



HAL
open science

Mesure des neutrinos solaires de la raie du béryllium dans l'expérience Borexino

Tristan Beau

► **To cite this version:**

Tristan Beau. Mesure des neutrinos solaires de la raie du béryllium dans l'expérience Borexino. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2002. Français. NNT: . tel-00002065

HAL Id: tel-00002065

<https://theses.hal.science/tel-00002065>

Submitted on 3 Dec 2002

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

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

THÈSE de DOCTORAT
de l'Université Denis DIDEROT-Paris VII
École Doctorale : Constituants Élémentaires, Systèmes Complexes
Spécialité : Champs, Particules, Matières

présentée

par

Tristan BEAU

**Mesure des neutrinos solaires de la raie du
béryllium dans l'expérience Borexino :**
**analyse des données issues du prototype CTF (*Counting Test Facility*)
après conception et validation du système de numérisation rapide.**

Soutenue le 18 octobre 2002 devant la commission d'examen :

Gianpaolo BELLINI	Examineur
Pierre BINÉTRUY	Examineur
Jacques BOUCHEZ	Rapporteur
Serge JULLIAN	Examineur
Hervé de KERRET	Directeur de thèse
Henri PESSARD	Rapporteur
François VANNUCCI	Président du jury

Ce document a été écrit en utilisant $\text{\LaTeX} 2_{\epsilon}$ ainsi que les paquetages suivants :

- `mathabx` par Anthony PHAN pour les polices mathématiques ;
 - `XMTeX` par Shinsaku FUJITA pour les formules chimiques ;
 - `feynmf` par Thorsten OHL pour les diagrammes de Feynmann ;
 - `Xy-pic` par Kristoffer H. ROSE pour les diagrammes et certaines figures ;
 - `PSfrag` par Michael C. GRANT et David CARLISLE pour la mise à jour du texte des figures.
- En outre, la plupart des figures ont été réalisées sous `Xfig` que l'on peut retrouver à [ftp ://www.xfig.org](ftp://www.xfig.org).

Imprimée le 2 décembre 2002.

à *Cécile*

Avant propos

Le travail exposé dans ce mémoire a été réalisé dans le groupe *Neutrinos solaires* du Laboratoire de physique corpusculaire et cosmologie (LPCC), Collège de France. Avant d'en entreprendre l'exposé, je désire exprimer ma gratitude envers toutes les personnes qui m'ont aidé dans sa réalisation.

Je remercie le Professeur Marcel FROISSART et Pierre BAREYRE de m'avoir accueilli dans leur laboratoire lors de mon arrivée pour mon stage de DEA.

Je remercie Daniel VIGNAUD pour la confiance et les moyens qu'il m'a offerts au cours de l'accomplissement de ma thèse.

Je remercie Hervé de KERRET d'avoir accepté la direction de ma thèse, de m'avoir fait découvrir le monde des neutrinos, d'avoir permis au groupe *Neutrinos solaires* de prendre pleinement place au sein de la collaboration Borexino.

Je remercie tous les autres membres du groupe *Neutrinos solaires*, Janine BOUCHER pour sa complète disponibilité et pour m'avoir accompagné pendant ces trois années, Alain de BELLEFON pour sa connaissance du monde des particules, Olivier DADOUN avec qui j'ai amicalement partagé les plaisirs et difficultés du thésard, Didier KRYN pour ses conseils concernant l'acquisition de données en physique des particules, Michel OBOLENSKY pour les fructueux échanges que nous avons eus et ses conseils en analyse de données, Sahbi SELMANE pour son aide technique.

Je remercie tous les autres membres de la collaboration Borexino, trop nombreux pour être cités ici, avec lesquels les déplacements et les travaux sur le site du Gran Sasso furent efficaces et enrichissants ; je ne peux m'empêcher de penser à Andrei Martemianov qui vient de nous quitter brutalement, mais aussi à Andrei S., Cristian, George, Igor, Ludwig, Marco, Paolo, Sacha, Serge et tous les autres.

Je remercie tous les membres du laboratoire qui permettent à celui-ci de vivre et fonctionner, en pensant en particulier à Alain, Chantal, Claude(s), Daniel(s), Dominique, Florence, François, Hadji, Jean-Claude, Josette, Karima, Hélène, Philippe, Serge.

Je remercie enfin tous et toutes les relecteurs et relectrices de mon manuscrit ; leur aide m'a été très précieuse.

Table des matières

Introduction	1
Partie I	3
1 Problème des neutrinos solaires	5
1.1 Réactions nucléaires dans le Soleil	5
1.2 Flux de neutrinos mesurés et prédictions théoriques	7
1.3 Résolution du problème ?	8
1.3.1 Cohérences des flux mesurés	8
1.3.2 Astrophysique du Soleil	9
1.3.3 Physique du neutrino	10
1.4 Contraintes sur le problème des neutrinos solaires	11
1.4.1 Solutions admises en utilisant les flux mesurés	11
1.4.2 Nouvelles contraintes	13
1.5 Quelles solutions au problème ?	14
1.6 Oscillations des neutrinos entre saveurs	14
1.6.1 Oscillation à deux familles	15
1.6.2 Oscillations dans la matière	17
1.6.3 Variation annuelle du flux de neutrinos reçus	20
2 Détection des neutrinos solaires	29
2.1 Techniques de détection	29
2.1.1 Détection radiochimique, avec signature du noyau fils	30
2.1.2 Détection par absorption et coïncidence de l'électron issu de l'interaction	31
2.1.3 Expériences Čerenkov	31
2.1.4 Détecteur à TPC	32
2.1.5 Détection dans un scintillateur liquide non dopé	32
2.2 Difficultés de détection	33
2.2.1 Sections efficaces	33
2.2.2 Bruit de fond issu des cosmiques	34
2.2.3 Bruit de fond des radioisotopes	35
2.3 Caractéristiques d'un détecteur pour neutrinos de basse énergie	40

2.3.1	Masse du détecteur	40
2.3.2	Protection contre les cosmiques	40
2.3.3	Protection des isotopes radioactifs internes	41
2.3.4	Identification des particules	41
2.3.5	Borexino	41
Partie II		45
3	Le « Counting Test Facility », versions II et ultérieures	47
3.1	Pourquoi CTF ?	47
3.2	Description du détecteur	48
3.2.1	Le LNGS	48
3.2.2	Description mécanique	49
3.2.3	Le scintillateur	50
3.2.4	Distribution des photomultiplicateurs	55
3.3	L'électronique de prise de données	58
3.3.1	L'électronique de Milan	58
3.3.2	L'électronique à base de FADC	61
3.3.3	Acquisition avec les FADC	62
3.3.4	Déclenchement des FADC	63
3.3.5	Stockage, traitement des données	64
3.4	Les campagnes de CTF	65
3.4.1	CTF II	65
3.4.2	CTF III	65
4	Résultats des campagnes II et III du CTF	69
4.1	Méthode d'analyse conjointe des données	70
4.1.1	Présentation du problème de synchronisation des données	70
4.1.2	Format des données dans CTF	72
4.1.3	Réponse informatique au problème de synchronisation des données	73
4.2	Test du FADC	74
4.2.1	Piédestaux du FADC	74
4.2.2	Déclenchement des événements	75
4.2.3	Allure des signaux	77
4.2.4	Reconstruction de l'énergie	78
4.2.5	Déconvolution du signal	81
4.3	Niveau de contamination dans CTF : apport des données FADC .	83
4.3.1	Cas du BiPo 212 dans CTF II	84
4.3.2	Cas du BiPo 214	88
4.3.3	Redéclenchements dans CTF III	94
4.4	Comportement des signaux PM après une impulsion principale .	96
4.4.1	Poids du signal après l'impulsion principale	96
4.4.2	Cas des <i>after pulses</i> longs dans CTF III	98
4.4.3	Distorsion de la distribution temporelle des photo-électrons	106

