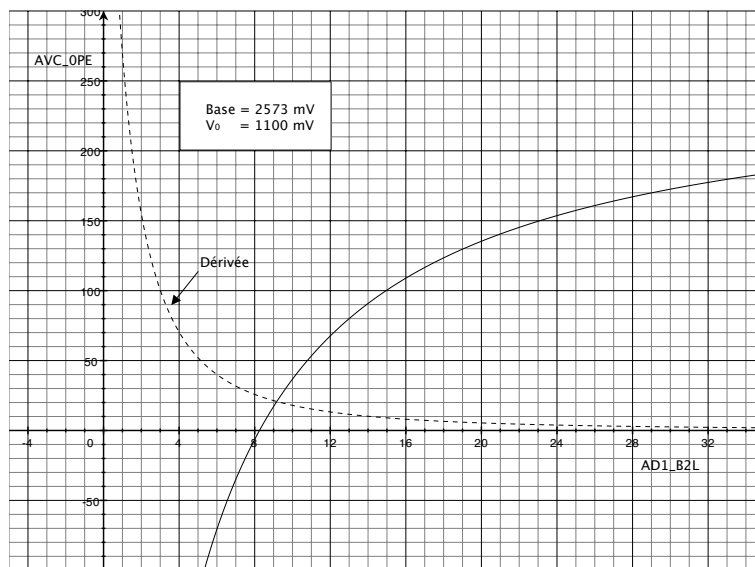


FIG. 8.20: La figure représente le graphe de la fonction (et sa dérivée en pointillés) donnant la position attendue du Pedestal en fonction du DAC du LSB ( $AD1\_B2L$ ). La courbe est obtenue en prenant une base de 2573 mV ( $AD1\_B2B=17$ , voir figure 5.9) et une valeur d'offset de l'intégrateur  $V_0$  de 1100 mV.

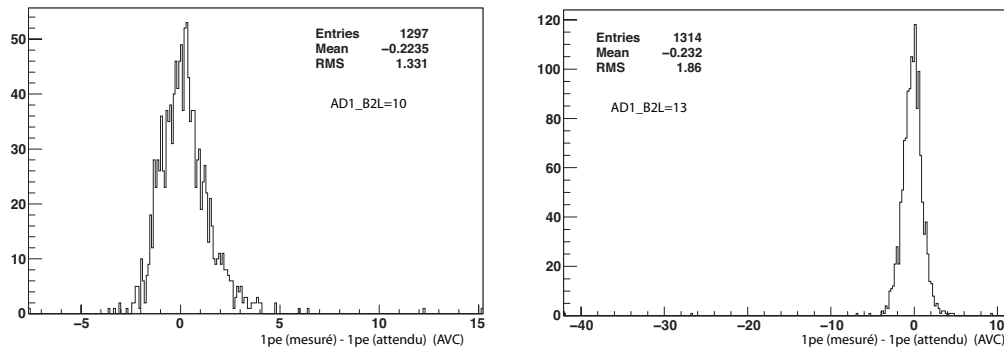


FIG. 8.21: Exemples de différences entre le pic du photo-électron attendu et celui mesuré pour différentes valeurs de  $AD1\_B2L$  ( $AD1\_B2B = 17$ ).

de cette fonction est représentée figure 8.20. La translation du piédestal est d'autant plus grande que le LSB est petit. On comprend bien dès lors qu'il faut parfaitement connaître la fonction de transfert du LSB, faute de quoi le piédestal peut se retrouver à plusieurs canaux ADC de la valeur attendue.

- Or la fonction de transfert du LSB, supposée linéaire, a été établie avec deux points de mesure seulement. L'un de ces points correspond à la valeur maximale du DAC ( $AD1\_B2L=31$ ), ce qui peut conduire à des effets de bords gênants. En outre le graphe du haut de la figure 4.19 montre que, pour cette valeur de DAC, la réponse de l'ADC souffre de non-linéarité pour les plus basses tensions injectées, ce qui a pu conduire à une estimation imprécise du LSB.

C'est ce dernier point qui explique que les premières tentatives pour ramener  $\{AVC\_0PE, AVC\_1PE\}$  à  $\{\sim 30, \sim 40\}$  se soient révélées peu concluantes. A titre d'exercice, en maintenant l'hypothèse de linéarité, la fonction de transfert du LSB a été réévaluée à partir des données *in situ*. Pour ce faire, il a été supposé que le LSB était connu pour  $AD1\_B2L = 4$  grâce aux données du banc de test de Saclay ( $\equiv LSB_4$ ), mais incertain pour  $AD1\_B2L = 31$  ( $\equiv \lambda LSB_{31}$ ,  $LSB_{31}$  étant la valeur obtenue sur le banc de test et  $\lambda$  un facteur correctif). La valeur de  $\lambda$  a ensuite été obtenue en imposant que, dans la configuration  $\{AD1\_B2B=17, AD1\_B2L=8\}$ , les positions des pics de photo-électrons mesurées soient en moyenne proches ( $<1$  canal AVC) de celles attendues<sup>4</sup>. En gardant la valeur de  $\lambda$  ainsi obtenue, les positions de  $AVC\_1PE$  ont été vérifiées pour  $AD1\_B2L \in [8, 14]$  (voir exemples figure 8.21). En dessous de 8, les piédestaux sont négatifs si l'on ne change pas la base des ADC, et les données sont corrompues. Au dessus de 14, le piédestal est translaté vers les

<sup>4</sup>Le choix de  $AD1\_B2L=8$  peut s'expliquer par la figure 8.20 : c'est la plus petite valeur possible pour laquelle le piédestal n'est pas négatif. En dessous, les données enregistrées n'ont pas de sens. Il aurait été plus précis de comparer les positions des piédestaux attendus avec des mesures *in situ*, mais comme il est mentionné au paragraphe 8.1, les runs de piédestaux sont très contraignants. Il est apparu injustifié d'allumer et d'éteindre le détecteur plusieurs fois pour un tel exercice.

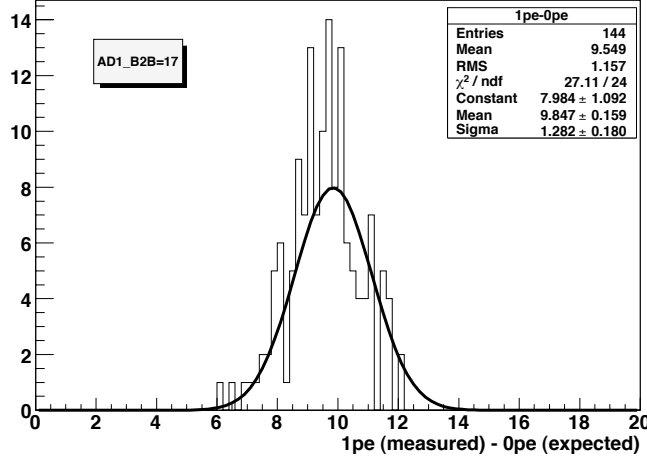


FIG. 8.22: Nouvelles distances entre le pic du photo-électron (mesuré) et le piédestal (tel qu'attendu en utilisant les fonctions de transfert des DAC des ADC) pour une valeur de  $AD1\_B2L$  nécessaire pour satisfaire la relation 8.7 mais bornée à  $[8,14]$ . De surcroît, pour illustration, l'histogramme représente seulement les ARS pour lesquels avec  $AD1\_B2B = 17$ ,  $AVC\_0PE$  est proche de 30, ce qui explique la faible statistique.

hautes valeurs d'AVC et l'algorithme de filtrage traite tous les événements comme des L1 ( $Q > 3pe$ , voir § 2.2.4), ce qui entraîne une congestion de l'acquisition, à moins de modifier les paramètres de calibration lus dans la base de données. Les résultats présentés figure 8.22 concernent de ce fait seulement les ARS pour lesquels, pour satisfaire la relation 8.7, le changement de valeur de  $AD1\_B2L$  s'est limité à :  $11 \rightarrow [8, 14]$ . Il ne s'agit donc pas des ARS pour lesquels le changement était le plus important, mais cela démontre qu'il est bel et bien possible d'harmoniser la réponse du détecteur en jouant sur les paramètres *slow control* des ARS.

Pour autant cette harmonisation est artificielle. Elle peut certes conduire à une réponse en apparence plus homogène, mais cette uniformité apparente serait obtenue grâce à une hétérogénéisation de la gamme dynamique des ADC de chaque ARS. En outre, la baisse des gains entraîne progressivement une diminution de la visibilité du pic du photo-électron (diminution du rapport pic/vallée). Un moyen plus satisfaisant d'obtenir une réponse plus uniforme du détecteur est donc de réajuster les gains des photomultiplicateurs en jouant sur leur haute tension, de manière à recouvrer le gain initial, satisfaisant ainsi la relation 8.7. Pour positionner tous les piédestaux autour du canal  $\sim 30$ , les fonctions de transferts de la base des ADC, ainsi que les piédestaux mesurés *in situ* ont été utilisées selon :

$$\Delta AVC\_0PE = \frac{\Delta Base}{LSB} = \frac{ADC1\_SLOPE\_BASE \times \Delta AD1\_B2B}{LSB_{11}} \quad (8.8)$$

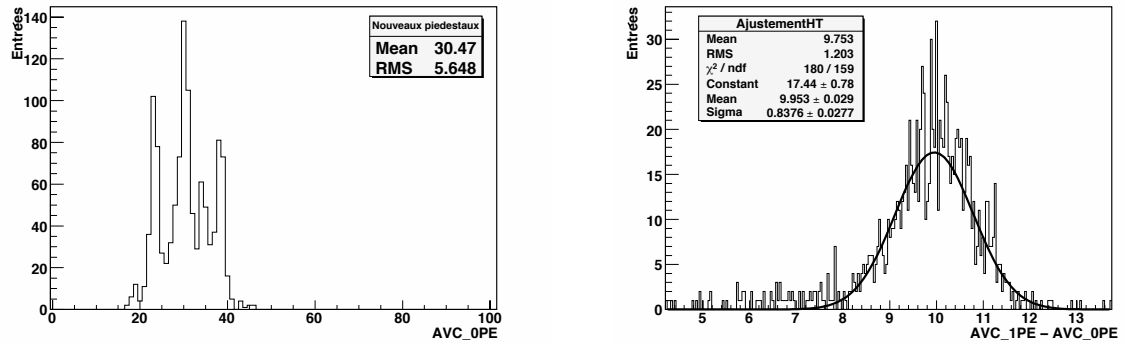


FIG. 8.23: **A gauche** : position des piédestaux après ajustement de *AD1\_B2B*. **A droite** : distances entre le pic du photo-électron et le piédestal après ajustement des hautes tensions (Août 2009). Il n’y a plus de circuits pour lesquels la différence (*AVC\_1PE - AVC\_0PE*) est inférieure à 5.

De cette relation, on peut remarquer que le changement d’une unité de *AD1\_B2B* implique une variation de la position du piédestal d’environ 20 canaux *AVC* pour  $\text{LSB} = \text{LSB}_{11}$ . Aussi le réglage de la position du pic piédestal s’étale-t-il sur une vingtaine de canaux. Les résultats obtenus, présentés figure 8.23 sont donc conformes aux attentes tant du point de vue de la position du piédestal que de celle du pic du photo-électron. Ces nouveaux réglages sont désormais les réglages par défaut. Ils nécessitent toute une série de nouvelles procédures d’étalonnage. Parmi celle-ci, le réglage des seuils à 1/3 pe est présenté au chapitre suivant. Dans cette configuration, on considère que la réponse du détecteur est non seulement uniforme, mais aussi optimale.

## 8.4 Base de données Oracle

Les valeurs des diverses constantes d’étalonnage mentionnées dans ce chapitre sont stockées dans des tables de la base de données **ORACLE** d’ANTARES, elle-même sauvegardée au centre de calcul IN2P3-IRFU à Lyon. Ces tables sont régulièrement consultées par le programme d’acquisition (voir paragraphe 2.2.4) qui convertit les valeurs d’*AVC* et de *TVC* en charge et en temps pour la recherche de topologies semblables à celles induites par le passage de particules chargées relativistes dans le détecteur.

Concernant l’étalonnage en charge, trois couples de tables indépendants sont utilisés :

- Un pour le piédestal (*ARS\_AVC\_OPE* ; *ARS\_AVC\_VALUES\_OPE*)
- Un pour le pic du photo-électron (*ARS\_AVC\_1PE* ; *ARS\_AVC\_VALUES\_1PE*)
- Un pour la correction de la diaphonie  $\text{TVC} \leftrightarrow \text{AVC}$  (*ARS\_XT* ; *ARS\_XT\_VALUES*).

Le principe de fonctionnement est le même pour les 3 couples. La première table, table "mère", indique les caractéristiques du jeu de calibration considéré. Elle pré-

ARS_AVC_OPE ARS_AVC_1PE ARS_XT	Description des paramètres
OFFICIAL	Indique si le jeu de calibration est officiel
VERSION_ID	Identifiant unique du jeu
LABEL	Label
USER_ID	Identifiant de l'utilisateur responsable
UPDATE	
USER_COMMENT	Commentaires sur le jeu
SOFTID	Identifiant unique du programme utilisé pour créer le jeu
ACC_PERIOD	Durée de la prise de données utilisée pour ce jeu
APP_START	Date de mise en application
APP_STOP	Date de fin d'application

TAB. 8.2: Liste des paramètres ("colonnes") contenus dans les tables "mères" de la base données, ayant trait à l'étalonnage en charge. La structure est la même pour les trois tables ARS\_AVC\_OPE, ARS\_AVC\_1PE et ARS\_XT, mais les valeurs sont bien sur différentes.

ARS_AVC_VALUES_OPE	ARS_AVC_VALUES_1PE	ARS_XT_VALUES
LCM_ID	LCM_ID	LCM_ID
ARSLINK	ARSLINK	ARSLINK
VERSION_ID	VERSION_ID	VERSION_ID
AVC_OPE	AVC_1PE	XT_SLOPE
AVC_OPE_RMS	AVC_1PE_RMS	TVC_MEAN
XT_RANGE	AVC_1PE_WIDTH	CALIBOK
CALIBOK	AVC_1PE_WIDTH_RMS	
	AVC_TH	
	AVC_TH_RMS	
	CALIBOK	

TAB. 8.3: Listes des constantes d'étalonnage stockées dans les tables "filles". Les paramètres LCM\_ID et ARSLINK permettent d'identifier à quel ARS se rapporte les constantes d'étalonnage. LCM\_ID est unique, défini comme  $y*256+x$  où  $x$  et  $y$  sont donnés par l'adresse IP de chaque LCM (132.168.y.x).  $ARSLINK \in \{0;5\}$  représente les 6 ARS utilisés pour le traitement du signal des 3 modules optiques de chaque étage.



ARS_AVC_VALUES_OPE		ARS_AVC_VALUES_1PE		ARS_XT_VALUES	
Période	VERSION_ID	Période	VERSION_ID	Période	VERSION_ID
2/03/06 7/05/06	4701767	2/03/06 11/05/06	470176	2/03/06 15/10/07	5394631
7/05/2006 23/08/06	4735726	11/05/06 28/08/06	4735768	15/10/07 10/02/08	7707857
23/08/06 7/12/06	4858306	28/08/06 9/12/06	4858308	10/02/08 8/05/08	10757966
7/12/06 7/05/07	4954257	9/12/06 14/05/07	4954763	8/05/08 1/08/08	15100193
7/05/07 11/10/07	5394610	14/05/07 15/10/07	5394630	1/08/08 -	16718626
11/10/07 10/01/08	7707846	15/10/07 10/02/08	7707892		
10/01/08 6/03/08	8561558	10/02/08 8/05/08	10757965		
6/03/08 6/05/08	10756403	8/05/08 1/08/08	15069867		
6/05/08 5/08/08	13219041	1/08/08 14/10/08	16718547		
5/08/08 14/08/09	16722568	14/10/08 7/12/08	17148350		
14/08/09 -	32593621	7/12/08 1/03/09	17275311		
		1/03/09 14/08/09	28208655		
		14/08/09 -	32606327		

TAB. 8.4: Liste des intervalles de validité des différents jeux de calibration.

cise en particulier avec quelles données, par quel programme et quel utilisateur, les constantes d'étalonnages ont été établies. Elle permet également de savoir si le jeu de constantes est officiel et la période durant laquelle il doit être utilisé. La signification des paramètres (encore appelés "colonnes") des tables "mères" est donnée dans le tableau 8.2. Le lien entre le table "mère" et la table "fille", qui contient la valeur des constantes d'étalonnage, est établi par l'intermédiaire du paramètre `VERSION_ID`, commun aux deux tables, et qui identifie de manière univoque un jeu de calibration. Les constantes d'étalonnage sont regroupées dans les tables "filles" (tableau 8.3). La signification des constantes est données dans les paragraphes relatifs à l'étude du piédestal (8.1), du pic du photo-électron (8.2) et de la diaphonie  $TVC \leftrightarrow AVC$  (8.2.2). Les paramètres notés "PARAM"\_RMS sont les erreurs issues des ajustements sur le paramètre "PARAM". Le paramètre CALIBOK, présent dans les trois tables "filles" peut prendre 3 valeurs différentes :

- CALIBOK=0 signifie que l'étalonnage n'est pas fiable (échec de l'ajustement par exemple). La décision de mettre CALIBOK à 0 est prise par l'utilisateur (voir annexe C).
- CALIBOK=1 signifie que l'étalonnage est bon.
- Enfin lorsqu'un ARS est manquant dans l'étalonnage courant (MO éteint par exemple), les constantes d'étalonnage sont copiées dans le jeu officiel précédent et CALIBOK=2.

Dès qu'un jeu de calibration est disponible, il est référencé dans la table générale `DETECTOR_CALIBRATION`, par l'intermédiaire de `VERSION_ID` et peut être utilisé par le système d'acquisition. La stratégie est légèrement différente pour l'analyse des données. L'alignement géométrique du détecteur nécessitant un certain délai, les données filtrées sont ré-étalonnées *off line*. En se fondant sur l'hypothèse d'une baisse des gains linéaire, les périodes de validité des jeux de calibration sont définies telles que l'on cherchera l'étalonnage disponible le plus proche dans le temps du lot de données à analyser. Ces périodes sont indiquées dans le tableau 8.4.