Partie III	109
5 Borexino, préparation de l'acquisition et simulations	111
5.1 Présentation du détecteur	111
5.1.1 Aspects mécaniques	111
5.1.2 Radiopureté	112
5.1.3 Présentation du système de prise de données	113
5.2 Acquisition de données FADC sur Borexino	114
5.2.1 Pourquoi le FADC dans Borexino?	114
5.2.2 Intégration du système à FADC dans le système d'acqui- sition général de Borexino	115
5.2.3 Volume des données	116
5.2.4 Algorithme de réduction des données	116
5.3 Premiers tests du système d'acquisition de Borexino : <i>Air run</i> . .	118
5.4 Simulation des données Borexino, discrimination α/β	120
5.4.1 Propriétés statistiques du liquide scintillant	122
5.4.2 Méthode du rapport charge avant sur charge totale	122
5.4.3 Méthode des moments	124
Conclusions	129
Bibliographie	131
Glossaire	137
Annexes	139
A Chaînes de désintégration	141
B Points techniques concernant la carte FADC V896	151
B.1 Spécifications	151
B.2 Électronique de digitalisation	152
B.2.1 Puce de digitalisation	152
B.2.2 Étage d'entrée	153
B.2.3 Digitalisation effective à 400 MHz	153
B.3 Gestion de la mémoire	154
B.3.1 Gestion des pages	154
B.3.2 Échantillons au sein d'une page	155
C Mise en place des cartes FADC dans CTF	157
D Simulation électronique d'événements CTF	181
D.1 Principe de la simulation	181
D.1.1 Les différents événements	181
D.1.2 Schéma de principe	182
D.2 Réalisation technique	182
D.2.1 Éléments du schéma de principe	183

D.2.2	Logique de commande du dispositif	183
D.3	Conclusion	184
E	Logiciel d'acquisition de Borexino	189
F	Analyse des données conjointes de CTF	203
G	Test des sommes actives de Borexino	205
H	État d'avancement de l'expérience Borexino	223
	Index	227

Introduction

L'existence de neutrinos, ainsi baptisés par FERMI en 1933, fut proposée pour la première fois par PAULI en 1930 pour expliquer le spectre continu des électrons dans les désintégrations β . La première détection directe de neutrinos n'eut lieu que 26 ans plus tard, en 1956, au cours de l'expérience menée par Frederick REINES et Clyde COWAN auprès du réacteur nucléaire de Savannah River en Caroline du Sud ; il s'agissait de la détection d'anti-neutrinos électroniques. Ce laps de temps entre proposition théorique et détection s'explique essentiellement par la difficulté de détection des neutrinos ; ceux-ci possèdent une section efficace si faible qu'ils traversent la matière et donc les détecteurs le plus souvent sans interaction. Désormais, la mise en évidence expérimentale directe est réalisée pour les trois familles de neutrinos associées aux trois familles de leptons (électron, muon et tau), le neutrino électronique en 1956, le neutrino muonique en 1962 et le neutrino tauique très récemment en juillet 2000.

Si les neutrinos peuvent être fabriqués artificiellement par des réacteurs nucléaires ou bien auprès d'accélérateurs, la principale source de neutrinos reste le Soleil : nous sommes plongés dans un flux de neutrinos solaires de l'ordre de 65 milliards par seconde et par centimètre carré selon les prédictions théoriques. La mesure de ces neutrinos issus du Soleil présente un intérêt astrophysique évident mais aussi un intérêt tout particulier pour la physique des particules. La détection des neutrinos issus du Soleil commença en 1967 dans la mine de Homestake dans le Dakota du Sud par une expérience conçue par Ray DAVIS. Cette première expérience de neutrinos solaires montra un net déficit entre le flux de neutrinos mesuré et le flux prédit par les modèles astrophysiques. Ce résultat induisit non seulement un travail théorique de compréhension de ce déficit (modèles astrophysiques ou bien oscillation des neutrinos) mais aussi la mise en place de nombreuses autres expériences fondées sur des techniques de détection fort différentes. Toutes les expériences menées jusqu'à présent ont mis en évidence un déficit. Les premières, radiochimiques, n'avaient pas accès en temps réel aux interactions neutrinos qui avaient lieu dans le détecteur ; les expériences récentes en permettent la connaissance, comme SuperKamiokande au Japon ou SNO au Canada. Mais ces dernières visent les neutrinos solaires dans la partie haute du spectre. Les expériences au gallium comme GALLEX en revanche nous donnent des informations sur le flux intégré des neutrinos sur l'ensemble du spectre (s'étalant jusque vers 14 MeV), son seuil de réaction étant situé vers

230 keV ; mais nous ne disposons pas de données précises sur le flux reçu en dessous de 5 MeV, notamment en ce qui concerne la raie très caractéristique dite du béryllium à 862 keV et les neutrinos dits PP, les plus nombreux, ceux émis à la plus basse énergie.

L'étude du flux de neutrinos dans la fenêtre énergétique de la raie du béryllium fait l'objet de l'expérience Borexino, en cours d'installation dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso en Italie, qui doit démarrer en 2003 ; la détection des neutrinos PP est actuellement à l'étude dans des projets en recherche et développement tels LENS. Le groupe du PCC du Collège de France a rejoint la collaboration Borexino en 1998. Sa contribution technique réside notamment en l'installation de cartes pour la digitalisation rapide des signaux issus de photomultiplicateurs. Ces cartes ont été réalisées au laboratoire en partenariat avec la société italienne CAEN. Nous les avons installées pour les phases II et III du prototype de Borexino.

J'exposerai dans la première partie de cette thèse le problème des neutrinos solaires, les solutions théoriques retenues, les techniques de détection et les raisons qui font que Borexino constitue une étape importante dans l'évolution des techniques de détection, notamment par la maîtrise de la très basse radioactivité des matériaux et la mesure des neutrinos solaires dans une partie du spectre très mal connue. Dans une deuxième partie, je présenterai le prototype de Borexino, dénommé CTF, notre système d'acquisition et l'analyse des données issues de CTF. La troisième et dernière partie sera consacrée à Borexino. J'y aborderai le détecteur, son système d'acquisition, l'intégration de notre électronique et une étude sur la discrimination des particules à partir de simulations.

Partie I

Problème des neutrinos solaires

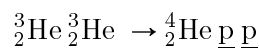
Le problème des neutrinos solaires, ou SNP pour *Solar Neutrino Problem*, concerne le désaccord entre le flux de neutrinos issus du Soleil prédit théoriquement et les flux mesurés dans les expériences de détection des neutrinos solaires.

Après avoir présenté brièvement quelles sont les voies de production des neutrinos dans le Soleil, nous rappellerons quels flux ont été mesurés par l'ensemble des expériences et chercherons quels types de solutions pourraient répondre au SNP.

1.1 Réactions nucléaires dans le Soleil

Afin de mieux comprendre le SNP, nous rappelons ici les différentes réactions nucléaires qui prennent place dans le Soleil et participent à la production de neutrinos. Ceux-ci sont désignés en fonction de la réaction nucléaire dont ils sont issus. À partir des constituants primordiaux du Soleil que sont l'hydrogène ${}^1_1\text{H}$ et dans une moindre mesure l'hélium ${}^4_2\text{He}$, trois chaînes principales de réactions dominant dans le Soleil [Bahcall 1989, Rich 1992] :

- Chaîne PP-I, la plus directe :



Dans cette chaîne, les deux neutrinos produits sont appelés ν_{pp} , car issus d'une réaction mettant en jeu deux protons initiaux. Leur spectre est continu jusqu'à 420 keV, *cf.* figure 1.1. Les protons $\underline{\text{p}}$ sont capturés par le deuterium ${}^2_1\text{H}$ et produits lors de la réaction finale conduisant à l'hélium.