## 8.5 Conclusion

La linéarité intégrale de l'AVC est un élément clef, qui a été vérifié à plusieurs reprises (annexe B). Elle offre la possibilité d'étalonner en énergie le détecteur avec seulement deux points de mesure : le piédestal et le photo-électron. Pour atténuer les effets de non linéarité différentielle, ces mesures sont faites avec des spectres intégrés plutôt que sur les spectres différentiels. Mais les incertitudes principales demeurent les imprécisions sur les positions du piédestal et du pic du photo-électron engendrées par la DNL et la diaphonie  $TVC \rightarrow AVC$ . Dans ces conditions, la précision sur la mesure de la charge apparaît médiocre, du même ordre de grandeur cependant que les effets de dispersion intrinsèques du photomultiplicateur, soit  $\sim 30\%$ , ce qui n'implique pas de dégradations importantes pour les études de physiques. Un

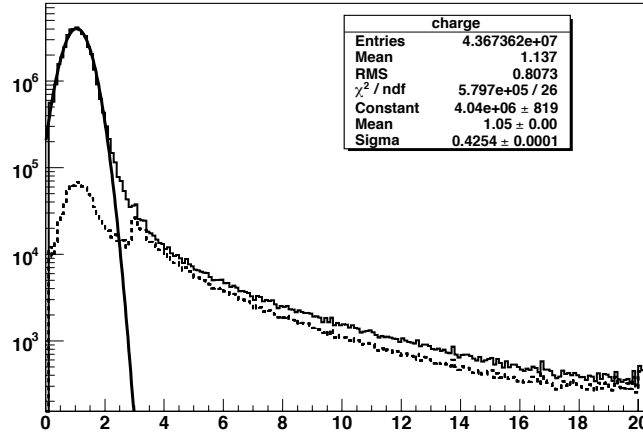


FIG. 8.24: *Distribution de la charge, tous canaux confondus, obtenue après application des nouvelles hautes tensions et procédure d'étalonnage (Août 2009). En pointillés, on distingue la charge des impulsions ayant participé au filtrage qui sélectionne les potentiels événements physique. L'épaule à 3 pe est dû à la recherche d'impulsion de charge  $Q > Q_{\text{HighThreshold}} = 3$  pe pour satisfaire le critère L1 (paragraphe 2.2.4).*

exemple de distribution de charges obtenue après la procédure d'étalonnage décrite dans ce chapitre est présenté figure 8.24.

Les procédures d'étalonnage en charge qui ont été développées ont permis la mise en évidence d'une diminution globale des positions du pic du photo-électron, attribuée à une baisse des gains des photomultiplicateurs. L'origine de ce phénomène n'est pas bien comprise, mais la diminution effective des positions du pic du photo-électron peut être compensée par des ajustements *slow control* de la configuration des circuits ARS, ou des ajustements de haute tension sur les photomultiplicateurs. De tels ajustements ont été présentés dans ce chapitre de manière à homogénéiser la réponse du détecteur qui présente aujourd'hui une gamme dynamique moyenne de  $24 \pm 4$  pe pour tout ARS.



# Chapitre 9

## Réglage des seuils *in situ*

La possibilité d'ajuster les seuils L0 des circuits ARS est un facteur important pour une exploitation convenable des données. Cela permet d'une part d'homogénéiser la réponse du détecteur et d'ajuster d'autre part le flot de données transmises à terre en fonction de l'activité optique environnante. Les mesures faites sur les banc de tests décrits au chapitre 5 ont permis d'établir un premier réglage communs à tous les ARS (avec une valeur par défaut du DAC de réglage  $Trig0\_th = 40$ ) de manière à ce que les seuils effectifs soit tous de l'ordre de 0.5 pe.

Cependant les fonctions de transferts linéaires mesurées avec ces bancs de tests ne donnent pas directement la valeur du seuils en unités de photo-électrons, mais en mV, ce qui rend difficile leur utilisation *in situ*. En outre, ces fonctions de transfert, qui n'ont été évaluées qu'avec deux points de mesure (voir paragraphe 5.3.2), possèdent des ordonnées à l'origine très dispersées.

Dans ces conditions, il est apparu nécessaire de pouvoir établir des fonctions de transfert "effectives" *in situ* dans le but de réajuster la valeur du seuil L0 à 1/3 pe pour chaque ARS. La méthode employée est décrite dans ce chapitre, ainsi que la procédure d'ajustement des seuils et les vérifications associées.

### 9.1 Etalonnage des seuils L0

#### 9.1.1 Fonctions de transfert effectives

La procédure mise en place *in situ* pour mesurer les fonctions de transfert effectives des seuils repose sur l'analyse des événements ayant un `TimeStamp` nul (voir paragraphe 6.2). Ces événements, à l'origine non désirés, se produisent lorsqu'une impulsion de photomultiplicateur dépasse une tension de référence, fixée via  $Trig0\_th$ , pour une durée courte. Ceci se produit en particulier lorsque l'amplitude maximale de l'impulsion est proche (par excès) de la valeur de la tension de référence. La charge AVC et le temps fin TVC de l'événement sont correctement enregistrés. En analysant les distribution d'AVC de ces événements, on peut déduire la valeur effective (noté  $AVC\_MEAN \pm AVC\_RMS$ ), en canal AVC, du seuil. La connaissance des positions

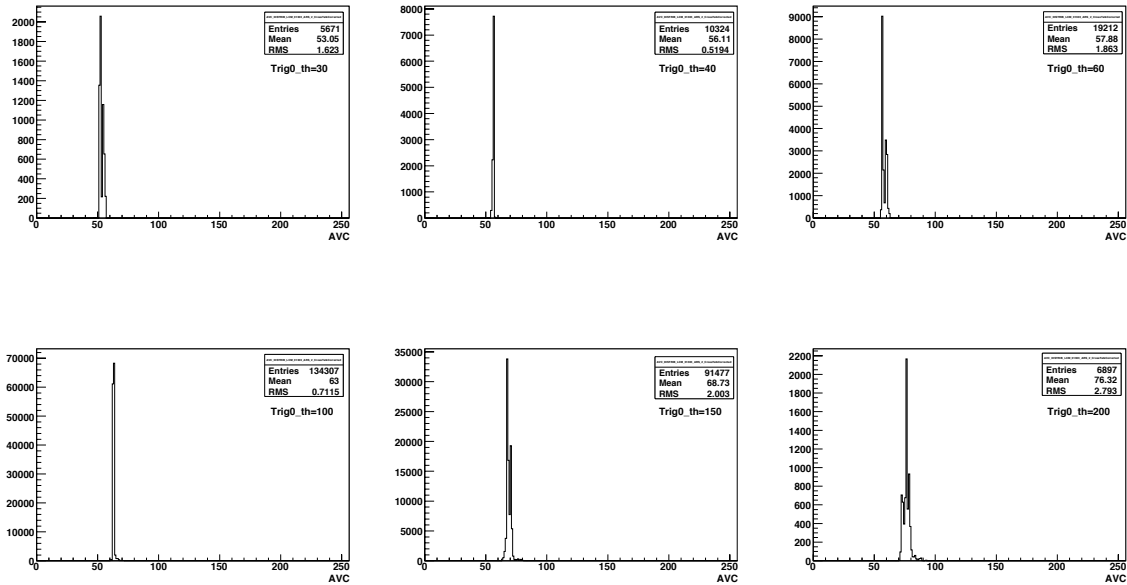


FIG. 9.1: Exemples de distribution d'AVC obtenues lors de prise de données spécialement conçues pour sélectionner les événements de `TimeStamp nul`, pour diverses valeurs de `Trig0_th`. Les valeurs moyennes obtenues sont utilisées pour extraire la fonctions de transfert (figure 9.2). On peut remarquer que, conformément à ce qui est attendu, la largeur des distributions augmente avec `Trig0_th`, à quelques effets de DNL près.

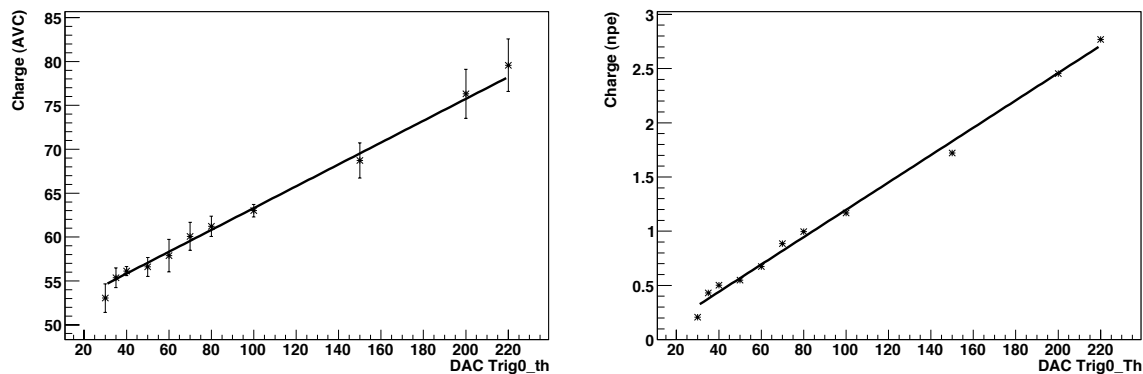


FIG. 9.2: Exemple de fonction de transfert effective obtenue en sélectionnant des événements de `TimeStamp nul`. A **gauche** la fonction de transfert est donnée en canaux AVC, à **droite** en photo-électrons, grâce à la relation 9.1. C'est la fonction de droite qui est utilisée pour l'ajustement des seuils.

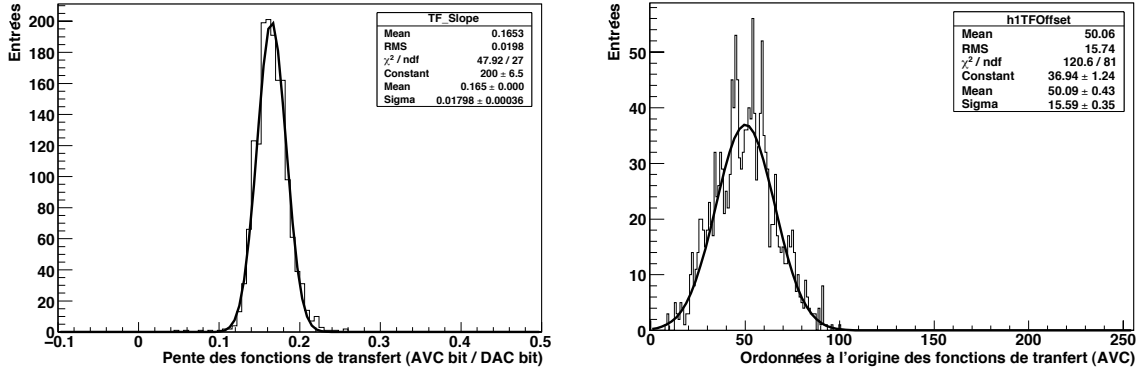


FIG. 9.3: *Distribution des pentes (gauche) et ordonnées à l'origine (droite) des fonctions de transfert effectives mesurées in situ (novembre 2008). Si les pentes sont assez homogènes, la dispersion sur les ordonnées à l'origine est importante, ce qui traduit la nécessité d'un réglable individualisé (voir par exemple la figure 9.5)*

respectives du piédestal (AVC\_0PE) et du pic du photo-électron (AVC\_1PE), dans le gamme AVC (chapitre 8), permet de transformer facilement cette valeur en unité de photo-électron :

$$Q_{\text{seuil}} = \frac{\text{AVC\_MEAN} - \text{AVC\_0PE}}{\text{AVC\_1PE} - \text{AVC\_0PE}} \equiv \text{PE\_MEAN} \quad (9.1)$$

La valeur obtenue est donc entachée des erreurs liées à l'étalonnage de l'AVC, généralement causées par la non-linéarité différentielle des ADC (chapitre 6). Elle donne néanmoins une estimation rapide de la valeur effective des seuils. Un filtrage spécifique a été développé pour sélectionner les événements de TimeStamp nul, qui sont en temps normal supprimés<sup>1</sup>, afin de permettre une surveillance des seuils au cours du temps.

En faisant systématiquement varier la valeur de  $Trig0\_th$ , on peut ainsi calculer la valeur du seuil effectif correspondant (valeur moyenne de la distribution d'AVC). Un exemple des distributions de charge obtenues pour divers  $Trig0\_th$  est donné figure 9.1. La fonction de transfert effective ainsi déterminée est représentée figure 9.2. Un ajustement linéaire est pratiqué suivant :

$$\text{AVC}(TS = 0) = a \times Trig0\_th + b \quad (9.2)$$

où  $b \equiv \text{TRIG0\_TH\_INTERCEPT}$  et  $a \equiv \text{TRIG0\_TH\_SLOPE}$  sont les paramètres enregistrés dans la base donnée (voir paragraphe 9.4). La figure 9.3 représente les

<sup>1</sup>Une alternative consiste à rechercher les événements de TimeStamp nul dans les données brutes enregistrées lors des alertes GRB. Mais ceci nécessite la manipulation de très gros fichiers, pour ne garder que  $\sim 1/10000$  événements.

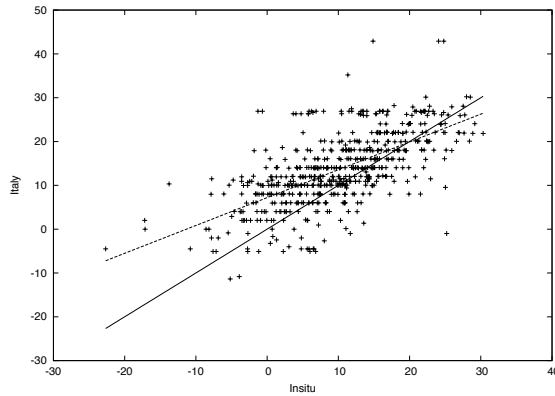


FIG. 9.4:  $TRIG0\_TH\_INTERCEPT\_EFF$  (mesuré en Italie) versus  $TRIG0\_TH\_(OPE)\_IN\_SITU$ . Le trait continue correspond au graphe de la droite d'équation  $(y=x)$ . Les pointillées sont obtenus après un ajustement linéaire. L'étude porte sur 620 ARS seulement.

distributions de ces paramètres, obtenus pour l'ensemble du détecteur en novembre 2008. De même que pour les résultats obtenus avec les bancs de test de caractérisation des circuits, les pentes sont sensiblement identiques pour tous les ARS. En revanche, une grande dispersion est observée sur la distribution des ordonnées à l'origine. Cette dispersion reflète les différents niveaux de tensions délivrés par le discriminateur pour une même tension d'entrée, et souligne l'importance d'étalonnages individuels praticables *in situ*.

Afin de comparer les résultats obtenus avec les bancs de tests et ceux présentés dans ce chapitre, il est utile de calculer, à partir des fonctions de transferts *in situ*, la valeur de  $Trig0\_th$  théorique qui correspond à un signal d'amplitude nulle en sortie de photomultiplicateurs, c'est à dire pour laquelle la valeur d'AVC correspond au piédestal  $AVC\_0PE$  mesuré *in situ*. Cette valeur, notée  $TRIG0\_TH\_(OPE)\_IN\_SITU$  est en principe comparable à l'intercept ( $TRIG0\_TH\_INTERCEPT$ ) de la fonction de transfert (mv/DAC) définie au paragraphe 5.3.2. Elle s'obtient par la relation :

$$TRIG0\_TH\_(OPE)\_IN\_SITU = \frac{AVC\_0PE - TRIG0\_TH\_INTERCEPT}{TRIG0\_TH\_SLOPE} \quad (9.3)$$

Le résultat de la comparaison est illustré figure 9.4. Une vague corrélation linéaire est bien observée, ce qui, compte tenu de la différence entre les méthodes employées encourage à l'utilisation des fonctions de transferts effectives obtenues *in situ* pour l'ajustement de seuils. Rappelons que la valeur de  $AVC\_0PE$  peut être influencée par la DNL. L'influence de la DNL est également visible sur les graphes de la figure 9.2 : les non-linéarités observées sont généralement dues à des points de mesure influencés par la présence de bins larges à proximité. Ces imprécisions nécessitent la mise en place d'une procédure itérative pour le réglage des seuils, ainsi que de procédures de vérifications indépendantes.



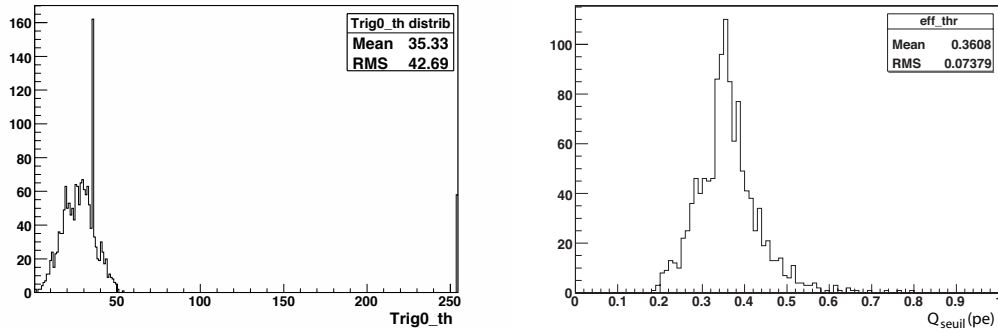


FIG. 9.5: **A gauche** : distribution de la valeur de  $Trigo\_th$  nécessaire pour harmoniser les seuils des ARS (août 2009). Le pic à 35 correspond à la nouvelle valeur par défaut *in situ*. **A droite** : distribution des valeurs de seuil effectif mesurées par la méthode de TimeStamp nul.

### 9.1.2 Ajustement des seuils *in situ*

Les fonctions de transfert effectives une fois établies *in situ*, il est facile de calculer quel doit être la valeur de  $Trigo\_th$  pour obtenir à un seuil L0 effectif de  $\sim 1/3$  pe. Néanmoins, les effets de DNL, ne permettent pas, en général, d'aboutir au réglage escompté du premier coup, ce qui rend l'exercice assez fastidieux. Après quelques itérations, on peut toutefois harmoniser la valeur des seuils. Un exemple est donnée figure 9.5 : les valeurs des seuils correspondent à la situation du détecteur en août 2009, après harmonisation du gain des photomultiplicateurs. C'est la configuration optimale du télescope. Pour parvenir à cette valeur globale de  $0.36 \pm 0.07$  pe, il a fallu appliquer à chaque ARS des valeurs de  $Trigo\_th$  assez disparates. Elles sont illustrées sur l'histogramme de gauche.

La méthode de réglage et de mesure de  $Q_{seuil}$  repose sur l'étalonnage en charge du détecteur. Les erreurs systématiques commises lors de cette étalonnage se propagent donc sur la mesure du seuil. Aussi peut-il se produire que bien que le seuil mesuré soit de  $1/3$  pe pour deux modules optiques d'un même étage, leur taux de comptage soit systématiquement différent. Dans ce cas, il faut vérifier les étalonnages et, à défaut de pouvoir les corriger, se fier au taux de comptage. La méthode d'ajustement des seuils doit donc se poursuivre par la vérification systématique de la conformité des taux de comptage relatifs des modules optiques et des ARS.

## 9.2 Ajustement des taux de comptage

### 9.2.1 Taux de comptage des modules optiques

Une fois le premier ajustement des seuils établi sur la base de la mesure de la charge, on peut vérifier *en ligne* l'uniformité des taux d'événements traités par mo-

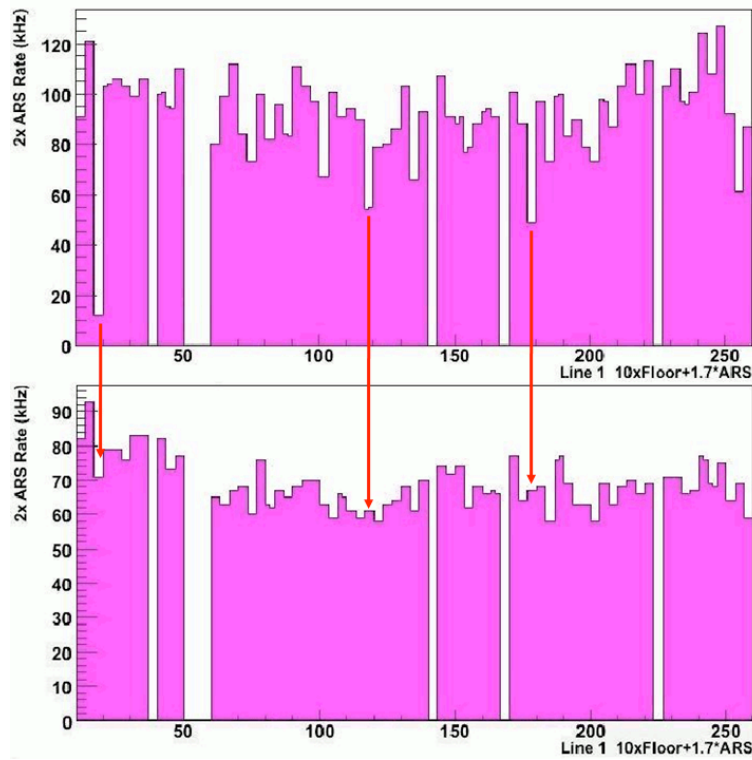


FIG. 9.6: Taux d'événements sur les modules optiques de la ligne 1 : en haut, avant ajustement des seuils ; en bas, après ajustement. Les flèches indiquent que l'effet du réglage permet d'homogénéiser la réponse de la ligne. Chaque bâtonnet représente l'un des 25 modules optiques de la ligne.

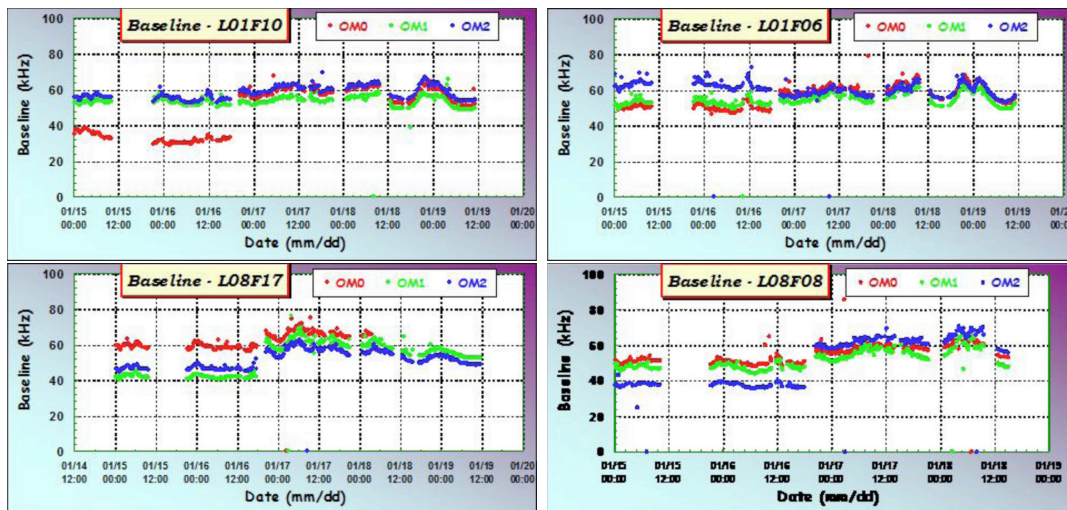


FIG. 9.7: Exemples d'illustration de l'effet de l'ajustement des seuils sur les taux de comptage de 4 étages différents.

dule optique, c'est à dire le taux d'événements traités par les deux ARS s'échangeant le jeton (cf § 4.9). Les diagrammes en bâtonnets des taux de comptage associés à chaque module optique de chaque ligne du détecteur sont remplis en parallèle de la prise de données. On peut ainsi rapidement visualiser quels modules optiques sont en défaut. D'une prise de données à l'autre, l'activité optique peut varier sensiblement, la valeur absolue des taux de comptage n'est donc pas significative. De même, les taux de comptage, fonction de la concentration locale de bactéries, peuvent occasionnellement varier le long d'une ligne (350 m) de près d'un facteur deux. On s'attachera donc seulement à vérifier que les taux de comptage le long d'une ligne suivent une distribution continue. Un exemple est donné pour la ligne 1, avant et après ajustement des seuils, figure 9.6. Les valeurs de  $Trig0\_th$  sont ajustées de manière à atténuer les écarts locaux dans les taux de comptage. Lorsque le comptage d'un module optique est en excès par rapport aux autres, on augmente la valeur de  $Trig0\_th$ . L'inverse n'est pas automatique. Il peut se produire qu'un ARS déclenche dans du bruit si souvent que les mémoires du pipeline (cf § 4.7) saturent rapidement : l'ARS entre en temps mort et le taux de comptage apparaît artificiellement trop bas. La procédure est donc une fois de plus itérative. En outre, il faut répéter l'exercice plusieurs fois à cause des sursauts de bioluminescence qui peuvent engendrer localement des taux de comptage surélevés, sans que les seuils L0 soient incriminés. Une autre illustration de l'effet du réglage des seuils sur les taux de comptage des modules optiques est donnée figure 9.7. Les lignes de base du comptage de chaque module optique de 4 étages différents  $y$  sont représentées en fonction du temps sur une période de 5 jours. On distingue parfaitement le moment où les seuils ont été modifiés.

### 9.2.2 Taux de comptage des ARS

Cette méthode permet donc de déterminer si un couple d'ARS est mal calibré mais elle ne permet pas d'identifier lequel des deux ARS est en faute. L'échange de jeton entre les deux ARS étant alternatif, le taux de comptage enregistré pour un module optique est toujours dominé par l'ARS qui a le seuil le plus haut, sans que l'on puisse dire lequel est-ce.

Une méthode complémentaire a donc été proposée pour distinguer les taux de comptage des couples d'ARS [212, 213]. Elle repose sur l'étude des différences de temps entre les coups successifs traités par les ARS. La probabilité  $P_{\Delta t}(t)$  que deux événements consécutifs soient séparés de la durée  $t$  à  $\Delta t$  près est donnée par la relation (statistique de Poisson) :

$$P_{\Delta t}(t) = R\Delta t \exp(-R \times t) \quad (9.4)$$

où  $R$  est le taux moyen d'occurrence de l'événement.

La distribution de la différence en temps entre deux impulsions consécutives de l'ARS pair et de l'ARS impair ( $t_{pair} - t_{impair}$ ), donne donc accès au taux vu au-dessus du seuil de l'ARS pair et inversement. Les histogrammes ainsi construits sont ajustés avec une fonction à 2 paramètres  $a$  et  $b$ ,  $y(t) = a \times \exp(-bt)$ . La pente  $b$  de l'exponentielle

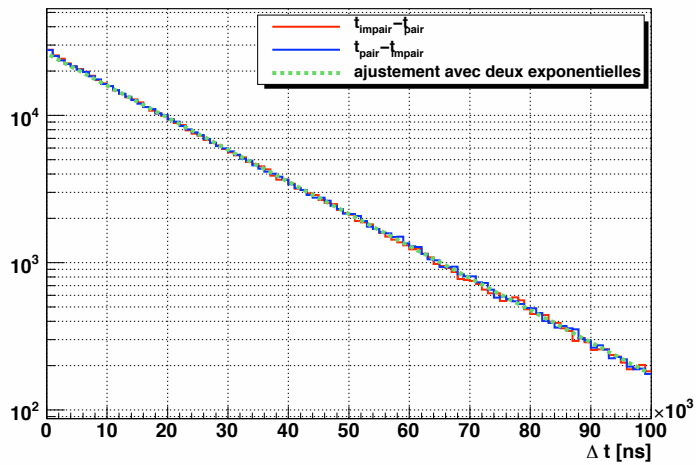


FIG. 9.8: Distributions des différences de temps de coups consécutifs entre les ARS pair et impair d'un module optique. Les deux distributions étant similaires, elles indiquent que les deux ARS possèdent un seuil effectif identique.

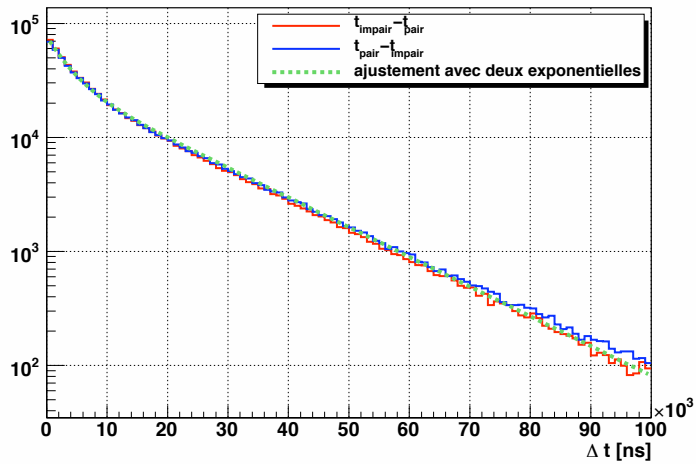


FIG. 9.9: Distributions des différences de temps de coups consécutifs entre les ARS pair et impair d'un module optique. Ces distributions sont ajustées par une somme de fonctions exponentielles. La première exponentielle correspond au bruit de fond dû à des sursauts de bioluminescence alors que la seconde montre que les deux ARS ont un seuil identique.

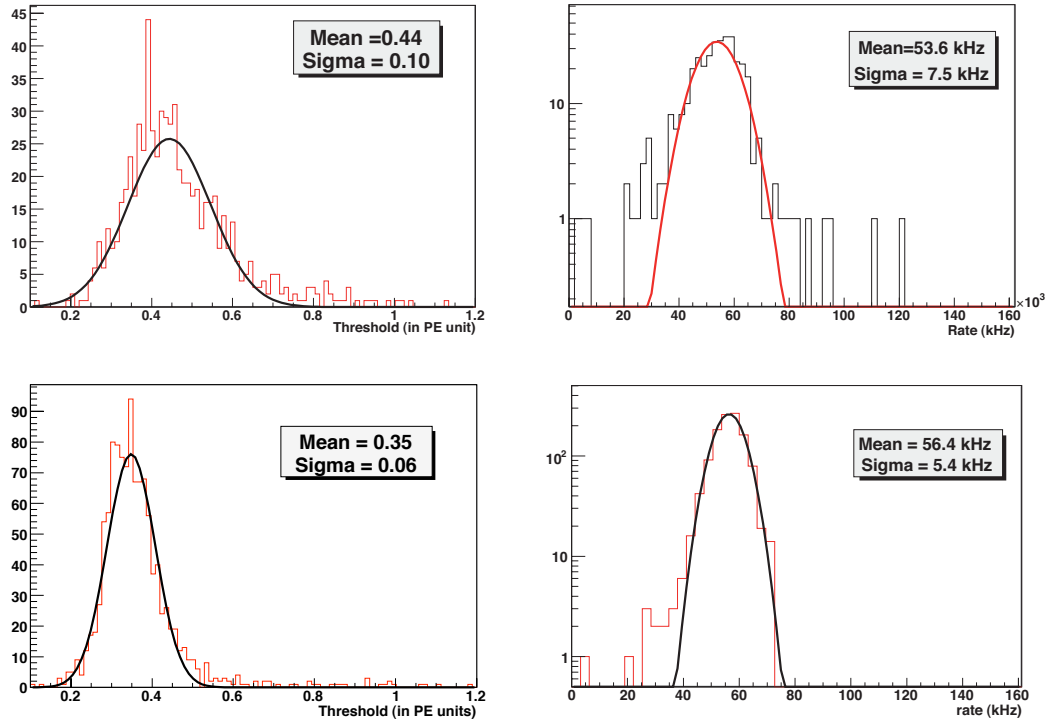


FIG. 9.10: **En haut** : distributions des seuils effectifs (**gauche**) et taux de comptage (**droite**) avant ajustement des seuils (décembre 2007) avant le réglage des seuils (91 "Time Slices"). **En bas** : distributions des seuils effectifs (**gauche**) et taux de comptage (**droite**) après ajustement des seuils (mars 2008, 100 "Time Slices").

donne alors le taux de comptage de l'ARS incriminé. Ces distributions sont obtenues en prenant soin, dans la mesure du possible, d'éliminer les événements atypiques (TimeStamp nul, *bit flip* du TimeStamp, non échange du jeton). Un exemple de distribution est présenté figure 9.8. Il illustre le bon accord sur la valeur du seuil effectif des deux ARS concernés.

Il est fréquent d'observer que les distributions obtenues ne sont pas rigoureusement exponentielles sur toute la gamme des  $\Delta t$  observée. Ceci est dû au sursauts de bioluminescence qui s'ajoutent pendant une courte durée ( $\sim 1$  s) au processus continu induit essentiellement par les désintégrations du  $^{40}\text{K}$ , créant ainsi une nouvelle exponentielle de plus grande pente aux petits  $\Delta t$ . C'est le cas de la figure 9.9 où la distribution des  $\Delta t$  est ajustée par la somme de deux exponentielles  $y(t) = a_1 \times \exp(-b_1 t) + a_2 \times \exp(-b_2 t)$  permettant également d'accéder à la mesure du taux moyen de bioluminescence<sup>2</sup>. De façon générale les seuils effectifs des ARS

<sup>2</sup>Lorsque le taux de comptage d'un ARS dépasse la valeur de 400 kHz ("high rate veto" ajustable) en moyenne sur une "Time Slice", la "Time Slice" en question n'est pas écrite (cf § 2.2.4). Mais ce processus de veto n'interdit pas les faibles valeurs de  $\Delta T$  dans de courtes fenêtres en temps. Il est fait essentiellement pour éliminer les sursauts au MHz qui durent plusieurs secondes. Il n'a aucune

peuvent être comparées en ne considérant que le résultat de l'ajustement à une exponentielle, à condition de ne pas prendre en compte la partie à  $\Delta t < 20 \mu s$ , ce qui permet de s'affranchir des sursauts de bioluminescence.

Les résultats obtenus par cette méthode sont résumés figure 9.10. Une étude plus détaillée montre que la grande majorité des modules optiques donne des taux égaux pour les paires d'ARS à  $\pm 5$  kHz près. Les cas pour lesquels les écarts sont supérieurs, en valeur absolue, à 5 kHz doivent être ré-étalonnés. Mais cette méthode, qui nécessite elle aussi quelques itérations, n'est pas aisée à mettre en place rapidement. Elle ne s'applique que sur des données non biaisées et non filtrées enregistrées lors des alertes GRBs. En outre, il faut prendre garde à utiliser des fichiers où le taux d'activité est le plus faible possible pour éviter les sursauts de bioluminescence. Or ces fichiers sont lourds ( $\sim 2$  GO) et s'obtiennent après un délais typique de 1 semaine après l'alerte (temps de mise en forme et de transfert au centre de calcul)...

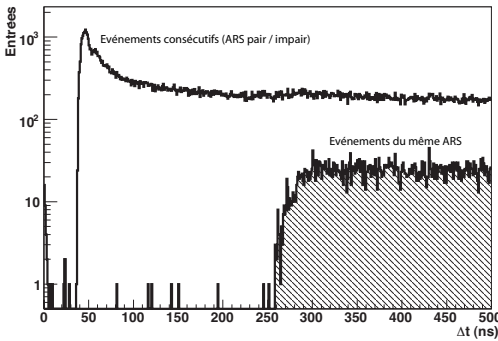


FIG. 9.11: *Illustration des temps morts effectifs*

ARS. Ceci est représenté par la courbe plus à droite. On trouve une valeur proche de 250 ns compatible avec la valeur attendue pour la libération d'un événement hors du pipeline analogique (cf § 4.7).

Outre le réglage fin des seuils des ARS, la méthode des  $\Delta t$  permet la mesure effective du temps mort associé à chaque module optique. Un exemple typique est donné figure 9.11 (étage 1 ligne 1, MO 3). Le temps mort effectif y apparaît de l'ordre de 40 ns secondes. En pratique, ce temps mort est la somme du temps d'intégration du signal après le franchissement du seuil L0 ( $Spe\_gate \simeq 25$  ns, cf figure 5.12) puis du temps de passage du jeton ( $\sim 15$  ns) qui n'intervient qu'après intégration. Le temps mort intrinsèque d'un ARS peut être mesuré par la même méthode, à condition de ne prendre que les coups traités par le même

## 9.3 Evolution au cours du temps

### 9.3.1 Stabilité de l'électronique

La méthode mise en place pour la mesure des fonctions de transfert effectives peut être utilisée pour étudier la stabilité des niveaux de seuil dans le temps. On peut, pour une valeur fixe de  $Trig0\_th$  observer l'évolution de la distribution en canaux

---

incidence sur la composante de bioluminescence mesurée ici.

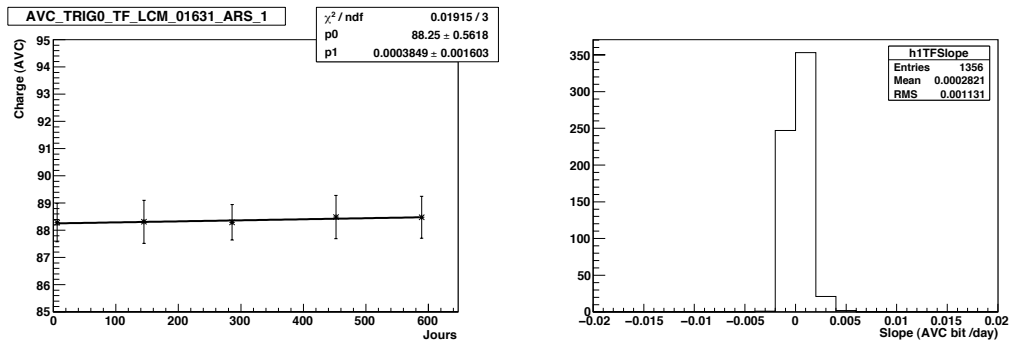


FIG. 9.12: **A gauche** : Exemple d'évolution de la valeur, en canaux d'AVC, du seuil  $L0$  effectif en fonction du temps. L'exemple est donnée pour  $Trig0\_th=60$  et pour l'ARS 5 de l'étage 7 de la ligne 1. Un ajustement linéaire est pratiqué. La distribution des pentes obtenues pour 1356 ARS est donnée sur l'histogramme de **droite**. La valeur trouvée indique que le niveau de seuil  $Trig0\_th=60$  est stable dans le temps pour tout ARS.

AVC des événements de TimeStamp nul correspondant. Le niveau de seuil  $L0$  étant comparé à l'amplitude des impulsions, et non à leur charge, on fera l'hypothèse que la forme des impulsions n'est pas changée. Dans ce cas, on s'attend à ce que les valeurs de charge mesurées restent fixes dans le temps. Les résultats obtenus en utilisant les points de mesures (pour  $trig0\_th=60$ ) de 4 fonctions de transfert différentes, établies à  $\sim 600$  jours d'écart, sont illustrés figure 9.12. Le même type de résultats a pu être obtenu pour diverses valeurs de  $trig0\_th$ . Pour chacune d'entre elles, on peut conclure qu'il n'y a pas de dérive des niveaux de tensions des comparateurs  $L0$ .