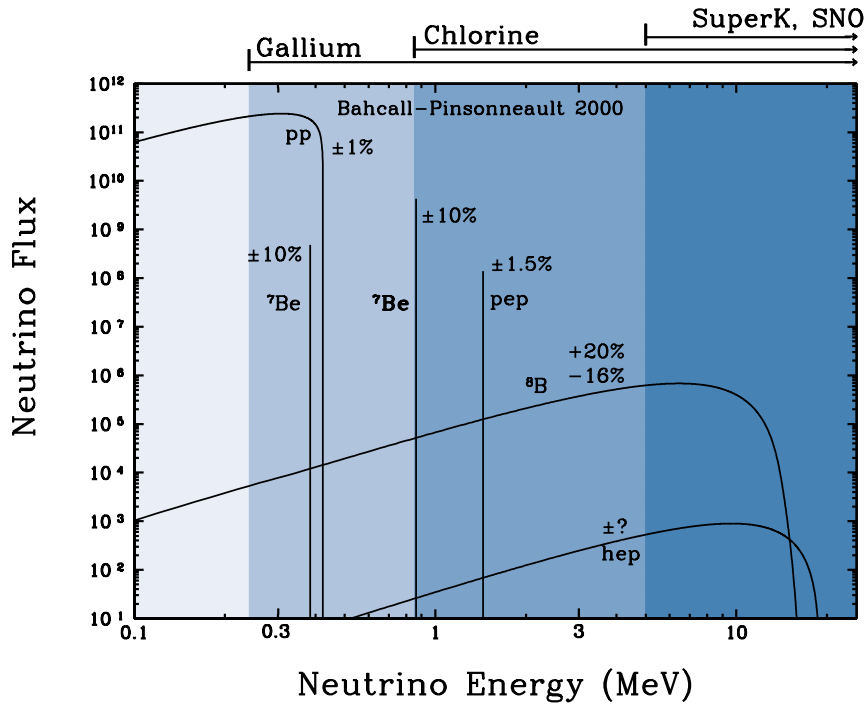
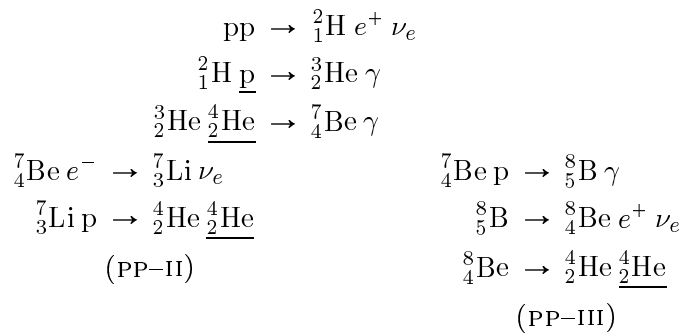


FIG. 1.1 : Spectre théorique des neutrinos solaires [Bahcall et al. 2001b]. L'échelle verticale est exprimée en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1}$ pour les spectres continus et en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les raies mono-énergétiques. La sensibilité spectrale pour les expériences à base de gallium, de chlore ou d'eau - eau lourde (SNO) ou non (SuperKamiokande) - est indiquée au-dessus. Voir 2.1 pour la description des expériences.

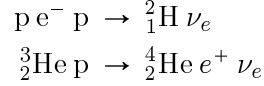
- Chaînes PP-II et PP-III :



La chaîne PP-II produit un neutrino dit neutrino du béryllium, noté $\nu_{7\text{Be}}$, par la réaction mettant en jeu un ${}^7_4\text{Be}$ et un électron. Cette réaction étant une réaction de capture, les $\nu_{7\text{Be}}$ produits sont monochromatiques à 0,383 MeV et à 0,862 MeV selon que le ${}^7_3\text{Li}$ produit est ou non dans un état excité.

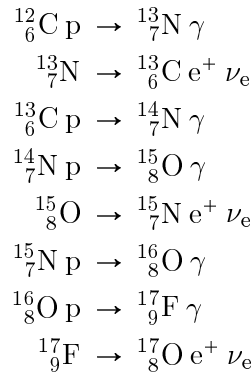
La chaîne PP-III quant à elle, produit un neutrino dit ν_{8B} , issu d'une désintégration β du 8_5B . Le spectre du ν_{8B} est alors un spectre β continu.

– D'autres réactions donnent lieu dans le Soleil à la production de neutrinos :



Les neutrinos induits sont alors respectivement désignés ν_{pep} et ν_{hep} , toujours pour rappeler la réaction dont ils sont issus.

Il existe également des mécanismes de production de neutrinos à partir d'espèces plus lourdes. Ainsi, lors du cycle CNO (*i.e.* mettant en jeu du carbone, de l'azote et de l'oxygène), des neutrinos ν_N , ν_O et ν_F sont créés, issus respectivement de réactions mettant en jeu ${}^{13}_7N$, ${}^{15}_8O$ et ${}^{17}_9F$ [Bahcall 1989] :



Les neutrinos issus du cycle CNO sont situés dans la partie basse du spectre des neutrinos solaires et participent peu au flux total reçu sur Terre.

Suivant les techniques de détection utilisées dans les diverses expériences (*cf.* 2.1), la sensibilité en énergie des détecteurs de neutrinos solaires diffère, comme montré sur la figure 1.1.

1.2 Flux de neutrinos mesurés et prédictions théoriques

Pour quantifier les flux de neutrinos solaires, il a été introduit une nouvelle unité, le SNU, pour *Solar Neutrino Unit*, qui correspond au produit d'un flux caractéristique de neutrinos solaires et d'une section efficace théorique d'interaction. Ainsi, un SNU a l'unité d'un nombre d'événements par seconde et par atome cible et est choisi arbitrairement à 10^{-36} s^{-1} [Bahcall 1989]. Cette unité est utilisée par la suite pour exprimer le flux de neutrinos solaires pour les expériences radiochimiques décrites au 2.1.1.

Comme nous l'avons indiqué au paragraphe précédent, la sensibilité en énergie diffère selon le détecteur. Mais quelle que soit l'expérience, il a toujours été mesuré un déficit de neutrinos solaires. Dans la figure 1.2, sont résumés les résultats comparés des prévisions théoriques [Bahcall et al. 2001b] et des expériences

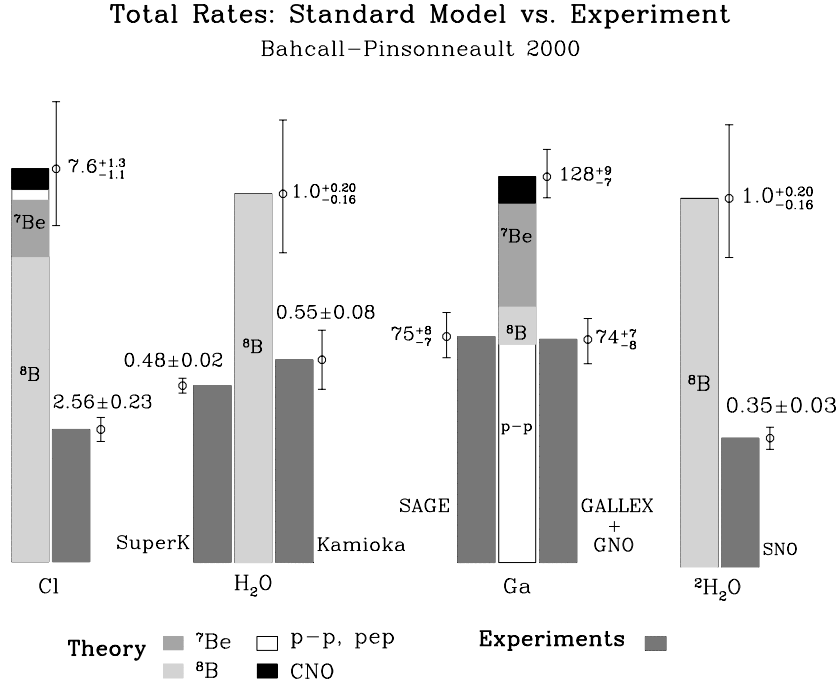


FIG. 1.2 : Comparaison, pour les différents types de neutrinos (ν_{pp} , ν_{7Be} , ν_{CNO} et ν_{8B}) entre prédiction théorique [Bahcall et al. 2001b] et expériences. Les flux pour les expériences radiochimiques au chlore et au gallium sont donnés en SNU tandis que ceux pour les expériences à base d'eau (lourde ou non) sont normalisés par rapport au flux théorique. Notons que le flux donné ici pour l'expérience SNO correspond au flux pour courants chargés (cf. 2.2.1).

de neutrinos solaires (celles-ci sont présentées au 2.1). On constate que les flux mesurés ne représentent que 35% à 60% des flux théoriques.

1.3 Résolution du problème ?

1.3.1 Cohérences des flux mesurés

Les résultats précédents sont-ils cohérents entre eux ? Peut-on évaluer les contributions des neutrinos ν_{8B} , ν_{7Be} , et ν_{pp} ? Nous reprenons les flux mesurés précédents et les comparons aux prédictions théoriques [Bahcall 2002] dans le tableau 1.1. Les contributions des neutrinos ν_B , ν_{Be} , ν_{pp} dans le flux mesuré doivent satisfaire le système :

$$\begin{pmatrix} \Phi_{Ga} \\ \Phi_{Cl} \\ \Phi_{H_2O} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} 54\% & 26\% & 11\% \\ 0\% & 14\% & 77\% \\ 0\% & 0\% & 100\% \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_{pp} \\ \Phi_{Be} \\ \Phi_B \end{pmatrix}$$

TAB. 1.1 : Flux mesurés par les expériences au chlore (*Homestake*), au gallium (*GALLEX* et *GNO*) et à l'eau (*Super-Kamiokande*) par rapport au flux théorique attendu BP2000 [Bahcall et al. 2001b], ainsi que la participation théorique τ au flux total des neutrinos principaux [Bahcall 1989].

Cible d'interaction	Flux mesuré/BP2000	τ_{pp}	τ_{Be}	τ_B
Chlore	$0,337 \pm 0,030$	0%	14%	77%
Gallium	$0,579 \pm 0,053$	54%	26%	11%
H ₂ O	$0,459 \pm 0,017$	0%	0%	100%

dans lequel on a pris en compte les seuils énergétiques des expériences mais aussi les sections efficaces en jeu suivant l'énergie des neutrinos incidents.

La résolution de ce système donne :

$$\begin{pmatrix} \Phi_{pp} \\ \Phi_{Be} \\ \Phi_B \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} 1,04 \Phi_{pp}^0 \\ -0,12 \Phi_{Be}^0 \\ 0,46 \Phi_B^0 \end{pmatrix}$$

les exposants ⁰ étant réservés aux prévisions théoriques.

Ceci indiquerait une contribution négative des neutrinos $\nu_{\tau_{Be}}$, sans sens physique. Ce fait constitue l'essentiel du problème des neutrinos solaires. La sophistication du problème, en prenant en compte par exemple des résolutions en énergie des expériences, des incertitudes théoriques, ne change pas la nature du problème qui réside essentiellement en l'absence de contribution apparente des neutrinos du béryllium. On ne peut attribuer ce déficit à un simple biais de détection.

Deux hypothèses pourraient expliquer ces anomalies :

- des prédictions théoriques erronées concernant les flux de neutrinos solaires ;
- une physique non conforme au modèle standard des neutrinos.

1.3.2 Astrophysique du Soleil

Les modèles qui permettent de prévoir les flux de neutrinos solaires sont fondés sur (d'après [Bahcall 1989]) :

- la connaissance des réactions de fusion nucléaire au sein du Soleil ; ces mécanismes ont été décrits notamment par Bethe [Bethe 1939] ;
- la luminosité du Soleil (reliée au taux de réactions), l'âge du Soleil (qui induit la présence de certaines réactions, à base d'éléments légers au début de sa vie, puis d'éléments plus lourds plus tard) et les abondances initiales des différents constituants du Soleil ; ce sont des données astrophysiques ;
- l'opacité radiative qui détermine le profil de température dans le Soleil ;
- l'équation d'état du Soleil qui donne la relation entre pression et densité.

Mais les prédictions réalisées dépendent du type (PP, béryllium, bore, *etc.*) de neutrinos considérés et de la température du Soleil. Celle-ci influe selon une

loi puissance sur le flux de neutrinos (voir le tableau 1.2). La connaissance de

TAB. 1.2 : *Le flux de neutrinos suit une loi du type $\Phi \propto T^k$. Nous donnons ici la puissance k de la dépendance du flux de neutrinos en fonction d'une loi puissance de la température du Soleil, suivant le type de neutrino. D'après [Bahcall and Ulmer 1996].*

Flux neutrino	Exposant
Φ_{pp}	$-1,1 \pm 0,1$
Φ_{Be}	10 ± 2
Φ_{B}	24 ± 5

la température du Soleil est donc un paramètre primordial pour l'estimation du flux de neutrinos : une mauvaise évaluation pourrait éventuellement entraîner les très grands écarts présentés en 1.2.

Cependant, depuis 1996, le satellite SOHO (*SOLar and Heliospheric Observatory*) et en particulier l'expérience GOLF (*Global Oscillations at Low Frequencies*) a étudié finement la sismologie solaire. Les mesures de ce satellite ont permis de connaître la vitesse du son dans le Soleil et son profil de densité. Les modèles solaires ont alors pu être affinés pour correspondre aux observations ; les ajustements ont porté par exemple sur le taux de réactions PP ou sur le taux d'éléments lourds dans le Soleil. Les incertitudes résultantes sur le flux de neutrinos solaires sont données dans le tableau 1.3. Ces nouvelles contraintes assurent que le SNP ne peut se résoudre par une explication de type astrophysique, le modèle solaire étant largement confirmé par les mesures héliosismologiques [Bahcall et al. 2001b].

TAB. 1.3 : *Flux et incertitude associée attendus pour les expériences au chlore, au gallium et à l'eau (SuperKamio-kande), à partir des données de l'héliosismologie. D'après [Turck-Chièze et al. 2001].*

Cible d'interaction	Flux attendu et incertitude
Chlore	$7,44 \pm 0,96$ SNU
Gallium	$127,8 \pm 8,6$ SNU
H ₂ O	$4,96 \pm 0,72 \cdot 10^6$ cm ⁻² s ⁻¹

1.3.3 Physique du neutrino

Si l'hypothèse de l'origine astrophysique du déficit de neutrinos détectés sur Terre semble devoir être écartée, il demeure la possibilité d'une physique non

standard des neutrinos qui parcourent 1 ua entre le Soleil et la Terre¹.