Cette étude permet également de conclure que le produit du gain de l'intégrateur et du gain de l'ADC de la voie charge est resté stable dans le temps, à moins bien sûr que l'ensemble aie dérivé en parallèle et que ceci compense parfaitement une éventuelle dérive des niveaux de seuil, ce qui est fort improbable. On peut ainsi affirmer qu'aucune dérive de l'électronique frontale du télescope n'a été observée. Ce qui implique que la diminution de l'écart entre la position du pic du photo-électron et du piédestal (cf § 8.2.5) n'est pas un effet de l'électronique de lecture des signaux, mais bien une diminution progressive de l'amplitude des signaux en entrée des circuits ARS. Le corollaire qui en découle est que, pour une valeur de  $Trig0\_th$  constante, on devrait observer une augmentation relative de seuils effectifs au cours du temps et donc une dégradation de l'efficacité de détection du télescope qu'il faut compenser par un réajustement des seuils.

### 9.3.2 Dérive des seuils effectifs

La découverte de la diminution présumée du gain des photomultiplicateurs a incité à la mise en œuvre régulière d'acquisitions spéciales destinées à mesurer la valeur des seuils effectifs pour chaque ARS. L'objectif étant de surveiller l'évolution des seuils effectifs de manière à :

1. Réajuster les seuils si l'efficacité de détection en pâtit.
2. Connaître les valeurs réelles des seuils pour mieux reproduire, par simulations Monte Carlo, le comportement du détecteur, et maîtriser les erreurs systématiques qui en découlent. Pour le moment, la gamme dynamique est la même pour tous les ARS (20 pe) dans les simulations et les seuils sont tous supposés égaux à 0.5 pe.

Les valeurs des seuils effectifs ainsi mesurées sont sauvegardées dans la base de données (paragraphe 9.4). Les graphes présentés sur la figure 9.13 illustrent une étude sur l'évolution des seuils en 2007. En janvier 2007, le détecteur comportait 2 lignes. De février à décembre 2007, il en comportait 5. Les valeurs par défaut ( $trig0\_th=40$ ) imposées pour les tests d'étalonnage en chambre noire des lignes 3, 4 et 5 ont été réajustées en avril 2007 de manière à diminuer les seuils effectifs (on le distingue bien sur le graphe correspondant). Les valeurs de  $Trig0\_th$  des lignes 1 et 2 (ajustées précédemment) sont restées inchangées toute l'année. Pour l'interprétation, il faut rappeler que la mesure de la position du pic du photo-électron est influencée, à cause de la DNL, par la valeur de  $trig0\_th$ . Lorsque la valeur de  $Trig0\_th$  baisse,  $AVC\_1PE$  baisse légèrement. Il s'en suit que  $Q\_seuil$  apparaît supérieure à sa valeur réelle. Quoiqu'il en soit, l'augmentation des seuils est plus visible sur les lignes les plus récemment immergées. De même, l'écart entre le pic du photo-électron et le piédestal diminue plus rapidement pour ces lignes. C'est la seule indication que le processus de diminution des gains de photomultiplicateurs pourrait se stabiliser : il semble que la diminution soit moindre pour la ligne 1, en 2007, qu'en 2006. Mais ceci n'est pas confirmé par les études de coïncidences de  $^{40}K$  (figure 8.17). En outre plus la différence ( $AVC\_1PE - AVC\_0PE$ ) est faible, moins la précision de mesure sur cette variable est bonne, tant que la largeur d'un canal  $AVC$  reste fixe.

## 9.4 Base de données

La valeur des seuils L0 effectifs mesurée lors de prise de données spéciales destinées à repérer les événements de `TimeStamp` nul, ainsi que les fonctions de transfert effectives mesurées *in situ* sont sauvegardés dans la base de données ANTARES. Les seuils effectifs, calculés par l'intermédiaire du module d'analyse "TSzeroTrigOFinder" implémenté de le programme `CalibFW` (voir annexe C), sont stockés dans la paire de tables `{ARS_EFF_THRS; ARS_EFF_THRS_VALUES}`. Les paramètres des fonctions de transfert effectives sont sauvegardées dans les tables `{ARS_TRIG0_TH, ARS_TRIG0_TH_VALUES}`. Ils sont calculés en exécutant



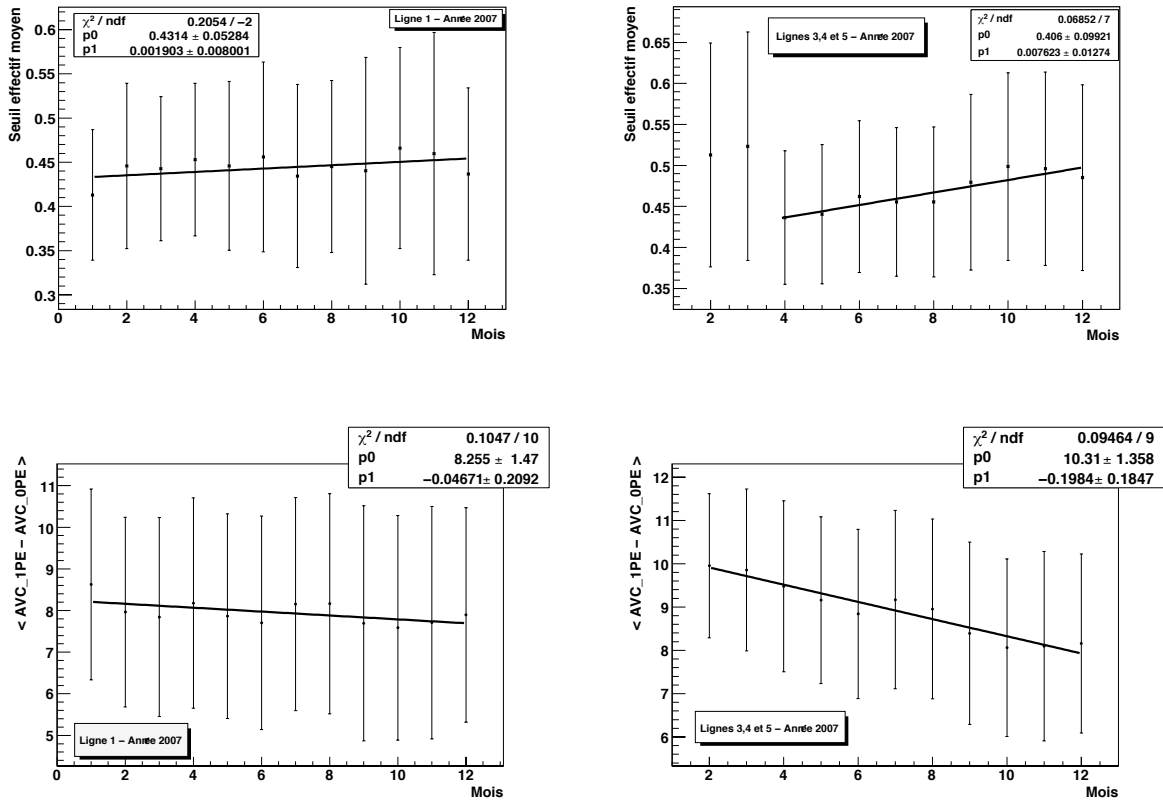


FIG. 9.13: **En haut** : Evolution du seuil effectif moyen de la ligne 1 (gauche) et des lignes 3, 4 et 5 (droite). **En bas** : Evolution de position moyennes du pic du photo-électron, relativement au piédestal, de la ligne 1 (gauche) et des lignes 3, 4 et 5 (droite).

le module d'analyse "Ana\_ThresholdScan" du logiciel CalibFW.

La table ARS\_TRIG0\_TH possède les mêmes attributs (colonnes) que les tables ARS\_AVC\_OPE, ARS\_AVC\_1PE et ARS\_XT (voir table 8.2). Il en est de même pour la table ARS\_EFF\_THRS à laquelle s'ajoutent 4 champs supplémentaires :

- OPE\_ID : l'identifiant VERSION\_ID du jeu de piédestaux utilisé pour la conversion du seuil en unité de photo-électron.
- 1PE\_ID : l'identifiant VERSION\_ID de l'emplacement en canaux AVC du pic de photo-électron utilisé pour la conversion du seuil en unité de photo-électron.
- XT\_ID : l'identifiant VERSION\_ID des paramètres de la correction de diaphonie AVC  $\leftrightarrow$  TVC utilisée pour établir la position de la distribution correspondant au seuil dans la gamme AVC.
- SETUP\_ID : l'identifiant VERSION\_ID du run utilisé pour le calcul des seuils.

ARS_TRIGO_TH_VALUES	ARS_EFF_THRS_VALUES
LCM_ID	LCM_ID
ARSLINK	ARSLINK
VERSION_ID	VERSION_ID
TRIGO_TH_SLOPE	AVC_MEAN
TRIGO_TH_INTERCEPT	AVC_RMS
CALIBOK	PE_MEAN
	CALIBOK

TAB. 9.1: Listes des constantes d'étalonnage stockées dans les tables "filles" se rapportant à l'étalonnage des seuils. Les paramètres LCM\_ID et ARSLINK permettent d'identifier à quel ARS se rapporte les constantes d'étalonnage. LCM\_ID est unique, défini comme  $y * 256 + x$  où  $x$  et  $y$  sont donnés par l'adresse IP de chaque LCM (132.168.y.x). ARSLINK  $\in \{0;5\}$  représente les 6 ARS utilisés pour le traitement du signal des 3 modules optiques de chaque étage. Le champs CALIBOK indique si l'étalonnage est considéré valable (CALIBOK=1) ou non (CALIBOK=0). La signification des autres champs est données dans le paragraphe 9.1.

Les valeurs associées au jeu de constantes d'étalonnage référencé dans la table mère ARS\_TRIGO\_TH, ainsi que celles du jeu de constantes référencé dans la table ARS\_EFF\_THRS sont stockées respectivement dans les tables ARS\_TRIGO\_TH\_VALUES et ARS\_TRIGO\_TH\_VALUES décrites dans le tableau 9.1.

## 9.5 Conclusion

La surveillance des seuils effectifs des ARS est une tâche importante pour veiller à ce que l'efficacité de détection ne soit pas détériorée. Si les niveaux (tensions) de déclenchement L0 apparaissent parfaitement stables dans le temps, la diminution graduelle des gains des photomultiplicateurs entraîne une augmentation sensible des seuils effectifs de déclenchement et donc une baisse de l'efficacité.

En utilisant les méthodes développées pour l'étalonnage en charge du détecteur, et en tirant avantage du phénomène de TimeStamp nul, il est possible de réajuster les seuils de façon à rendre plus homogène la réponse du détecteur. On s'assurera en particulier de l'uniformité (locale) des taux de comptage. Reste que cette méthode n'est efficace que lorsque la précision de l'étalonnage en charge est suffisante. Or cette précision se détériore à mesure que les gains diminuent puisque la largeur des canaux ADC reste constante. Il s'est donc avéré nécessaire de ré-échelonner la gamme dynamique effective des ADC (chapitre 8). De ce fait, les seuils effectifs ont pu être uniformisés autour de la valeur optimale de 1/3 pe (figure 9.5).

L'ensemble de la procédure sera répétée aussi souvent que nécessaire.

## Conclusion (synthèse critique)

Les sujets abordés dans cette seconde partie concernent le fonctionnement de l'électronique frontale du télescope, et plus particulièrement les méthodes d'étalonnage et de caractérisation des circuits ARS. Ces circuits, qui reposent sur une technologie agée de plus de 10 ans<sup>3</sup>, sont globalement très performants. Ils ont pour objectif principal de traiter les impulsions analogiques des photomultiplicateurs pour en extraire le temps et la charge (mode simple), ainsi que la forme complète lorsque celle-ci diffère de la forme typique d'un signal de photo-électron unique (mode complexe). Toutes ces informations sont temporairement sauvegardées par le circuit, qui fonctionne donc de manière asynchrone, avant d'être acheminées à terre. La taille du détecteur et son éloignement de la côte ne permettent pas une transmission analogique des signaux, qui sont donc numérisés par le circuit lui-même. La possibilité qu'offre le circuit de décider lui-même d'un traitement en mode simple ou mode complexe impose naturellement une certaine complexité et nécessite la coexistence interne de plusieurs étapes de stockage et de traitement, difficiles à simuler. Cette possibilité a bien été testée *in situ*, mais elle me semble d'un usage difficile, en particulier pour le traitement aval des données. Elle n'a du reste pas encore été mise en place. Le fonctionnement des circuits est en conséquence forcé, par défaut, en mode simple. Le mode complexe peut servir cependant pour des études d'étalonnage spécifiques. Plusieurs autres fonctionnalités annexes, qui auraient certainement pu être réalisées plus simplement ailleurs dans le système d'acquisition, ont été implémentées dans le circuit, ajoutant encore plus de complexité : les ARS possèdent au total 75 paramètres ajustables par *slow control*. On peut imaginer par exemple qu'un circuit moins sophistiqué aurait été plus rapide (possibilité de parallélisation interne) et n'aurait pas nécessité la mise en place du protocole d'échange de jeton qui ne facilite pas l'exploitation des données.

Toujours est-il que ce surdimensionnement technologique a engendré un certain nombre de difficultés, en particulier pour les tests de caractérisation, la durée du test augmentant nécessairement avec le nombre de fonctionnalités. Il a ainsi fallu plus d'un an pour tester les 6300 puces (nues) produites, sans compter le temps nécessaire à l'analyse des données du test. Au final, le rendement technologique a été de 91%

---

<sup>3</sup>Aujourd'hui, les signaux DCL seraient sans doute remplacés par du standard LVDS ("Low Voltage Differential Signal") directement interprétable par les FPGA.

tandis que le rendement des ARS répondant aux spécifications a été de 51% après caractérisation (eu égard au nombre important de fonctions indépendantes). Sur les 49% restant, 9% ont été classés irrecevables et les 40% restant ont pu être employés pour une fonction annexe.

Le circuit ARS s'étant révélé sensible à son environnement électronique, plusieurs séries de tests ont été mises en oeuvre à différents stades de son intégration dans le détecteur (ARS nu, ARS câblé à sa carte électronique de support, carte installée dans le conteneur électronique, puis intégration du dit conteneur à une ligne de détection). La multiplication des étapes de tests a cependant permis de bien comprendre de fonctionnement du circuit et d'en maîtriser les fonctions de contrôle les plus critiques (ajustement de la largeur des portes, des niveaux de déclenchement, contrôle de la gamme des ADC). Cela a également permis d'adapter à mesure un certain nombre de tests pour étudier l'apparition de phénomènes nouveaux et permettre leur caractérisation. Ainsi, le taux d'occurrence du phénomène de *bit flip* survenant sur le TimeStamp des événements traités par les ARS, a-t-il pu être réduit (en adaptant la fréquence de lecture des circuits) à quantité négligeable. De même, après la découverte des effets de non linéarité différentielle des ADC, un nouveau type de test d'étalonnage en temps, fondé sur des mesures aléatoires et non plus séquentielles, a pu être élaboré sur les sites d'intégration. La nécessité de ne pas pratiquer exclusivement des tests reposant sur des valeurs moyennes de mesures séquentielles pour les divers étalonnage est, à ce titre, une leçon à retenir pour l'avenir. De telles séquences aléatoires auraient certainement permis d'apprécier à leur juste nocuité les effets indésirables de la DNL ou encore de découvrir les effets de diaphonie analogique TVC $\leftrightarrow$ AVC, effets qui dégradent la précision de la mesure en charge.

Parmi les différentes méthodes d'étalonnage développées au cours de l'intégration des lignes du détecteur, certaines ont également été utilisées *in situ*. Les programmes d'étalonnage *in situ* ont été regroupés dans un cadre logiciel installé à la station côtière, régulièrement employé par les équipes tournantes en charge du contrôle du détecteur. La mesure du temps est une quantité particulièrement cruciale pour un télescope à neutrinos : une précision de l'ordre de la nanoseconde a été obtenue, la contribution intrinsèque de l'électronique étant conforme au cahier des charges, inférieure à 500 ps. Si les effets de non linéarité différentielle des ADC n'influencent pas significativement la résolution de la mesure en temps (quantum de mesure très petit), la situation est sensiblement différente dans la voie charge. La procédure d'étalonnage repose en effet sur les mesures de la position du piédestal et de celle du pic du photoélectron, séparés d'environ 10 canaux ADC, ce qui offre une gamme dynamique de l'ordre de 20 pe<sup>4</sup>. La méthode employée pour la mesure du piédestal n'est cependant pas optimale. Le traitement des données étant déclenché par les ARS

---

<sup>4</sup>Cette gamme dynamique est largement suffisante pour la recherche de neutrinos cosmiques, mais peut-être pas optimale pour l'étude d'événements exotiques (monopoles magnétiques, nucléarités)

eux-mêmes, il manque une fonction plus simple que celle utilisée (consistant à envoyer plusieurs trains consécutifs d'ordre *slow control* qui nécessitent généralement une ré-initialisation du circuit après usage) pour forcer la lecture des ARS en absence de signal. La résolution de mesure dans la voie charge est finalement estimée à 30%, c'est à dire comparable à la dispersion intrinsèque des photomultiplicateurs. La précision obtenue a néanmoins permis de mettre en évidence une probable dégradation des gains des photomultiplicateurs, confirmée par des études indépendantes de taux de coïncidences. Cet effet, de l'ordre de 2% par mois, n'est pas encore compris. Des contacts avec le constructeur ont été pris et de nouveaux bancs de mesure ont été mis sur pied afin de mieux le reproduire et l'étudier. Plusieurs moyens peuvent être employés pour compenser la baisse des gains. En l'absence de pré-amplificateur, un réajustement des gains des ADC a été testé afin de maintenir une gamme dynamique effective uniforme mais cette approche *ad hoc* n'empêche pas le photo-électron de se rapprocher progressivement du piédestal, ce qui induit une perte de précision. Une légère augmentation des hautes tensions a été préférée.

Pour un seuil donné de déclenchement du traitement du signal par les ARS (en mV), la diminution présumée des gains des photomultiplicateurs entraîne une diminution progressive de l'efficacité de détection de chaque canal. Ceci nécessite un réajustement régulier des seuils. Une stratégie d'étalonnage effectif des fonctions de transfert des seuils a ainsi été mise en place afin de contrôler la valeur effective des seuils en unités de photo-électrons. L'ARS ne possédant hélas pas de fonction spécifique destinée à cet usage, la démarche repose en réalité sur l'exploitation d'événements corrompus engendrés lorsque les impulsions affleurent le seuil, ce qui empêche une mise en forme complète du signal traité. Dans la mesure où le gain du photomultiplicateur n'est pas trop faible, cette méthode permet d'ajuster les seuils avec une précision moyenne satisfaisante de l'ordre de 0.1 pe. La maîtrise des seuils étant indispensable à la connaissance de l'efficacité du détecteur, elle-même indispensable pour toutes les études de physique.