PONTECORVO avança en 1957 l'idée selon laquelle les neutrinos émis lors d'interactions faibles peuvent être la superposition d'états propres de masse. Ce mécanisme serait analogue aux états $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$ qui sont la superposition de $|K_1\rangle$ et $|K_2\rangle$, états propres de masse. Les neutrinos alors considérés étaient des neutrinos de Majorana. Dans ce cadre, des oscillations neutrinos étaient possibles au même titre que les oscillations $|K^0\rangle \rightleftharpoons |\bar{K}^0\rangle$. En 1976, les oscillations neutrinos étaient également traitées sous l'hypothèse de neutrinos de Dirac [Bilenky et al. 1998].

Si ces oscillations de neutrinos existent, elles expliqueraient un changement de saveur entre un neutrino ν_e et un neutrino d'une autre saveur², ν_μ , ν_τ ou plus généralement ν_x , si jamais il y avait plus de trois saveurs de neutrinos. Dans le cas d'un changement de saveur par le mécanisme d'oscillations lors du parcours entre le Soleil et la Terre, le flux mesuré sur Terre des seuls ν_e serait plus faible que le flux attendu théoriquement. En outre, nous verrons que la présence de matière le long du parcours du neutrino (dans le Soleil, dans la Terre s'il la traverse) induit également des changements de saveurs ; ce sont les effets dits de matière sur les neutrinos.

On trouvera au 1.6 la formalisation des mécanismes d'oscillation des neutrinos. Celui-ci met en jeu les paramètres Δm^2 et $\tan^2 \theta$ pour des mélanges de deux familles ; les masses m sont les masses des états propres de masse et θ l'angle de mélange. Nous utilisons ces paramètres dans le paragraphe suivant.

1.4 Contraintes sur le problème des neutrinos solaires

1.4.1 Solutions admises en utilisant les flux mesurés

Si le mécanisme d'oscillation des neutrinos est confirmé, les flux déjà mesurés par les expériences au chlore, au gallium ou bien à base d'eau imposent des contraintes sur les paramètres des oscillations des neutrinos. Nous donnons à la figure 1.3 les solutions possibles au SNP [Bahcall et al. 2001a, Murayama 2001, Hata and Langacker 1997] à partir de ces données, dans le cadre d'un changement de saveur des ν_e vers des ν_μ .

Il existe quatre types de solution au SNP, dénommés :

- VAC, pour *vacuum*, désignant les oscillations dans le vide ; celles-ci ont lieu pour les plus faibles valeurs de Δm^2 . Dans le cas de ces oscillations, seuls les grands angles de mélange sont retenus. On désigne aussi parfois cette zone dans l'espace des paramètres par VO, pour *Vacuum Oscillation*.

¹Par définition, 1 ua, c'est-à-dire une unité astronomique, est égale à la distance moyenne Soleil-Terre, soit $1,496 \cdot 10^{11}$ m.

²On désigne par ν_x un neutrino de saveur x , éventuellement stérile (il est en ce cas noté ν_S). En revanche, nous notons ν_l les neutrinos avec une saveur leptonique l donnée, c'est à dire que l peut prendre les valeurs e (saveur électronique), μ (saveur muonique) ou τ (saveur tauique).

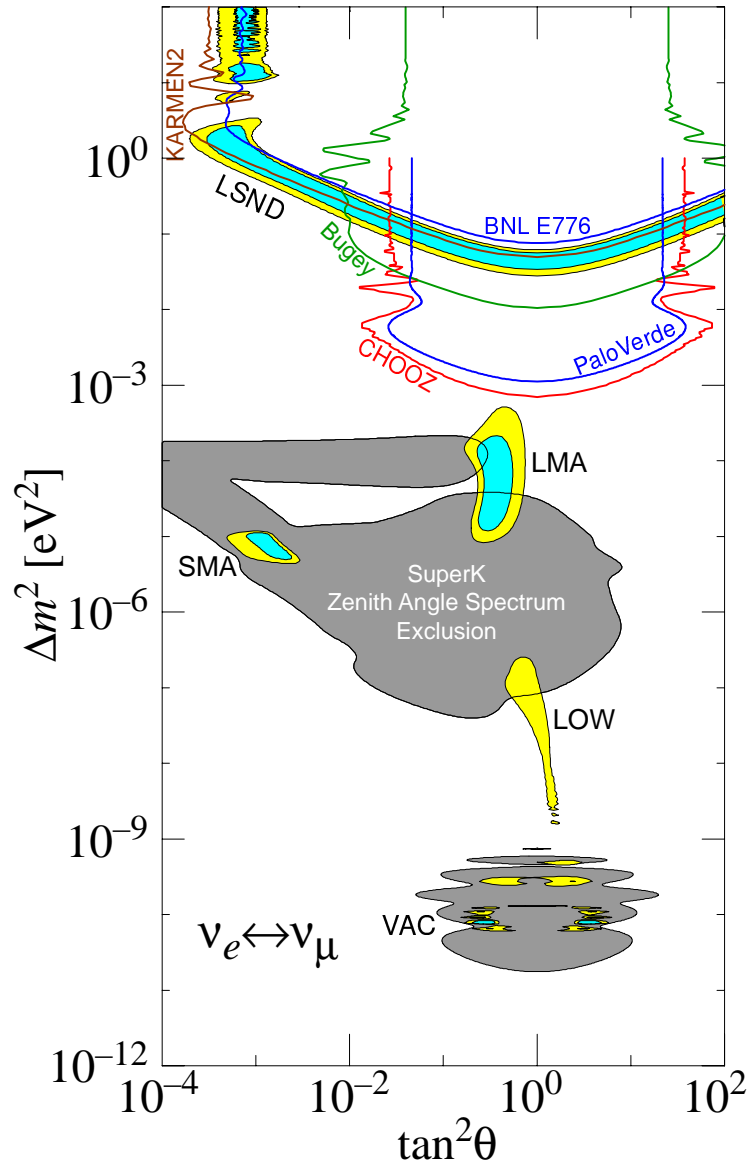


FIG. 1.3 : Solutions possibles (VAC, LOW, SMA, LMA) au SNP dans l'hypothèse d'une oscillation $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$. Les zones d'exclusion des différentes expériences sont également représentées. D'après [Murayama 2002].

- LOW, pour *low* Δm^2 . Pour cette solution, les effets de matière ont commencé à prendre place. Nous sommes encore dans le cas d'un angle de mélange quasi-maximal. Des mesures de variations de flux entre le jour et la nuit permettraient d'identifier une telle solution.
- SMA, pour *Small Mixing Angle*, correspond à un Δm^2 élevé, vers 10^{-5} eV^2 et un angle de mélange très faible entre les neutrinos. À ces valeurs de Δm^2 , les effets de matière sont prédominants.
- LMA, pour *Large Mixing Angle* correspond, quant à elle, à un angle de

mélange grand. Le domaine de Δm^2 reste le même que pour SMA. Les quatre solutions correspondent à des domaines d'acceptance dans l'espace des paramètres pour le SNP. Mais sur la figure 1.3 sont également présentées les expériences qui statuent sur l'exclusion de zones dans l'espace des paramètres d'oscillation. La limite la plus basse sur Δm^2 est fournie par l'expérience CHOOZ donnant la limite sur la disparition de $\bar{\nu}_e$ venant d'un réacteur situé à 1 km du détecteur [Apollonio et al. 1999].

Le déficit en neutrinos ν_e venant du Soleil peut s'expliquer également par une oscillation des ν_e vers les ν_τ . L'allure de l'espace des paramètres autorisé reste très similaire. Les oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ quant à elles sont dominées par les données relatives aux neutrinos atmosphériques³; celles-ci favorisent un angle de mélange maximal et un Δm^2 plus élevé que pour les neutrinos solaires, vers $2,5 \cdot 10^{-3} \text{eV}^2$. Actuellement, les analyses effectuées se font de manière conjointe, en utilisant un mélange des trois familles.

1.4.2 Nouvelles contraintes

Mesure des neutrinos solaires autres que ν_e

S'il est possible de proposer des solutions dans l'espace des paramètres d'oscillation ($\Delta m^2, \tan^2 \theta$), le phénomène n'a pas été mis en évidence par les expériences radiochimiques de manière directe. Il faut pour cela faire des mesures pour les neutrinos des autres saveurs, ν_μ ou ν_τ . C'est ce que l'expérience à base d'eau lourde SNO a réalisé en effectuant des mesures pour neutrinos ν_e seuls ou non (utilisation de la diffusion sur électron, de réactions par courants chargés et neutres). Cette mesure est fondamentale et a permis de mettre en évidence le phénomène de changement de saveur des neutrinos [Ahmad et al. 2001, Ahmad et al. 2002], en établissant à partir des neutrinos sélectionnés au-delà de 5 MeV que :

- Le flux de neutrinos ν_e est

$$\Phi_e = 1,76 \pm 0,05 \pm 0,09 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

- Le flux de neutrinos ν_μ et ν_τ est

$$\Phi_{\mu\tau} = 3,41 \pm 0,45_{-0,45}^{+0,48} \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

En parallèle, le flux prédit par le modèle standard solaire est

$$\Phi_{\text{ssm}} = 5,05_{-0,81}^{+1,01} \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

en accord avec $\Phi_e + \Phi_{\mu\tau}$ donné [SNO Collaboration 2002]. Ces mesures montrent que le flux de neutrinos est conservé mais que les neutrinos reçus ne sont pas exclusivement de saveur électronique. Ce résultat caractérise sans ambiguïté l'existence d'oscillation entre saveurs.

³Les mesures des neutrinos atmosphériques montrent également un déficit de neutrinos, des neutrinos ν_μ cette fois. Il s'agit alors de ν_μ qui oscilleraient avec les ν_τ .

Mesure en temps réel, mesure en direction d'incidence

L'expérience à base d'eau SuperKamiokande [Suzuki 1998] effectuée depuis longtemps maintenant des mesures plus fines que l'évaluation du seul flux des neutrinos reçus. Le flux est connu en temps réel, comme sur la plupart des expériences récentes ; la direction du neutrino incident est également un paramètre accessible. De ces mesures naissent de nouvelles contraintes pour l'espace des paramètres autorisé. À la figure 1.3 est donnée l'exclusion venant de la mesure des variations spectrales suivant l'angle zénithal de provenance des neutrinos.

1.5 Quelles solutions au problème ?

Lorsque l'on combine l'ensemble des contraintes (flux intégré, mesure par courant neutre et chargé, forme du spectre, variation jour/nuit) venant des expériences de neutrinos solaires, nous arrivons aux conclusions :

- les oscillations entre saveurs de neutrinos ont bien lieu ;
- les neutrinos solaires semblent être dominés par la seule oscillation entre ν_e et ν_μ ;
- le problème des neutrinos solaires et atmosphériques n'a besoin que de trois familles ; l'hypothèse de neutrinos stériles est largement rejetée.

En outre, la solution LMA est très favorisée par l'ensemble des mesures (voir figure 1.4). Il semble néanmoins que cette solution rejette artificiellement les autres solutions (LOW notamment) par un ajustement aux données presque trop parfait [Spiro 2002]. Ainsi ne faut-il sans doute pas exclure la possibilité d'une solution LOW pour laquelle l'ajustement aux données reste très valable. Dans l'hypothèse d'une telle solution, un détecteur comme Borexino serait largement favorisé par l'observation d'un effet jour/nuit important, détectable en peu de temps.

1.6 Oscillations des neutrinos entre saveurs

Ce que l'on appelle oscillations concerne en fait des oscillations de saveur (électronique, muonique, tauique pour les neutrinos à titre d'exemple). Ces oscillations peuvent être observées lorsqu'une particule est créée comme mélange de plusieurs états propres de masse. Pour la suite, nous ne parlerons plus que d'oscillations entre neutrinos. Les états propres de saveurs sont notés ν_e , ν_μ et ν_τ tandis que les états propres de masse sont notés ν_1 , ν_2 et ν_3 .

Dans le Soleil, ou bien plus généralement lors de sa création par une réaction d'interaction faible, le neutrino est créé dans un état propre de saveur ; de même, les détecteurs ne sont sensibles qu'aux saveurs. Il s'agit exclusivement de neutrinos électroniques ν_e dans le cas de neutrinos solaires.

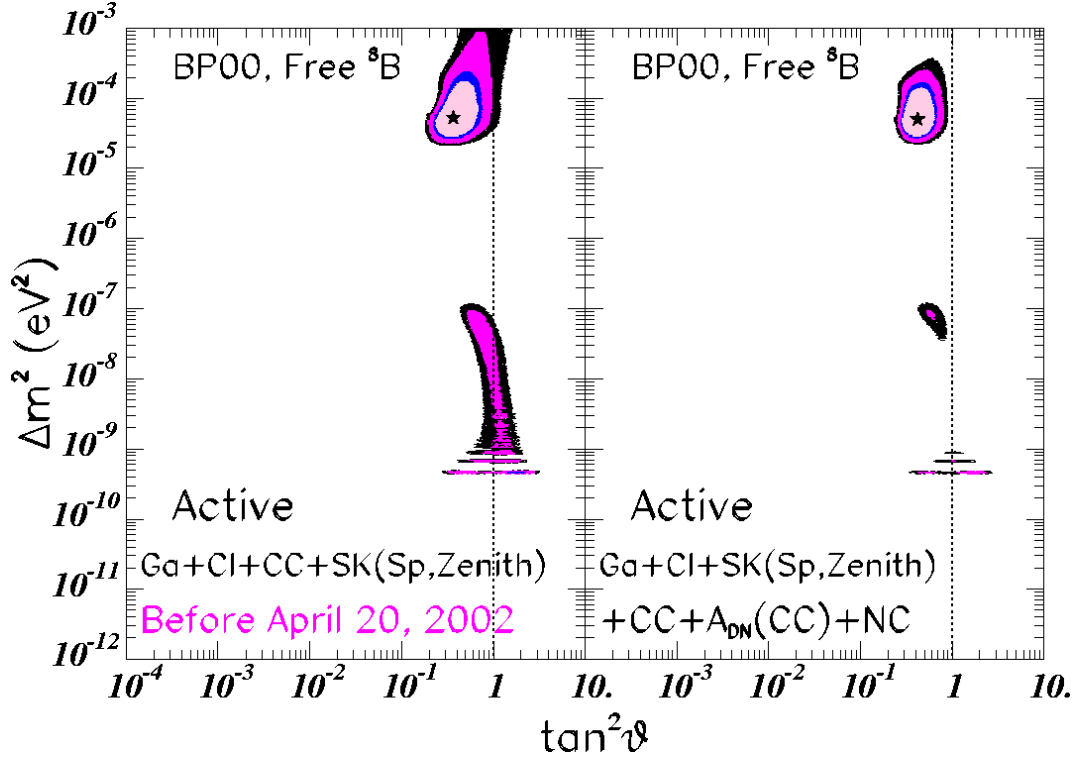


FIG. 1.4 : Paramètres les plus favorisés pour les oscillations des neutrinos solaires, avant et après la publication des résultats de SNO, dans le plan $(\tan^2 \theta; \Delta m^2)$, en prenant en compte les mesures issues des expériences au chlore, au gallium et à l'eau. La solution LMA est la plus favorisée. Figure issue de [Bahcall et al. 2002].