Les méthodes d'étalonnage *in situ* décrites dans ce mémoire, si elles s'avèrent efficaces, demeurent contraignantes et gagneraient certainement en automatisation. La fréquence de ces étalonnages pourrait certainement être réduite en développant davantage d'outils de contrôle basique de la qualité des données.

La complexité et la surfonctionnalité des ARS trouve peut-être son origine dans un cahier des charges trop ambitieux et ne ciblant pas assez les caractéristiques minimales nécessaires pour les études de physique. De ce point de vue, nul doute que l'expertise unique acquise avec l'exploitation du télescope ANTARES (le premier télescope à neutrinos en fonctionnement dans la mer !) permettra de corriger ce défaut de jeunesse pour le télescope de prochaine génération...



# Annexe A

## Configuration des ARS

Les tableaux rassemblés dans cette annexe donnent une description de la signification de chaque paramètre *slow control* des ARS (tables A.1), ainsi que la valeur de ces paramètres utilisée lors des tests en série pratiqués sur le banc de test du circuit nu, à Saclay (tables A.2).

Paramètre	Bit en série	Description
<i>Nd</i>	<0 :6>	Waveform mode Nd value.
<i>En_clk_out</i>	<7>	Sampling clock output enable for debug purpose only.
<i>Reset_pll</i>	<8>	Free sampling clock and PLL reset.
<i>C1c2</i>	<9>	Links the two PLL together.
<i>En_ext_cap</i>	<10>	Connection of internal PLL filter capacitors to IO pads .
<i>Link_clk_ref</i>	<11>	Selects Aclk clock instead of the DCL IO as reference.
<i>ATWR</i>	<12>	Selects the ATWR sampling mode.
<i>Pll</i>	<13 :16>	Bias current of the PLL low-pass filters.
<i>Pll_v1</i>	<17 :20>	Reset and starting voltage for PLL#1.
<i>Pll_v2</i>	<21 :24>	Reset and starting voltage for PLL#2.
<i>En_inb_aclk</i>	<25>	Enables Aclk Waveforminput gain amplifier.
<i>En_inb_dyn2</i>	<26>	Enables Dyn2 Waveform input gain amplifier.
<i>En_inb_dyn1</i>	<27>	Enables Dyn1 Waveform input gain amplifier.
<i>En_inb_an</i>	<28>	Enables Anode Waveform input gain amplifier.
<i>OPA_bias</i>	<29 :32>	Bias current of the input unity gain OP amplifiers.
<i>En_dcel</i>	<33>	Enables dummy compensation capacitors of Waveform mode.
<i>TVC_bias</i>	<34 :37>	Bias current of the TVC ramp slope.
<i>Dyn_th</i>	<38 :45>	Trigger threshold level of dynode selection.
<i>Int_bias</i>	<46 :49>	Bias current of the integrator.
<i>Trig0_th</i>	<50 :57>	L0 trigger threshold level.
<i>PSD_th</i>	<58 :65>	Threshold level of the PSD amplitude criterion.
<i>Spe_clk</i>	<66 :69>	Integrator cycle period.
<i>Spe_gate</i>	<70 :73>	Width of the integrator end of gate.
<i>Spe_pipe</i>	<74 :77>	Reset and write cycles width of the Pipeline.
<i>Scale_wav</i>	<78 :79>	Delay scaling of the internal signal Stop Waveform.
<i>Delay_wav</i>	<80 :83>	Adjustable delay of the internal signal Stop Waveform.
<i>Sel_pled_clk</i>	<84>	LED pulse burst rate selection (0 : aclk/2 <sup>14</sup> , 1 : aclk/2 <sup>19</sup> ).
<i>En_acq</i>	<85>	Enables events acquisition (ANDed to the signal En_acq)
<i>Ev_sc</i>	<86>	Generate single event independently to the Anode input.
<i>En_edge</i>	<87>	Events are edge triggered.
<i>All_spe</i>	<88>	Forces SPE type events.
<i>All_wave</i>	<89>	Forces Waveform type events.
<i>PSD_tot</i>	<90 :94>	Value of the PSD pulse width criterion.
<i>CRM_pc</i>	<95 :102>	Value of the CRM precount.
<i>CRM_sel_clk</i>	<103>	Selects the CRM counting frequency (0 : aclk/2 <sup>8</sup> , 1 : aclk/2 <sup>9</sup> ).
<i>CRM_w</i>	<104 :111>	Value of the CRM warning threshold.
<i>Burst</i>	<112>	Enables the 1024 LED pulse burst mode.
<i>Sel_pulse</i>	<113>	Selects TS Res_ts signal to generate LED pulses.
<i>En_pulser</i>	<114>	Generate one or a burst of 1024 LED pulse(s).
<i>Readme_p</i>	<115>	Forces at 1 the internal Readme signal.
<i>Flag_wave_p</i>	<116>	Forces at 1 the internal Flag_wave signal.
<i>dyn_p</i>	<117>	Forces at 1 the internal Dyn signal.
<i>enf_p</i>	<118>	Forces at 1 the internal Enf signal.
<i>resf_p</i>	<119>	Forces at 1 the internal Resf signal.
<i>emptyb_p</i>	<120>	Forces at 1 the internal Emptyb signal.
<i>crmf_p</i>	<121>	Forces at 1 the internal Crmf signal.



Paramètre	Bit en série	Description
<i>Dcl_bias</i>	<122 :124>	Bias current of the internal CMOS-DCL converters.
<i>Acc_t2</i>	<125 :132>	Acceptance gate width of the L2 trigger requests.
<i>Wacc_t2</i>	<133 :137>	Pipeline wait time before L2 trigger requests.
<i>Scale_acc_t2</i>	<138>	Scales by a factor 2 the Pipeline wait (L2 trigger).
<i>Adj_ac_t2</i>	<139 :140>	Adjustment of Pipeline memory waits (L2 trigger).
<i>Delay_t2</i>	<141 :148>	Internal delay on the Trigger2 input signal.
<i>Delay_t1</i>	<149 :156>	Internal delay on the Trigger1 input signal.
<i>No_t1d</i>	<157>	Disables internal delay on Trigger1 input signal.
<i>No_t2d</i>	<158>	Disables internal delay on Trigger1 input signal.
<i>All_t1b</i>	<159>	At 0, systematically triggers any event (as L1).
<i>T0_width</i>	<160 :167>	L0 min pulse width and max pulse width / 4.
<i>Test_an&lt;1 :0&gt;</i>	<168 :169>	Selects internal analogue signals for debugging.
<i>Padc</i>	<170>	Disables the ADCs power management.
<i>Test</i>	<171>	Enables the test mode for debugging.
<i>Test_sel</i>	<172 :175>	Selects ADCs registers and Waveform mode outputs.
<i>AD2_B2B</i>	<176 :180>	ADC #2 bank #0 for baseline (Waveform dynode 2).
<i>AD2_B1B</i>	<181 :185>	ADC #2 bank #1 for baseline (Waveform Aclk).
<i>AD2_B0B</i>	<186 :190>	ADC #2 bank #2 for baseline (SPE TVC).
<i>AD2_B2L</i>	<191 :195>	ADC #2 bank #0 for LSB (Waveform dynode 2).
<i>AD2_B1L</i>	<196 :200>	ADC #2 bank #1 for LSB (Waveform Aclk).
<i>AD2_B0L</i>	<201 :205>	ADC #2 bank #0 for LSB (SPE TVC).
<i>AD1_B2B</i>	<206 :210>	ADC #1 bank #2 for baseline (Waveform dynode 1).
<i>AD1_B1B</i>	<211 :215>	ADC #1 bank #1 for baseline (Waveform Anode).
<i>AD1_B0B</i>	<216 :220>	ADC #1 bank #2 for baseline (SPE charge).
<i>AD1_B2L</i>	<221 :225>	ADC #1 bank #0 for LSB (Waveform dynode 1).
<i>AD1_B1L</i>	<226 :230>	ADC #1 bank #1 for LSB (Waveform Anode).
<i>AD1_B0L</i>	<231 :235>	ADC #1 bank #2 for LSB (SPE charge).
<i>Test_dg</i>	<236 :237>	Selects internal digital signals for debugging.
<i>Clsw</i>	<238>	Extra capacitance load on node Loadb.

TAB. A.1: Description des 75 paramètres de contrôle des ARS.

Nom	AVC_TF	TVC_TF	WF_SC1(SC2)
<i>Nd</i>	105	105	105
<i>En_clk_out</i>	0	0	0
<i>reset_pll</i>	0	0	0
<i>c1c2</i>	1	1	1
<i>En_ext_cap</i>	1	1	1
<i>Link_clk_ref</i>	0	0	0
<i>ATWR</i>	0	0	0
<i>Pl</i>	15	0	0
<i>Pl_v1</i>	6	6	6
<i>Pl_v2</i>	6	6	6
<i>En_inb_aclk</i>	1	1	1
<i>En_inb_dyn2</i>	0	0	0
<i>En_inb_dyn1</i>	0	0	0
<i>En_inb_an</i>	1	1	1
<i>OPA_bias</i>	9	9	9
<i>En_dcel</i>	0	0	0
<i>TVC_bias</i>	7	7	7
<i>Dyn_th</i>	255	255	1 (0)
<i>Int_bias</i>	15	7	7
<i>Trig0_th</i>	40	255	30 (35)
<i>PSD_th</i>	15	15	15
<i>Spe_clk</i>	7	6	15 (7)
<i>Spe_gate</i>	7	5	15 (7)
<i>Spe_pipe</i>	10	7	5 (10)
<i>Scale_wav</i>	2	1	2
<i>Delay_wav</i>	6	15	6
<i>Sel_pled_clk</i>	0	0	0
<i>En_acq</i>	1	1	1
<i>Ev_sc</i>	0	0	0
<i>En_edge</i>	0	0	0
<i>All_spe</i>	1	1	1
<i>All_wave</i>	0	0	0
<i>PSD_tot</i>	7	7	7
<i>CRM_pc</i>	255	255	255
<i>CRM_sel_clk</i>	0	0	0
<i>CRM_w</i>	0	0	0
<i>Burst</i>	0	0	0
<i>Sel_pulse</i>	0	0	0
<i>En_pulser</i>	0	0	0

Name	AVC_TF	TVC_TF	WF_SC1(SC2)
<i>Readme_p</i>	0	0	0
<i>Flag_wave_p</i>	0	0	0
<i>dyn_p</i>	0	0	0
<i>enf_p</i>	0	0	0
<i>resf_p</i>	0	0	0
<i>emptyb_p</i>	0	0	0
<i>crmj_p</i>	0	0	0
<i>Dcl_bias</i>	2	2	2
<i>Acc_t2</i>	127	127	127
<i>Wacc_t2</i>	15	15	15
<i>Scale_acc_t2</i>	0	0	0
<i>Adj_ac_t2</i>	2	2	2
<i>delay_t2</i>	127	127	127
<i>delay_t1</i>	127	127	127
<i>No_t1d</i>	1	1	1
<i>No_t2d</i>	1	1	1
<i>All_t1b</i>	0	0	0
<i>T0_width</i>	127	127	127
<i>test_an</i>	1	1	1
<i>Padc</i>	1	1	1
<i>test</i>	0	0	0
<i>Test_sel</i>	0	0	0
<i>AD2_B0B</i>	3	0	3
<i>AD2_B1B</i>	0	0	3
<i>AD2_B2B</i>	6	4	6
<i>AD2_B0L</i>	4	31	4 (8)
<i>AD2_B1L</i>	31	31	25
<i>AD2_B2L</i>	17	18	17
<i>AD1_B0B</i>	3	0	3
<i>AD1_B1B</i>	3	0	3
<i>AD1_B2B</i>	16	17	18
<i>AD1_B0L</i>	12	31	12
<i>AD1_B1L</i>	4	31	4 (8)
<i>AD1_B2L</i>	11	9	11
<i>Test_dg</i>	0	0	0
<i>Clsw</i>	0	0	0

TAB. A.2: Paramètres *slow control* par défaut utilisés lors des tests paramétriques à Saclay. La première colonne est celle du test de l'intégrateur. La deuxième correspond à la configuration lors du test de la fonction de transfert du TVC. La dernière, aux deux configurations utilisées pour les tests du mode waveform.



# Annexe B

## On the linearity response of the ARS charge channels

Antares internal note : ANTARES-CALI-2007-005.

Antoine Kouchner (APC Paris 7)

with help from J. Aublin (APC), E. Delagnes (CEA), F. Druillole (CEA), S. Loucatos (CEA), Th. Pradier (IPHC) and B. Vallage (CEA)

### ABSTACT

The ARS enables to record the PMTs information following different paths. The default mode is to integrate the pulse and transmit the digitized information to shore (AVC channel). An alternative way is to sample the pulse and transfer the digitized waveform to shore for further analysis (AWF mode). It has been claimed that the AWF channel could therefore be used as a calibration tool to investigate the response of the AVC Channel. Doing so in situ, an integrated non linearity was often seen when comparing the amplitude of the waveform with the AVC. In order to disentangle this, data have been taken on a Saclay test bench with a pulse generator, monitored by an oscilloscope. The analysis of these data conclude that the AVC mode is linear while the AWF mode shows significant deviation from linearity at low amplitudes. At this stage, one cannot distinguish a signal analysis bias from a physical feature of the ARS.

## B.1 Introduction

The aim of this work is to evaluate the integral linearity of the charge (AVC) and amplitude (WF) channels of the ARS. In situ measurements (with pedestal runs in all waveform mode) have shown a non linear correlation between the AVC channel and the waveform channels. An example is shown in picture B.1 and B.2.

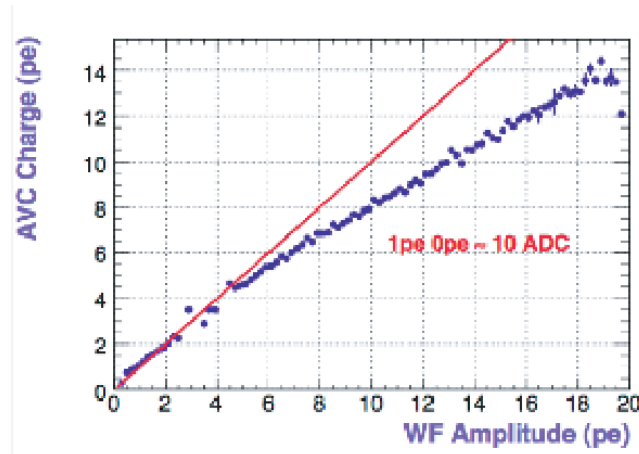


FIG. B.1: Example of data from a pedestal run. The Y axis shows the AVC channel and the X-axis is the amplitude of the waveform. Both axes have been normalized in units of single photo-electrons. The red curve is the diagonal.

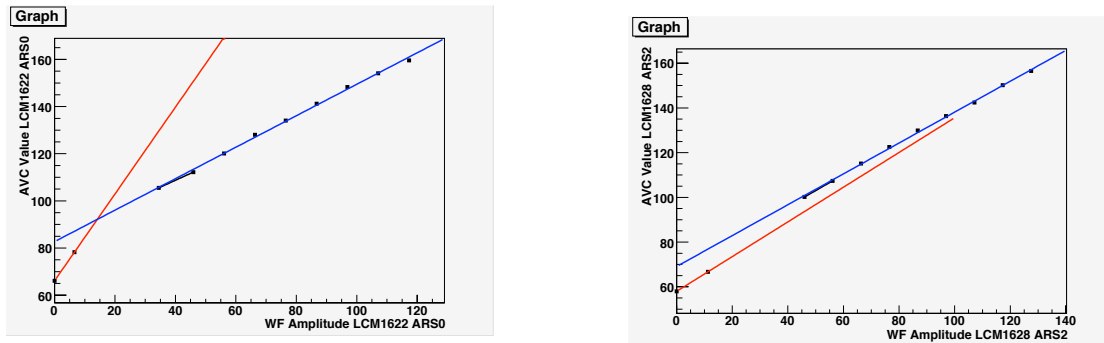


FIG. B.2: Other examples of measurements of raw AVC (ADC counts) against waveform amplitude (ADC counts). The red curve is a straight line obtained with the two first data points (close to what is being done with the in situ calibration). The blue line is a fit using the other points.

Whether this non linearity comes from the waveform or from the AVC is of crucial importance since the default mode of the experiment is all SPE mode (AVC) for the

time being. The effective in situ transfer function of the AVC response cannot be achieved directly. It relies on the assumption that it is linear. The linear transfer function is obtained by two data points : the pedestal (zero charge injected) and the photo-electron (background runs and/or min bias runs). A non linearity observed in the AVC channel would invalidate such a calibration method.

## B.2 Data taking conditions

### B.2.1 The Saclay test bench

The present study is performed using the DAQ test bench developed in Saclay. The acquisition system is similar to the standard **ANTARES** DAQ. Three optical modules are available by this bench and have been used mainly to perform background studies, but are not used here. The principal component for our goal is pulse generator which directly sends signals to a standard LCM. The overall set up is therefore very close to what is used in situ.

The generated pulse is a triangle with 4 ns rise time and 14 ns fall, somewhat similar to the electrical pulse of a PMT. The amplitude is easily variable from 0 to 10 V. In order to generate low amplitude pulses and to reduce the effective dynamical range of the pulse generator, a passive attenuator of 20 dB has been used. The summary of the acquired runs is shown in table B.1. The data from the oscilloscope are available in ASCII format on HPSS under :

`$ANTHPSS/user/kouchner/AVC_Study/oscillo.`

### B.2.2 ARS settings

For this specific study, we were running in all waveform mode, so as to get both the waveform and the SPE header information. The **ARS** thresholds `trig0_th` have been individually tuned in order to be on the edge of the test bench noise, so as to start the study as low as possible in amplitude. The main criterion used for such a tuning was the counting rate, with and without pulse injection. The **ARSs** used were mounted on the **ARS** mother boards with numbers : 8.0618 (0,1) 8.0617 (2,3) 8.0575 (4,5). A summary is shown in table B.2.

Unfortunately, the parameter `dyn_th` was not set to its maximum value (255) and in most of the run, the dynode mode was triggered but not recorded. As a consequence the odd **ARS** were not properly read out. This explains why we only present results for even **ARS** (0, 2 and 4) in the further paragraphs.

Ampl	Attenuator	Run
-200 mV	20 dB	27062
-400 mV	20 dB	27063
-600 mV	20 dB	27064
-800 mV	20 dB	27066
-1000 mV	20 dB	27067
-1200 mV	20 dB	27068
-1500 mV	20 dB	27069
-2000 mV	20 dB	27070
-3000 mV	20 dB	27071
-4000 mV	20 dB	27072
-5000 mV	20 dB	27110
-7000 mV	20 dB	27112
-8000 mV	20 dB	27113
-9000 mV	20 dB	27114
-10000 mV	20 dB	27115
-1V	∅	27116
-1.1V	∅	27117
-1.2V	∅	27118
-1.3V	∅	27119
-1.4V	∅	27120
-1.5V	∅	27121
-1.6V	∅	27122
-1.7V	∅	27123
-1.8V	∅	27124
-1.9V	∅	27125
-2V	∅	27126
Pedestal		27556

TAB. B.1: List of the runs used in this analysis together with the expected injected amplitudes. As a comparison it is reminded that with the nominal settings of the PMTs, the single-photo electron should correspond to a pulse with 45 mV amplitude.



ARS	ID	PBS	trig0_th
0	15.6068	4616928	17
1	15.6070	4616929	25
2	15.5936	4616783	8
3	15.5942	4616784	13
4	15.1312	4582374	15
5	15.1317	4582375	15

TAB. B.2: Values of the trig0\_th parameter for used ARS.

## B.3 Data analysis

### B.3.1 Pulse generator Transfer function

In order to disentangle the situation, as subset of the injected pulses have been recorded with an oscilloscope and analyzed separately to verify the (assumed) linearity of the generator. The recorded pulses have been fitted with the following formula :

$$B_l + (t - t_0)^n \times \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau}\right) \quad (\text{B.1})$$

where  $t_0$ ,  $n$ ,  $\tau$  and  $B_l$  are the fit parameters.  $B_l$  accounts for the baseline.

An example of pulse is shown in figure B.3. Such pulses have been recorded using a differential probe in order to remove ambient electric noise (50 Hz) filtered out by the ARSs but likely to trigger the oscilloscope. This probe was not easy to handle and to couple with the ARS pins. There are therefore bad recordings in the data sample. To clean them out, an offline cut on amplitude was applied to each set of data. Another feature of the differential probe was to switch on/off automatically a passive attenuator. A global scaling had therefore to be applied when the attenuator was on. The correction factor was computed from data and found to be 13.9 (a factor of 10 was expected).

The final result obtained is shown in figure B.4. The pulse generator is linear in a wide range from 0 to almost 10 V, but the slope differs from 1. This gives confidence in the latter results obtained when studying the ARS response channels.

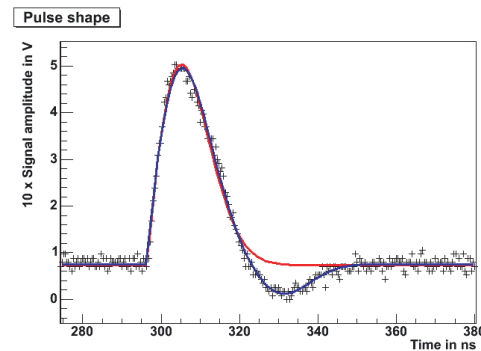


FIG. B.3: Example of pulse recorded by the oscilloscope. The pulse is fitted in order to extract its amplitude.

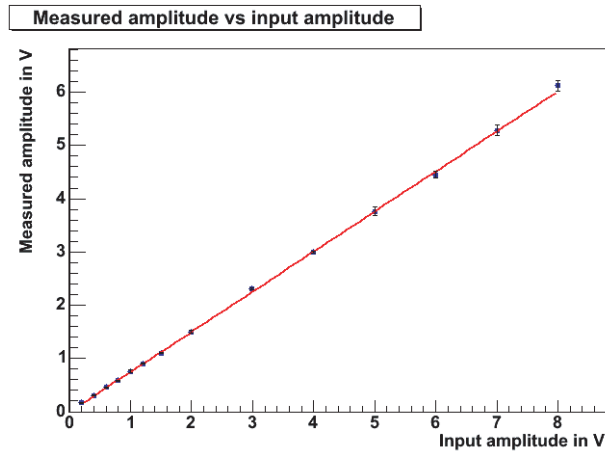


FIG. B.4: *Effective transfer function of the pulse generator. The X-axis represent the measured amplitude. Starting from askjulien!! V, the data point have been multiplied by 13.9 to account for the passive attenuator of the differential probe used. The overall response is linear. The curve has been made with runs 27063-27115 and 27556.*

### B.3.2 Waveform analysis

The root files recorded for this study are stored at Lyon :  
`$ANTHPSS/user/kouchner/AVC_Study`.

They are analyzed using module `AWFNtuple` from the `CalibWF` package (antares-daq tree) and converted into simple Ntuples available in the same repository.

Trivial sanity cuts have been applied like :

- No event with `TimeStamp=0`.
- A cut on the TVC ( $50 < \text{TVC} < 210$ ) to select only the flat part of the distribution.

The waveform is fitted using equation B.1. The fit is performed over the full sample. The advantage of a fit is to smooth a little fluctuations due to noise and differential non linearities (DNL) of the ADC used. Besides, with an analytical shape of the waveform, it is straight forward to compute its amplitude, its integral and the time when the minimum value is reached. Examples of fit are shown in picture B.5. It is nevertheless important to notice that with such a formula, the homothetic scaling of the pulse is not specifically required. The amplitude is reflected into  $n$  and  $\tau$ .

In addition to the simple cuts described above, more selection criteria have been applied in order to get a clean sub-sample of event of each runs and each ARS. The main variables used for this selection were :

- The time when the minimum of the pulse was found. This indeed cannot lay in a very wide range with respect to the first channel of the 128 samples. In principle, the delay between this first channel and the trigger (when passing `trig0_th`) is fixed.

ARS	Fit intercept (ADC)	Measured pedestal (ADC)
0	29.7±0.6	30.2±1.1
2	43.5±0.4	43.9±1.9
4	20.9±0.5	21.3±1.4

TAB. B.3: Values of the pedestal and the fit intercept for each ARS.

- Strongly correlated to this variable, the  $t_0$  parameter can also be used for selecting events.
- the fit  $\chi^2$

Then the mean value of the amplitude distribution is used as a measure of the injected amplitude, together with the RMS of the distribution further used to estimate the error bars.

## B.4 Results and discussion

The results are shown in picture B.6 (ARS 0), B.7 (ARS 2) and B.8 (ARS 4). For each ARS the AVC linearity is satisfactory. A straight line can easily be fitted. the result of the intercept of the fit is compared to the measured pedestal in table B.3 : they are in reasonable agreement.

As for the waveform channel, a non linearity is clearly seen at low amplitudes. In fact the waveform amplitude as a function of the injected amplitude can be fitted by a 2nd order polynomial. It is not clear yet whether this is a physical effect or a bias from the method, essentially due to a bad knowledge of the baseline. A systematic decrease of the baseline (of amplitude as high as 2 channels) can indeed be observed by eye on several events. Since the fit is performed over the full sample, this could tend to underestimate the baseline and therefore the pulse height (see 3<sup>rd</sup> plot of figure B.5 as an illustration of this effect). The study should perhaps be redone fitting a subset of the sample.

On the other hand, the non linear effect seems to be present up to 20-40 ADC channels while the baseline is found to be stable within  $\sim 1$  ADC channel, on average. Besides, if one makes a straight line fit in the linear range of the waveform (high amplitude), the intercept found will be too high compared to the measured pedestal in the AVC channel. This tends to indicate that the waveform baseline may be in saturation. This could indeed explain the overall observed behavior of the waveform channel. But it has to be investigated lowering the baseline level. This would be the subject of another note...

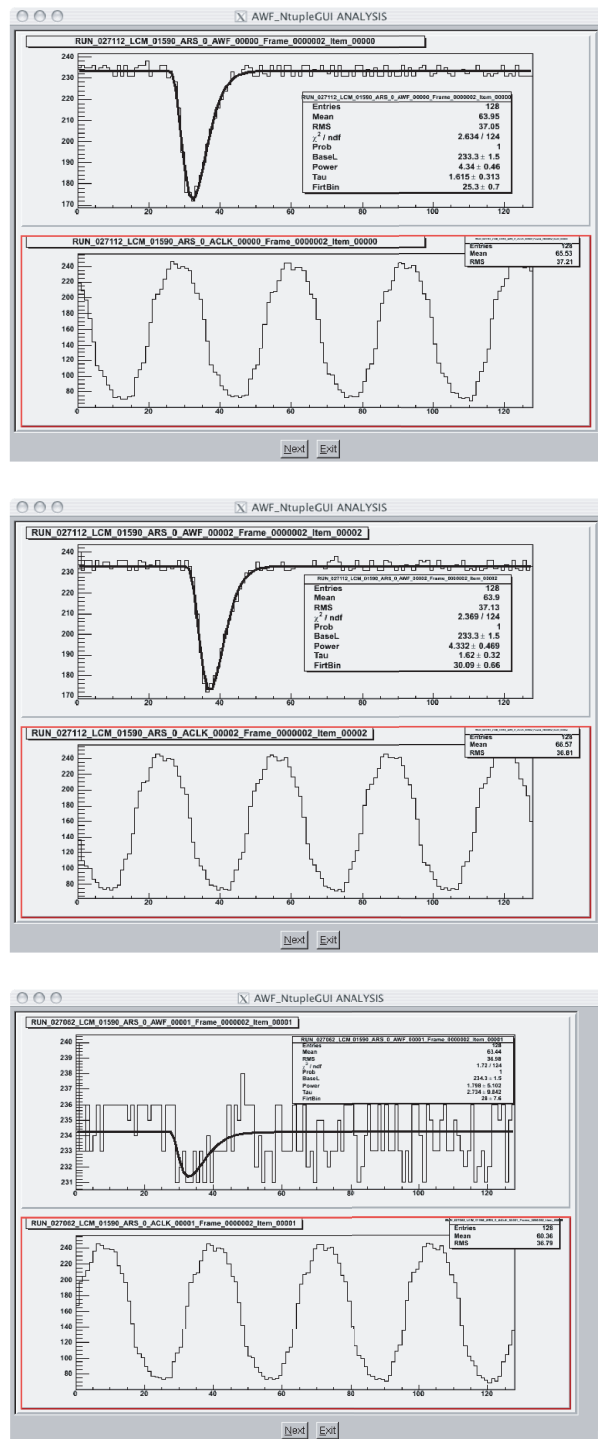


FIG. B.5: Examples of waveform as recorded by the ARS 0 (together with the clock sampled). The pulse is fitted with equation B.1. Parameter  $n$  is called Power and Parameter  $t_0$  is called FirstBin here. The two top plots illustrate how this latter parameter can vary. The bottom plot is an example of the fit performance for low amplitude pulses.

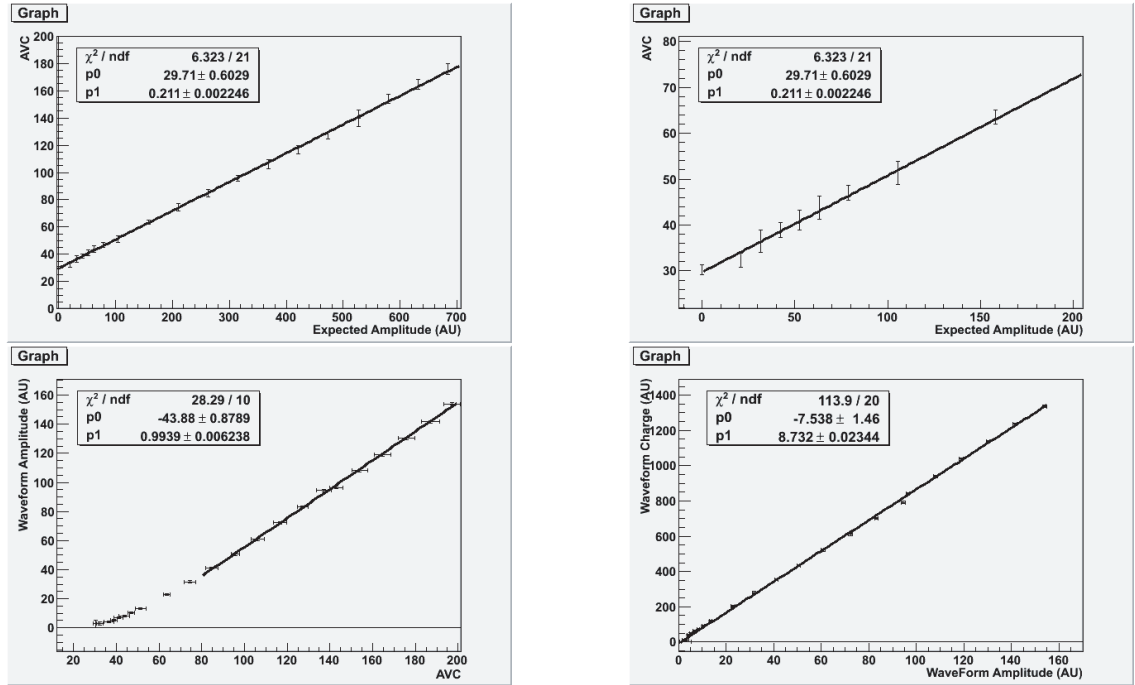


FIG. B.6: The top left plot shows a good linearity between the AVC channel and the expected injected amplitude for ARS 0. The top right plot is a zoom of the same plot at low amplitude. This shows that the integral linearity of the ARS is good. Offset from the fit can be due to DNL effects. Anyway the intercept of the fit is not far from the measured value of the pedestal, which validates the *in situ* charge calibration method. On the other hand the bottom left plot shows that the response of the waveform, as analyzed in this study, is not linear. One can distinguish two separate responses. The bottom right plot shows the good correlation between the charge and amplitude of the waveform.

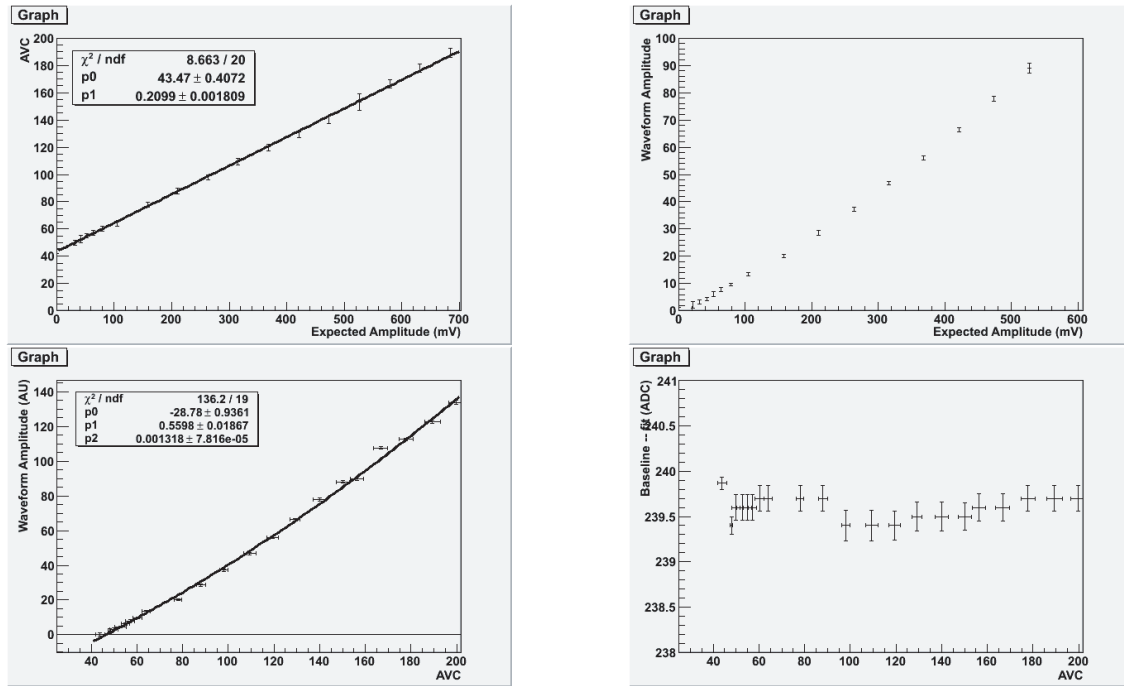


FIG. B.7: Results obtained for ARS 2. Again one can see a good integral linearity of the AVC channel (top left, which is not seen in the waveform channel as treated here (top right)). The baseline found in each run for each corresponding value of the AVC is shown in the bottom right plot. On average the value of the baseline is found variable over less than  $\sim 1$  channel. The first point is the pedestal for which the baseline is systematically found higher. The bottom left plot shows the WF amplitude against the AVC with a second order polynomial fit.

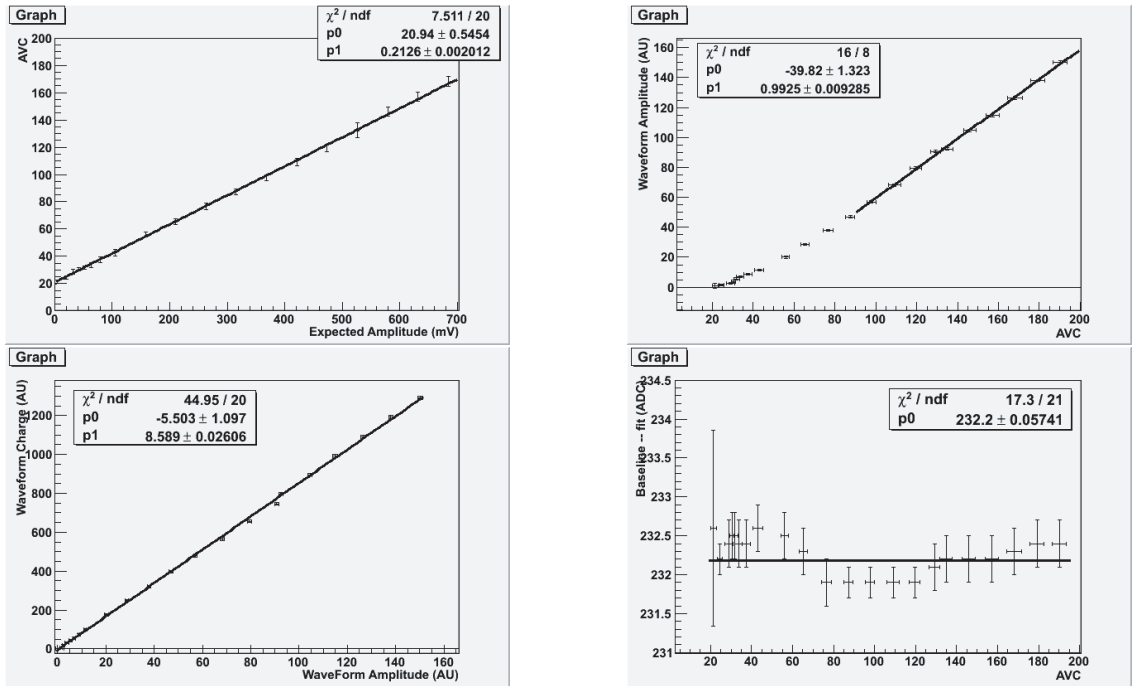


FIG. B.8: Results obtained with ARS 4. The top left plot shows the AVC linearity. The top right shows the amplitude of the WF as measured here against AVC. As for the 2 other ARSs one can see a linear response at high amplitude but which is not compatible with the pedestal value. The average baseline computed in the different runs are shown on the bottom left plot. The bottom right plot is a consistency check of the charge of the WF as a function of its amplitude.





# Annexe C

## L'environnement logiciel d'étalonnage CalibFW

### C.1 Introduction

L'environnement logiciel `CalibFW` a été conçu, avec l'aide de S. ANVAR (CEA/Saclay), pour répondre à la volonté de pouvoir créer une multitude de méthodes, en priorité liées à l'étude des données "brutes", c'est-à-dire celles écrites sur disques après éventuelle satisfaction d'un critère de filtrage, sans dupliquer toutes les lignes de codes nécessaires à la lecture des données. Il est écrit en C++.