1.6.1 Oscillation à deux familles

Supposons ici que ν_e et ν_μ soient des mélanges des états propres de masse notés ν_1 et ν_2 . Dans ce cas on écrit que [Rich 1993] :

$$|\nu_l\rangle = \sum_{i=1}^2 U_{li} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

où la saveur leptonique $l = e, \mu$ et où U est la matrice de mélange telle que $U_{e1} = U_{\mu 2} = \cos \theta$ et $U_{e2} = -U_{\mu 1} = \sin \theta$, θ étant appelé l'angle de mélange.

Cas de l'émission à $x = 0$

Si l'on suppose que le neutrino d'état propre de saveur ν_e est émis à la position $x = 0$, dans ce cas, l'évolution spatiale du neutrino est :

$$|\nu(x)\rangle = \sum_{i=1}^2 U_{ei} e^{-ip_i x} |\nu_i\rangle \quad (1.2)$$

p_i étant l'impulsion de l'état ν_i ; l'amplitude pour ce neutrino de se trouver dans l'état de saveur ν_l à la position x sera :

$$\langle \nu_l | \nu(x) \rangle = \sum_{i=1}^2 U_{il}^* U_{ei} e^{-ip_i x} \quad (1.3)$$

Soit une probabilité de voir ce neutrino dans l'état de saveur ν_l à x :

$$\begin{aligned} P(x, \nu_e \rightarrow \nu_l) &= |\langle \nu_l | \nu(x) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_{i=1}^2 U_{il}^* U_{ei} e^{-ip_i x} \right|^2 \\ &= |U_{1l} U_{1e}|^2 + |U_{2l} U_{2e}|^2 + 2U_{1l} U_{1e} U_{2l} U_{2e} \cos((p_2 - p_1)x) \end{aligned} \quad (1.4)$$

la matrice U étant réelle ici. En particulier, nous obtenons :

$$P(x, \nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{p_2 - p_1}{2} x \quad (1.5)$$

Comme $E^2 = p_i^2 + m_i^2$, nous avons

$$p_2 - p_1 = \sqrt{E^2 - m_2^2} - \sqrt{E^2 - m_1^2} = \frac{1}{2E} (m_2^2 - m_1^2) + o\left(\frac{m^2}{E}\right) \quad (1.6)$$

qui donne dans (1.5)

$$\begin{aligned} P(x, \nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4E} x \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi x}{L} \end{aligned} \quad (1.7)$$

où L est appelée longueur d'oscillation, $L = \frac{4\pi E}{\Delta m^2}$, et $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ la différence des masses au carré des états propres de masse.

À partir de (1.7), on en déduit, après un parcours de longueur x , la probabilité de détection d'un neutrino électronique :

$$P(x, \nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{4\pi x}{L} \quad (1.8)$$

C'est pourquoi l'on représente dans un plan $(\Delta m^2; \sin^2 2\theta)$ les solutions au SNP. La formule usuellement utilisée est issue de (1.8) et devient :

$$P(x, \nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 1,27 \frac{\Delta m^2}{E} x \quad (1.9)$$

où Δm^2 est exprimé en eV^2 , E en GeV et x en km. Avec ces mêmes unités, la longueur d'oscillation devient quant à elle $L = 2,47 \cdot \frac{E}{\Delta m^2}$.

Au-delà de deux familles de neutrinos

Le traitement formel complet des oscillations des neutrinos nécessite en fait l'introduction de 3 neutrinos d'état propre de masse et donc d'une matrice U 3×3 . Cette matrice de mélange des neutrinos est usuellement appelée MNSP pour MAKI-NAKAGAWA-SAKATA-PONTECORVO; c'est l'analogue à la matrice de mélange des quarks, appelée CKM pour CABIBBO-KOBAYASHI-MASKAWA.

1.6.2 Oscillations dans la matière

1.6.2.1 Probabilité de changement de saveur en présence de matière

Dans le cas particulier de deux familles de neutrinos, nous avons vu que dans le vide on a :

$$\begin{aligned} |\nu_e\rangle &= \cos \theta |\nu_1\rangle + \sin \theta |\nu_2\rangle \\ |\nu_\mu\rangle &= -\sin \theta |\nu_1\rangle + \cos \theta |\nu_2\rangle \end{aligned}$$

Lorsque les neutrinos traversent la matière, les neutrinos ν_μ ne sont soumis qu'à des interactions par courant neutre tandis que les neutrinos ν_e sont également soumis à des interactions par courant chargé (voir 2.2.1). Cette dissymétrie induit de nouveaux états propres de propagation dans la matière [Wolfenstein 1978], notés ν_{1m} et ν_{2m} tels que :

$$\begin{aligned} |\nu_e\rangle &= \cos \theta_m |\nu_{1m}\rangle + \sin \theta_m |\nu_{2m}\rangle \\ |\nu_\mu\rangle &= -\sin \theta_m |\nu_{1m}\rangle + \cos \theta_m |\nu_{2m}\rangle \end{aligned}$$

avec le nouvel angle de mélange θ_m donné par :

$$\tan 2\theta_m = \tan 2\theta \left(1 - \frac{L}{L_0 \cos 2\theta}\right)^{-1} \quad (1.10)$$

où $L_0 \equiv 2,5 \cdot 10^9 \text{ cm}/\rho_e$, ρ_e étant la densité numérique d'électrons dans la matière.

En ce cas, la longueur d'oscillation dans la matière devient :

$$L_m(p) = L(p) \left[1 + \left(\frac{L(p)}{L_0}\right)^2 - 2 \cos 2\theta \left(\frac{L(p)}{L_0}\right)\right]^{-\frac{1}{2}} \quad (1.11)$$

$L(p)$ étant la longueur d'oscillation dans le vide ; la probabilité $P(x; \nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ donné à l'équation (1.7) dans le cas du vide est ensuite :

$$P_m(x; \nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \frac{1}{2} \sin^2(2\theta) \left(\frac{L_m}{L}\right)^2 \left[1 - \cos \frac{2\pi x}{L_m}\right] \quad (1.12)$$

Plusieurs cas se présentent alors :

- tant que $L \ll L_0$, $L_m \approx L$ et $\theta_m \approx \theta$ et donc les oscillations dans la matière se comportent comme les oscillations dans le vide ;
- lorsque $L \gg L_0$, alors $L_m \approx L_0$ et les oscillations seront de très petite amplitude ;
- lorsque $L \approx L_0$, il peut y avoir, selon les valeurs de θ , un grand changement de comportement des oscillations par rapport à ce qui se passe dans le cas du vide.

1.6.2.2 Effet de résonance

En présence de matière, comme dans le cas d'oscillations dans le vide, l'amplitude des oscillations est proportionnelle à $\sin^2 2\theta_m$. À partir de l'équation (1.10) on tire :

$$\sin^2 2\theta_m = \frac{\sin^2 2\theta}{1 - 2\frac{L}{L_0} \cos 2\theta + \frac{L^2}{L_0^2}}$$

En particulier lorsque $\frac{L}{L_0}$ tend vers $\cos 2\theta$ les oscillations augmentent et pour

$$\frac{L}{L_0} = \cos 2\theta$$

nous avons des amplitudes maximales avec $\sin^2 2\theta_m = 1$ comme l'ont montré [Mikheyev and Smirnov 1986]. Nous pouvons ensuite réécrire la condition de résonance précédente ainsi :

$$\rho_{\text{res}} = \frac{\cos 2\theta \cdot \Delta m^2 \cdot 2,5 \cdot 10^9 \text{ cm}}{2\pi E}$$

C'est à dire en particulier qu'il est possible d'obtenir une résonance quel que soit $E/\Delta m^2$, si ρ_e s'ajuste à ρ_{res} ; aucun autre paramètre n'intervient pour que cette résonance ait lieu.