Le programme `CalibFW` fournit ainsi la possibilité à l'utilisateur de développer ses algorithmes sans se soucier du décodages des données, quel que soit leur type [214] : "Time Slices" de type SPE, comme les fichiers écrits lors des alertes de sursauts gamma, ou événements "physique" ayant satisfait un quelconque algorithme de filtrage (balise de LED, coïncidences de  $^{40}\text{K}$  ou ensemble de coïncidences type L0, L1, T2, etc).

Les données ANTARES étant stockées dans des "Tree" ROOT [137], le programme est naturellement compilé avec les bibliothèques ROOT et un certain nombre de bibliothèques du programme d'acquisition d'ANTARES [215]. Le logiciel `CalibFW` fait partie de l'ensemble des programmes installés à la station côtière. On le trouve sous :

`antares-daq/tools/Analysis/CalibFW`

Toute l'arborescence `antares-daq` est sauvegardée sous CVS [216] (voir paragraphe C.4) et maintenu par le groupe ANTARES d'Amsterdam (NIKHEF). Toutes les sorties du programmes sont des fichiers ROOT incluant divers objets graphiques tels que de histogrammes ou des graphes, et des fichiers "Ascii" destinés à être chargés dans la base de données ANTARES. Les seuls accès directs à la base de données sont ceux nécessaires au décodage de la géométrie du détecteur ou à la lecture de constantes d'étalonnage utiles pour telle ou telle analyse.

## C.2 Le Framework

Le programme CalibFW propose une interface utilisateur dont la structure UML est représentée figure C.1. Dans sa version la plus simple, utilisée par défaut, un menu textuel (voir figure C.2) est proposé à l'utilisateur après exécution de la commande "Ana". L'utilisateur est invité à choisir parmi la liste des modules disponibles celui qu'il désire exécuter. Cette interface interactive doit être supprimée pour une utilisation en tâche de fond. Cette option de configuration se trouve dans le fichier de configuration principal "Analysis.CFG", lu par défaut<sup>1</sup>. Chaque modules d'analyse présenté dans le menu peut-être activé ou désactivé à travers l'usage du fichier de configuration. Les modules activés sont ajoutés ("AnalysisFramework") à la pile de modules et présentés à l'utilisateur ("AnalysisChooser"). C'est également dans le fichier de configuration principal que sont indiqués les fichiers ROOT de données à analyser ainsi que le nombre d'événements<sup>2</sup> à traiter.

Pour ajouter un module d'analyse supplémentaire, il faut donc le déclarer dans le fichier de configuration et dans la liste des modules à considérer ("AnalysisFramework").

## C.3 Modules d'analyse

Tout (nouveau) module d'analyse hérite, en principe, de la classe abstraite "Analysis" qui se spécialise par l'intermédiaire de la méthode "run". Il y a en général deux niveaux d'héritage, comme l'indique le diagramme UML de la figure C.3 où sont représentés les modules les plus fréquemment employés et dont l'usage a été présentés dans les chapitres 7, 8 et 9. L'exemple du module "PEpeak\_XTalkFit" est représentatif des autres. Le but est la mesure de la position du pic du photo-électron dans la voie AVC ainsi que de l'effet de diaphonie AVC ↔ TVC (cross talk "XT"). La méthode décrite au chapitre 8 s'applique aussi bien sur des données non filtrées (SPE Time Slices) que sur des événements de minimum bias ou encore à partir des coups enregistrés "autour" d'un événement ayant satisfait un filtre<sup>3</sup> (PHY TimeSlices). Ces données ne sont pas sauvegardées dans le même "Tree" ROOT. En choisissant l'un ou l'autre des modules "Ana\_SPE\_PEpeak\_XTalk" ou "Ana\_PHY\_PEpeak\_XTalk" (voir aussi menu C.2), l'utilisateur renseigne le programme sur le type de décodage de données à effectuer. Un boucle est ainsi exécutée (méthode "run") qui sélectionne les événements à étudier. La sélection se fait en général ARS par ARS conformément à la géométrie choisie par l'utilisateur dans le fichier "Geometry.CFG". Ce fichier per-

---

<sup>1</sup>Le fichier de configuration principal peut être substitué par un autre au moyen de l'option -c : Ana -c "MyConfig.CFG"

<sup>2</sup>La notion d'événement dépend en fait du type des données. Dans le programme CalibFW, on se contentera de traiter un certain nombre de "Time Slices", notion commune à tous les types.

<sup>3</sup>Ce sont les coups qui n'ont pas participé à déclencher l'enregistrement d'un événement, mais qui appartiennent à la même tranche temporelle ( $\sim 2 \mu\text{s}$ ) que l'événement ("snapshot hits")

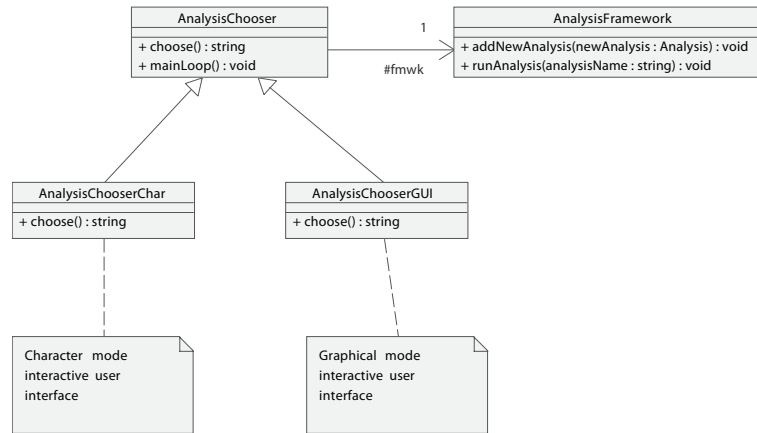


FIG. C.1: Diagramme UML de la structure de l'interface de commande du programme. Il existe une interface "texte", utilisée par défaut, et mieux adaptée pour une éventuelle utilisation en tâche de fond.

```

xterm
*****
* 0) quit
* 1) AMF_Histo : Creates a histogram from Anode Waveform root tree ( A,Kouchner) *
* 10) SPE_PEpeak_XTalk : Extract avc PEpeak peak from SPE slices (ANTARES-Cali/2005-002.) and compute XT correction ( M,DeJong _ F., Fher) *
* 11) SPE_Pedestal : Extracts AVC pedestal and AVC-TVC cross-talk calibration parameters ( F.,Fehr) *
* 12) SPE_TSzero : Extract AVC value of TS zero event from SPE time slices (possibly GRB) ( A,Kouchner) *
* 13) SPE_TvcTF : Extracts TVC calibration parameters from SPE time slices (C.,Donzaud & A,Kouchner) *
* 14) ThresholdScan : Get Trig0_th Transfert Function from scan data (Requires prior use of *_TSzero) ( A,Kouchner) *
* 2) AMF_Ntuple : Creates an Ntuple from Anode Waveform tree ( A,Kouchner) *
* 3) CalibMonitor : Monitors charge calibration parameters ( F.,Fehr) *
* 4) DMF_Histo : Creates a histogram from Dynode Waveform root tree ( A,Kouchner) *
* 5) DeltaT_ARS : Extract counting rates from SPE time slices. Ref. ANTARES-CALI-2005-006;. ( C.,Donzaud) *
* 6) PHY_Ntuple : Creates an Ntuple from PhysicsEvents tree ( A,Kouchner) *
* 7) PHY_PEpeak_XTalk : Extract PEpeak peak (ANTARES-Cali/2005-002.) and PEpeak_XTalk correction from PhysicsEvent time slices. ( F.,Fehr) *
* 8) PHY_TSzero : Extract AVC value of TS zero event using dedicated trigger by MDJ ( A,Kouchner) *
* 9) SPE_Ntuple : Creates an Ntuple from SPE tree ( A,Kouchner) *
*****
Enter your choice > 
  
```

FIG. C.2: Menu textuel proposé à l'utilisateur après exécution du programme "Ana".



met d'établir la correspondance entre les identifiants de chaque **ARS** tels qu'ils sont enregistrés dans la base de données et une numérotation plus intuitive des modules optiques à analyser : l'utilisateur sélectionne les lignes, étages et modules optiques de chaque étage qu'il veut étudier. Les événements une fois correctement répertoriés, l'analyse à proprement parler est mise en œuvre (méthode "run" de la classe "PEpeak\_XTalkFit", qui ne fait plus de distinguo entre les types de données) : le programme boucle sur les **ARS** à analyser et pratique les ajustements nécessaires sur les distributions préalablement établies.

Lorsque l'option de "debug" est activée via le fichier de configuration principal, une interface graphique apparaît pour contrôler la conformité des analyses. Le critère d'apparition de la fenêtre graphique peut être différents pour chaque analyse. Dans l'exemple représenté figure C.4, la figure est apparue car la position trouvée du pic de photo-électron ( $\sim 50$ ) est éloignée de plus de  $n$  canaux (ajustable) de celle trouvée lors du dernier étalonnage officiel ( $\sim 95$ ).

Chaque module d'analyse possède son propre fichier de configuration où sont renseignés les paramètres et options propres à chaque analyses. Les modules d'analyse sont donc indépendants les uns des autres et peuvent ainsi posséder des numéros de versions différents.

## C.4 Les versions du software

Depuis la première utilisation du **CalibFW**, un certain nombre d'améliorations ou de corrections ont été apportées. Certains de ces changements sont sans conséquence sur la mesure des constantes d'étalonnage. Il s'agit en générale d'améliorations liées à l'environnement graphique ou encore aux performances du programme. Mais certaines modifications sur les algorithmes ont également été apportées au fur et à mesure (correction de la DNL, correction de la diaphonie  $AVC \leftrightarrow TVC$ , etc) et nécessitent de ce fait un estampillage rigoureux des différentes versions des modules d'analyse. Il convient en effet, pour chaque lot officiel de constantes d'étalonnage, de savoir avec quelle version du programme il a été établi. C'est le but du paramètre "SOFTID" présenté dans le tableau 8.2. Cet identifiant fait référence à une (unique) ligne dans la table "SOFT\_VERSION" de la base de données décrite dans le tableau C.1. Par souci de cohérence, il a été décidé que le label des versions de chaque module d'analyse serait identique à l'estampillage CVS appliqué à chaque module. Après la sauvegarde de nouvelles modifications dans CVS, les modifications peuvent en effet être estampillées par un "tag" défini par l'utilisateur par la commande : `cvs tag "mytag"`.

Ainsi la correspondance entre une version du programme et la façon de le retrouver est assuré par "cvs". En pratique, chacun des modules d'analyse du **CalibFW**, puisqu'ils sont indépendants, peut posséder sa propre version. La liste des modules d'analyse appartenant au **CalibFW** et référencés dans la base de données est indiquée dans le tableau C.2.

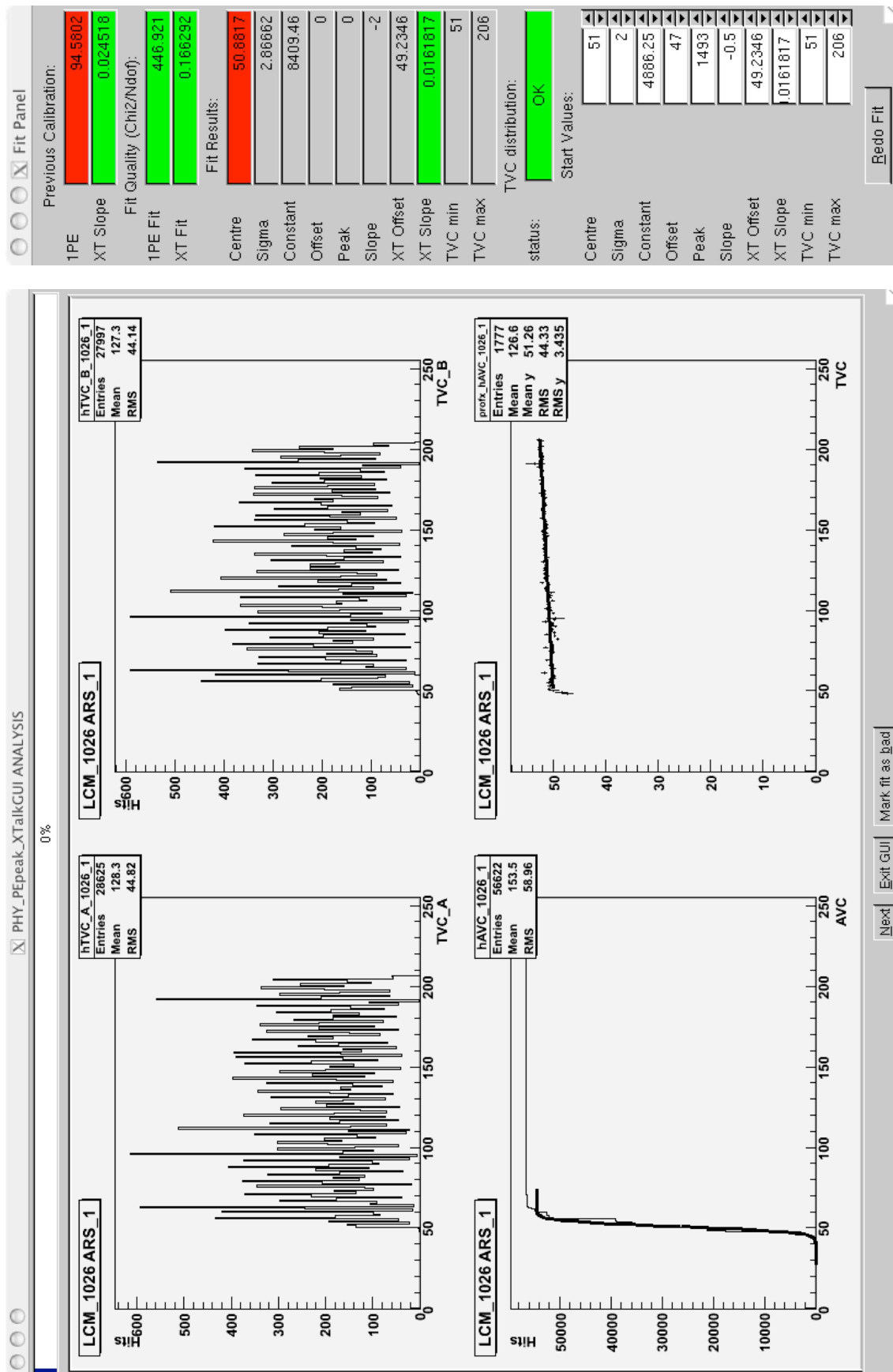


FIG. C.4: Interface graphique du module "PEpeak\_XTalkFit". Les explications sont données dans le texte.

<b>SOFT_VERSION</b>	Description des champs
OID	Identifiant unique de la version de software
VERSION	Label de la version courante
SOFTID	Identifiant du programme (lien vers table "SOFTWARE")
VDATE	Date de soumission de la version
COMMENTS	Description de la version
ISVALID	Validité de la version

TAB. C.1: *Liste des paramètres ("colonnes") contenus dans la table "SOFT\_VERSION" de la base données, permettant de repérer les versions de programmes utilisées pour établir tel ou tel jeu de constantes d'étalonnage.*

<b>SOFTID</b>	Nom (DB)	Module d'analyse du CalibFW
4872081	ars_soft_tvcTF	Etalonnage du TVC (chap. 7)
5280770	ars_soft_1pe_XT	Photo-électron et diaphonie (chap. 8)
4659714	ars_soft_0pe	Piédestal (chap. 8)
10749083	ars_soft_TSzeroFinder	Mesure du seuil effectif (chap. 9)
4877866	ars_soft_ScanThreshold	Fonc. de transfert effective L0 (chap. 9)

TAB. C.2: *Liste des identifiants des modules d'analyse du CalibFW référencés dans la base de données.*





# Bibliographie

- [1] A. Kouchner, *Possibilité d'observation, par le télescope Antares, de neutrinos de haute énergie associés aux sursauts gamma et validation des techniques de détection à l'aide d'un prototype*, thèse de doctorat de l'Université Paris7 Diderot, avril 2001
- [2] C. Picq, *Détermination du flux de muons atmosphériques avec le télescope à neutrinos ANTARES*, thèse de doctorat de l'Université Paris 7 Diderot, Juin 2009
- [3] J.N. Bahcall, Proc. Nobel Symposium 129 : Neutrino Physics (hep-ph/0412068)
- [4] G. Raffelt, Proc. Nobel Symposium 129 : Neutrino Physics (hep-ph/0501049)
- [5] E. Waxman, NIM A **827** (2009) 15c-25c
- [6] J.K. Becker, Phys. Rept **458** (2008) 173-246
- [7] T. Chiarusi et M. Spurio, *High-Energy Astrophysics with Neutrino Telescopes*, arXiv :0906.2634
- [8] X. Bertou, M. Boratav, A. Letessier-Selvon, Int.J.Mod.Phys. **A15** (2000) 2181-2224
- [9] J. Abraham *et al.* Science **318** (2007) 938-943
- [10] M.P Véron-Cetty et P. Véron, A&A **455** (2006) 773
- [11] D. Gorbunov *et al.*, JETP Lett. **87** (2008) 461-463
- [12] J. Abraham *et al.* Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, Poland, July 2009, arXiv :0906.2347
- [13] J. Abraham *et al.*, Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, Poland, July 2009, arXiv :0906.2319
- [14] J. Abraham *et al.*, Phys.Rev.Lett. **101** (2008) 061101
- [15] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 748
- [16] G. Zatsepin et V. Kuz'min, JETP Lett. **4** (1966) 78
- [17] E. Parizot, *Rayons cosmiques et rayonnement du Cosmos*, Mémoire d'habilitation à diriger des recherches, Université Paris Diderot, 2005
- [18] F. Aharonian. *et al.*, A&A **457** (2006) 899
- [19] E. Waxman and J. N. Bahcall, Phys. Rev. D **59** (1999) 023002

- [20] J.P. Rachen, R.J. Protheroe et K. Mannheim, *The relation of extra-galactic cosmic rays and neutrino fluxes : the logic of the upper bound debate*, 19<sup>e</sup> Texas Symposium, Paris, December 1998, astro-ph/9908031
- [21] J. Bahcall et E. Waxman, *High Energy Astrophysical Neutrinos :The Upper Bound is Robust*, hep-ph/9902383
- [22] K. Mannheim, R.J. Protheroe et J.P. Rachen, Phys. Rev. D **63** (2001)
- [23] F.W. Stecker *et al.*, Phys. Rev. Lett **66** (1991) 2697  
Erratum Phys. Rev. Lett **69** (1992) 738
- [24] F.W. Stecker, Phys.Rev. D **72** (2005) 107301
- [25] C. Giunti, J.Phys. G **34** (2007) R93-R109
- [26] C. Hazard *et al.*, Nature **197** (1963) 1037-1039
- [27] F. Halzen et A. O’Murchadha, *Neutrinos from Auger sources*, arXiv astro-ph 0802.0887
- [28] F. Halzen et E. Zas, Astrophys.J. **488** (1997) 669-674
- [29] K. Mannheim, Astropart. Phys. **3** (1995) 295
- [30] R. J. Protheroe, *High Energy Neutrinos from Blazars, Accretion Phenomena and Related Outflows*, IAU Colloq. 163, ed. D. Wickramasinghe *et al.*, 1996
- [31] F. Aharonian *et al.*, Nature **440** (2006) 1018
- [32] W. Benbow *et al.*, Proceedings of the 30th ICRC, Merida, Mexique, July 2007
- [33] T. Piran, Phys. Rept. **314** (1999) 575-667
- [34] E.Waxman et J.Bahcall, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2292
- [35] E. Waxman, Ap. J. **452** (1995) L1
- [36] S.Dado et A. Dar, Ap. J. **693** (2009) 311-328
- [37] M. Naumann-Godo, *Sensitivity of the Antares neutrino telescope to gamma-ray bursts*, thèse de doctorat, Université de Erlangen, Allemagne, 2007
- [38] S. Ferry, *Etude de la production de neutrinos associés aux sursauts gamma dans le modèle du Boulet de Canon. Possibilité d’observation de ces neutrinos par le détecteur ANTARES, et étude du bruit de fond optique enregistré par le prototype d’un secteur de ligne*, thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France, 2004
- [39] E. Nakar, Phys. Rep. **442** (2007) 166
- [40] K. Kotake *et al.*, Repts. Prog. Phys **69** (2006) 971
- [41] K. Murase *et al.*, Astrophys. J. **651** (2006) 5
- [42] S. Ando et J. Beacom, Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 061103
- [43] A. Loeb et E. Waxman. JCAP **0605** (2006) 003 astro-ph/0601695
- [44] V. S. Berezinsky et G. T. Zatsepin, Phys. Lett. B **28** (1969) 423

- [45] D. Allard *et al.* JCAP **09** (2006) 005
- [46] J. Abraham *et al.*, Phys. Rev. D **79** (2009) 102001
- [47] P. Gorham *et al.*, Phys. Rev. Lett **103** (2009) 051103
- [48] P. W. Gorham *et al.*, Phys. Rev. Lett **93** (2004) 041101
- [49] N. G. Lehtinen *et al.*, Phys. Rev. D **69** (2004) 013008
- [50] O. Scholten *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 191301
- [51] G. A. Askaryan JETP **14** (1962) 441
- [52] P. Bhattacharjee et G. Sigl, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 567  
M. Kachelriess, arXiv :0810.3017
- [53] M. Takeda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1163  
M. Takeda *et al.*, Astropart. Phys. **19** (2003) 447
- [54] J. Abraham *et al.*, Astropart. Phys. **29** (2008) 243-256
- [55] W. Bednarek *et al.*, New Astron.Rev. **49** (2005) 1
- [56] R.C.V. Chaves *et al.*, Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, Poland, July 2009,  
arXiv :0907.0768v1
- [57] D. Grasso, A. Kouchner *et al.*, note interne ANTARES-PHYS-2006-009
- [58] B. Katz et E. Waxman, JCAP **0801** (2008) 018
- [59] F. Aharonian *et al.*, Astron. Astrophys. **437** (2005) 7
- [60] D. Horns *et al.*, A&A **451** (2006) 51
- [61] C. Thompson et R.C Duncan, MNRAS **275** (1995) 255
- [62] I.F. Mirabel et L.F Rodriguez, Phys. Rev. Lett. **Nature** (46-48) 3711994
- [63] Th. Pradier, NIM A **602** (2009) 268
- [64] S. Migliari *et al.*, Science **297** (2002) 1673
- [65] A. Levinson et E. Waxman, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 171101
- [66] C. Distefano *et al.*, Astrophys. J. **575** (2002) 378-383
- [67] W. Bednarek, Astrophys. J. **631** (2005) 466
- [68] F. Aharonian *et al.*, Science **309** (2005) 746-749
- [69] M. Boettcher, Astropart. Phys **27** (2007) 278-285
- [70] S. Karkar, *Détection de microquasars et calibration en temps du télescope à neutrinos ANTARES*, thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, juin 2004
- [71] F. Aharonian *et al.*, Astron. Astrophys. **425** (2004) 13-17
- [72] R.C Hartman *et al.*, Ap. J. Supplement Series **123 issue 1** (1999) 79-202
- [73] F. Aharonian *et al.*, Nature **439** (2006) 695
- [74] D. Dornic *et al.*, Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, Poland, July 2009,  
arXiv :0908.0804

- [75] <http://www.guhen-2009.org>
- [76] Y. Aso *et al.*, *Class.Quant.Grav.* **25** (2008) 114039
- [77] V. Van Elewyck, Proceedings of the 2d Heidelberg Workshop : "High-Energy Gamma-rays and Neutrinos from Extra-Galactic Sources", Heidelberg (Germany), January 13-16, 2009, arXiv :0906.4957
- [78] J. Petrovic, submitted to *A&A*, arXiv :0908.1235
- [79] F. Zwicky, *Helv. Phys. Acta* (1933) 6-110
- [80] P. Gondolo et J. Silk, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 1719-1722
- [81] G. Lim *et al.*, Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, Poland, July 2009, arXiv :0905.2316
- [82] E. Nezri, *Neutrinos et Cosmologie dans les modèles de grande unification : détection de matière noire supersymétrique, oscillations et leptogénèse dans SO(10)*, thèse de doctorat de l'université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand
- [83] F. Montanet, *Astronomie Neutrino : Techniques de détection*, Cours de l'école de Gif, Septembre 1997
- [84] R. Gandhi *et al.*, *Astropart. Phys.* **5**, 81-110, 1996
- [85] A.M Markov, Proceedings of the Rochester Conference, New York, 1960
- [86] E. Waxman, Proc. Nobel Symposium 129 : Neutrino Physics, 2005
- [87] H. L. Lai *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C12**, 375-392, 2000
- [88] C. Cârloganu, note interne ANTARES-Phys/2000-013
- [89] C. AMSLER *et al.* (Particle Data Group), *Phys. Lett. B* **667** (2008) 1
- [90] P.H. Barret, *Rev. Mod. Phys* **24** (1952) 133
- [91] S. Hundertmark et A. Kouchner, *Comptes Rendus Physique* **6** (2005) 789-797
- [92] Ch. Spiering, International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy, Heidelberg, July 2008, arXiv :0811.4747
- [93] D. Saltzberg, *Phys.Scripta* **T121** (005) 119-125
- [94] P. Chen and K.D. Hoffman, Astronomy Decadal Survey (2010-2020) US Science White Paper
- [95] J. Badson *et al.*, *Phys. Rev. D* **42** (1990) 3613
- [96] G.V. Domogatsky, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999)
- [97] V. Aynutdinov *et al.*, *NIM A* **602** (2009)
- [98] E. Andres *et al.*, *Astropart.Phys* **13** (2000) 1-20
- [99] Th. Kowarik *et al.*, Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, Poland, July 2009, arXiv :0908.0441
- [100] R. Abbasi *et al.*, *PRD* **79** (2009) 102005
- [101] A. Achterberg *et al.*, *Phys. Rev. D* **76** (2007) 042008  
Erratum-*Phys. Rev. D* **77** (2008) 089904

- [102] M. Ackermann *et al.*, *Astrophys.J* **675** (2008) 1014
- [103] J. Braun *et al.*, *Astropart.Phys.* **29** (2008) 299-305
- [104] R. Abbasi *et al.*, *PRD* **79** (2009) 062001
- [105] The IceCube NSF Proposal, <http://pheno.physics.wisc.edu/icecube/>
- [106] T. Stanev *et al.*, Proceedings of the International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Paris, 2008, arXiv :0903.0576
- [107] R. Abbasi *et al.*, *Astrophys.J.* **701** (2009) 47-L5
- [108] R. Lauer, To be published in the proceedings of the 2nd Heidelberg workshop "High-Energy Gamma-rays and Neutrinos from Extra-Galactic Sources", 2009 (Journal of Modern Physics D) arXiv :0903.5434
- [109] J. Dumm *et al.*, Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, Poland, July 2009
- [110] Ch. Wiebusch *et al.*, Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, Poland, July 2009, arXiv :0907.2263
- [111] E.G. Anassontzis *et al.*, *NIM A* **349** (1994) 242-246
- [112] S. E. Tzamarias, *NIM A* **502** (2003) 150
- [113] E.G. Anassontzis *et al.*, *NIM A* **479** (2002) 439-455
- [114] A. Ball and A. Tsirigotis, *CERN Courier* **43** (2003) 9
- [115] G. Aggouras *et al.*, *NIM A* **567** (2006) 452-456
- [116] G. Riccobene *et al.*, *Astropart. Phys.* **27** (2007) 1
- [117] C. Distefano for NEMO, CRIS08 , Malfa, Salina Islan, Italy, September 2008
- [118] KM3NET consortium, <http://km3net.org/>, ISBN 978-90-6488-031-5
- [119] <http://antares.in2p3.fr>
- [120] *Technical Design Report*, version 1.0, July 2nd 2001, <http://antares.in2p3.fr/Publications/#paper>
- [121] P. Amram *et al.*, *NIM A* **484** (2002) 369
- [122] J. A. Aguilar *et al.*, *NIM A* **555** (2005) 132-141
- [123] R. Lahmann *et al.*, VLVnT08, April 2008, astro-ph/0901.0321
- [124] A. M. Brown *et al.*, Proceedings of 31st ICRC conference, Lodz 2009, arXiv :0908.0814
- [125] P. Amram *et al.*, *Astropart. Phys.* **13** (2000) 127-136
- [126] C.D. Mobley, *Light and Water (Radiative Transfer in Natural Water)*, Academic press, 1994
- [127] J. A. Aguilar *et al.*, *Astropart. Phys.* **23** (2005) 131-155
- [128] C. Bigongiari, *Effective attenuation length measurements with optical beacons*, Réunion de collaboration, Juin 2008
- [129] J. A. Aguilar *et al.*, *Astropart. Phys.* **26** (2006) 314

- [130] M. Ageron *et al.*, *Astropart. Phys.* **31** (2009) 277-283
- [131] A. Romeyer, *Etude de la sensibilité du détecteur ANTARES à un flux diffus de neutrinos cosmiques de haute énergie*, thèse de doctorat de l'Université Paris7 Diderot, Avril 2003
- [132] E. Andres *et al.*, *Astropart. Phys.* **13** (2000) 1-20
- [133] V.A. Balkanov *et al.*, *Nucl. Phys. B(Proc. Suppl.)* **87** (2001) 105
- [134] J.A. Aguilar *et al.*, *NIM A* **570** (2007) 107-116
- [135] J.M. Senior, *Optical Fiber Communications : Principles and Practice*, Prentice Hall, 1992
- [136] M. Bouwhuis, *Detection of neutrinos from Gamma-ray Bursts*, thèse de doctorat, Universiteit van Amsterdam, 2005
- [137] R. Brun et F. Rademakers, *NIM NIM A* **389** (1997) 81
- [138] S. Escoffier, note interne ANTARES-SOFT-2008-009
- [139] B.v. Rens, *Detection of magnetic monopoles below the Cerenkov limit*, thèse de doctorat, Universiteit van Amsterdam, 2006
- [140] S.D. Barthelémy *et al.*, Proc. of the 5<sup>th</sup> Huntsville GRB Workshop, AIP Conference serie **526**, 731, 2000
- [141] <http://space.mit.edu/HETE/>
- [142] <http://www.ifctr.mi.cnr.it/Agile/>
- [143] <http://www.swift.psu.edu/outreach/>
- [144] <http://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/Integral/integral.html>
- [145] <http://www-glast.stanford.edu.html>
- [146] <http://gammaray.msfc.nasa.gov/gbm/science/magnetars/magn1550triggers.html>
- [147] A. Kouchner, *GEMINI v0r0 : GEnerator of Muons Induced by Neutrinos Interactions*, note interne ANTARES-Soft /2000-001
- [148] D. Bailey, *Monte Carlo tools and analysis methods for understanding the ANTARES experiment and predicting its sensitivity to dark matter*, thèse de doctorat, Oxford University, 2002
- [149] V. Agrawal *et al.*, *Phys. Rev. D* **53** (1996) 1314-1323
- [150] S. Navas et L. Thompson, note interne ANTARES-Soft/1999-011
- [151] GEANT, *detector description and simulation tool*, CERN program library W5013
- [152] P. Antonioli *et al.*, *Astropart.Phys.* **7** (1997) 357-368
- [153] Notes internes ANTARES-PHYS-2007-002 et ANTARES-SOFT-2007-005
- [154] D. Heck *et al.*, Technical Report FZKA **6019** (1998) *Forschungszentrum Karlsruhe*

- [155] J.R. Hoerandel, *Astropart.Phys.* **19** (2003) 193-220
- [156] S.I. Nikolsky *et al.*, *Sov.Phys. JETP* **60** (1984) 10-21
- [157] N.N. Kalmykov *et al.*, *Nucl. Phys.Proc.Suppl.* **52B** (1997) 17-28
- [158] Y. Becherini *et al.*, *Astropart.Phys.* **25** (2006) 1-13
- [159] G. Carminati *et al.*, *Comput. Phys. Commun* **179** (2008) 915
- [160] C. Forti *et al.*, *Phys. Rev.* **42** (1990) 11
- [161] J. Ranft, *Phys. Rev. D* **51** (1995) 64
- [162] M. Ambrosio *et al.*, Proc. 8th ISVHECRI, 24-30 July 1994, Waseda University, Tokyo, Japan, arXiv :hep-ex/9410001
- [163] A. Heijboer, *Track reconstruction and point source searches with Antares*, thèse de doctorat, Universiteit van Amsterdam, 2004
- [164] G. Leleizant, *Etude des sursauts gamma à partir des neutrinos de haute énergie avec le télescope Antares - Analyse du positionnement acoustique du détecteur*, thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, 2008
- [165] L.A. Kuzmichev, *NIM A* **482** (2002) 304-306
- [166] P.B. Price et K. Woschnagg, *Astropart.Phys* **15** (2001) 97-100
- [167] J. Brunner, note interne ANTARES-SOFT-2009-012
- [168] Service Hydrographique et Océanographique de la Marine, <http://www.shom.fr>
- [169] International Bathymetric Chart of Mediterranean, <http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/ibcm/ibcm.html>
- [170] Le program Circé2000 peut être téléchargé depuis le site de l'Institut Géographique National, <http://www.ign.fr/>
- [171] notes internes ANTARES-Soft/1999-001 et ANTARES-Soft/1999-006
- [172] A.Okada, *Astrop.Phys.* **2** (1994) 393-400 (erreur)  
A.Okada, ICRC Report, 1994 (correct)
- [173] A. Kouchner, Réunion de collaboration Antares, Sheffield, 18-21 Juin 2003
- [174] N. Cottini, *Recherche d'un signal de neutrinos dans les premières données de l'expérience ANTARES.*, thèse de doctorat de l'Université Paris 7 Diderot, Juin 2009
- [175] P. Amram *et al.*, *Astropart. Phys.* **19** (2003) 253-267
- [176] C. AMSLER *et al.* (Particle Data Group), *Phys. Lett. B* **667** (2008) 1
- [177] S. Miyake, Proceedings of the ICRC, Vol 5.,3638-3655, Denver, 1973
- [178] I.A. Belolaptikov *et al.*, *Astropat. Phys.* **7** (1997) 263-282
- [179] J. Arhens *et al.*, *Phys. Rev. D* **66** (2002) 012005
- [180] G.C Hill et K. Rawlins, *Astropart. Phys.* **19** (2003) 393

- [181] Aguilar Sanchez J.A., *Analysis of the Optical Beacon system and search for point-like sources in the ANTARES neutrino telescope*, thèse de doctorat, CSIC, Valencia, Spain, 2008.
- [182] D.M.A Haughton, *Ann. Stat* **16** (1988) 342
- [183] M. Ambrosio *et al.*, *Astrophys. J.* **546** (2001) 1038
- [184] E. Thrane *et al.*, *Astrophys. J.* **704** (2009) 503-512
- [185] F. Druillole, D.Lachartre, F.Feinstein, J. Fopma, E.Delagnes, H. Lafoux, *IEEE trans. Nucl. Sciences*, **49**, June 2002
- [186] D. Lachartre *et al.*, *Proc.on new developments in photodetection (NIM??)*, 99-104, Beaune june 21-25, 1999
- [187] F.Feinstein *et al.*, *NIM* **A504**, 258, 2003
- [188] D. Lachartre, *The ARS1 Analogue Ring Sampler & ARS\_CONV User Manual*, note interne ANTARES-Elec/200-006
- [189] E. Delagnes *et al.*, note technique interne 3LCM\_15\_03\_A
- [190] M. Méliassas, *Reconstruction de muons atmosphériques avec ANTARES*, thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, France, 2003
- [191] L.Caponetto *et al.*, notes techniques 3LCM\_18\_32A and 3LCM\_18\_33A
- [192] E. Delagnes *et al.*, note interne ANTARES-Elec-2004-001
- [193] C. Donzaud *et al.*, note interne ANTARES-Elec-2005-005
- [194] F. Druillole et S. Loucatos, note interne ANTARES-CALI-2005-001
- [195] Voir "documentation about calibration data storage" dans <http://antares.in2p3.fr/users/albert2/internal/main.html>
- [196] E. Delagnes *et al.*, note interne ANTARES-Elec-2004-002
- [197] F. Druillole et Th. Chaleil, note interne ANTARES-Elec-2005-006
- [198] J. S. Ricol, *Etude de la détection de monopôles magnétiques au sein du futur télescope à neutrinos Antares et caractérisation des performances du traitement des impulsions des photomultiplicateurs*, thèse de doctorat de l'Université de la Méditerranée, octobre 2002.
- [199] J.P. Schuller, analysis elog 100
- [200] C. Donzaud, *Distributions DeltaT in situ avec run GRB*, Decembre 2008
- [201] Y. Becherini et A. Kouchner, *MILOM run report 25/7 to 29/07 +30/7 (2005)*
- [202] A. Papoulis, *Signal Analysis*, McGraw-Hill, p.325, 1976
- [203] W.E. Cleland and E.G. Stern, *NIM* **A338**, 467, 1994
- [204] C. Curtil *et al.*, note interne ANTARES-CALI-2008-002
- [205] F. salesa, note interne ANTARES-CALI-2008-005
- [206] D. Zaborov, note interne ANTARES-CALI-2006-001



- [207] M. de Jong, note interne ANTARES-CALI-2005-002
- [208] *Numerical Recipes : The Art of Scientific Computing*, Third Edition (2007)
- [209] G. Lambard, note interne ANTARES-CALI-2006-004
- [210] H. Lafoux in J.P. Schuller, collab. Meeting, CERN, June 2002
- [211] S. Loucatos, note technique 3-LCM-15-13-E
- [212] M.de Jong, note interneANTARES-CALI-2005-006
- [213] C. Donzaud, *Distributions DeltaT in situ avec run GRB*, notes, décembre 2008
- [214] M.de Jong, note interne ANTARES-SOFT-2004-006
- [215] M.de Jong, note ANTARES-SOFT-2005-005
- [216] [http ://www.cvshome.org/](http://www.cvshome.org/)