Ce phénomène de résonance est particulièrement intéressant lorsque la densité varie au cours du trajet des neutrinos au travers la matière. Ainsi, lorsque la densité passe de façon monotone de ρ_{max} à $\rho_{\text{min}} = 0$, le comportement de l'oscillation dépend de la vitesse de variation de la densité à travers la quantité

$$R_{\text{res}} = \left(\frac{d\rho}{dr}\right)^{-1} \cdot \rho_{\text{res}} \cdot \tan 2\theta :$$

- si $\rho_{\text{res}} > \rho_{\text{max}}$, la condition de résonance n'est jamais atteinte ;
- si $R_{\text{res}} > L_m/2$, à petit θ , ν_e se convertit presque complètement en ν_μ et le neutrino sort de la zone avec une probabilité $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) \approx \sin^2 \theta$; on parle alors de conversion adiabatique du neutrino dans la matière car le ν_e coïncide avec les états propres de propagation à la fois à $\rho = \rho_{\text{max}}$ et à $\rho = 0$;
- si $R_{\text{res}} < L_m/2$, cas de changements rapides de densité, de grandes oscillations ne peuvent prendre place.

Ce phénomène de résonance est connu sous le nom d'effet MSW (pour Mikheyev, Smirnov, Wolfenstein).

1.6.2.3 Importance de l'effet MSW pour les neutrinos solaires

Lors de leur parcours entre le Soleil et la Terre, les neutrinos solaires traversent deux zones non vides :

- le Soleil lui même, possédant un profil de densité décroissant exponentiellement ;
- éventuellement la Terre, suivant que le détecteur se trouve sur la face de jour ou de nuit de la Terre.

Dans le premier cas, [de Gouvêa et al. 1999b] montre que la probabilité $P(x, \nu_e \rightarrow \nu_e)$ est :

$$P(x, \nu_e \rightarrow \nu_e) = P_1 \cos^2 \theta + (1 - P_1) \sin^2 \theta + 2\sqrt{P_1(1 - P_1)} \sin \theta \cos \theta \cos \left(2,45 \frac{\Delta m^2}{E} x + \delta \right) \quad (1.13)$$

où P_1 est la probabilité pour le neutrino de sortir du Soleil dans l'état propre ν_1 [Krastev and Petcov 1988, Petcov 1988] :

$$P_1 = \frac{e^{-\gamma \sin^2 \theta} - e^{-\gamma}}{1 - e^{-\gamma}}$$

avec $\gamma = 2\pi r_0 \frac{\Delta m^2}{2E}$, r_0 étant le paramètre d'atténuation de la densité du Soleil tel que $\rho_e \propto e^{-r/r_0}$. Ce résultat est illustré à la figure 1.5 où l'on donne la probabilité $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ en sortie du Soleil en fonction de $E/\Delta m^2$ pour les neutrinos du ${}^7_4\text{Be}$. En particulier, dans le cas de SMA, on peut constater que les $\nu_{{}^7_4\text{Be}}$ sont

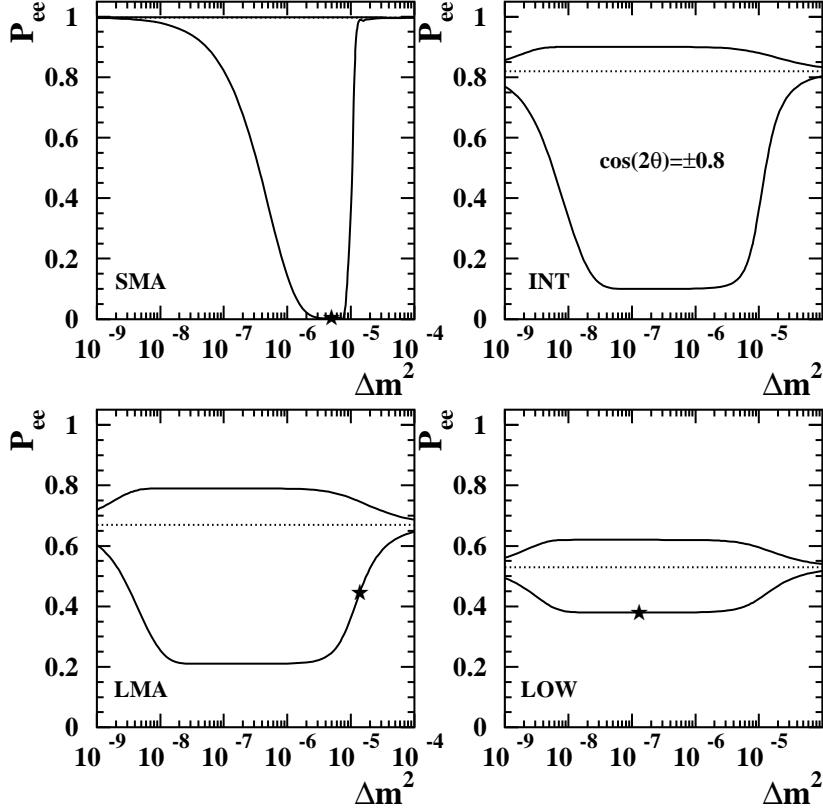


FIG. 1.5 : Probabilité $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ en fonction de Δm^2 , pour les neutrinos du ${}^7_4\text{Be}$, dans le cas de différents θ dans le vide : $\cos 2\theta = \pm 0,997$ (SMA), $\cos 2\theta = \pm 0,8$ (valeur intermédiaire entre SMA et LMA), $\cos 2\theta = \pm 0,58$ (LMA) et $\cos 2\theta = \pm 0,24$ (LOW). La ligne supérieure correspond à $\cos 2\theta < 0$, la ligne pointillée à probabilité de survie dans le vide. L'étoile indiquée sur les courbes correspond, pour chaque hypothèse, à la meilleure adéquation aux données. D'après [de Gouvêa et al. 1999a].

complètement supprimés.

Dans le second cas, le passage au travers la Terre peut engendrer des comportements remarquables des oscillations neutrinos. En particulier, il est possible d'avoir des régénérations des ν_e dans la Terre. Ce comportement est signé expérimentalement par des variations entre le jour et la nuit du flux de ν_e détecté (par exemple [de Gouvêa et al. 1999a]).

1.6.2.4 La face cachée des paramètres

Comme l'explique [Gouvêa 2000], lorsque les oscillations ont lieu dans le vide, la relation (1.9) permet de restreindre l'étude à $0 \leq \theta \leq \pi/4$ et d'utiliser l'espace des paramètres $(\Delta m^2; \sin^2 2\theta)$.

Mais dans le cas d'oscillations dans la matière, on peut noter que dans la relation 1.13, la zone $0 \leq \theta \leq \pi/4$ ne couvre plus l'ensemble des états physiques possibles. La zone $\pi/4 \leq \theta \leq \pi/2$ n'est pas décrite par une représentation dans le plan classique $(\Delta m^2; \sin^2 2\theta)$; cette partie des paramètres est alors appelée *Dark Side*, la face cachée des paramètres. L'illustration de ce phénomène est également donné à la figure 1.5 dans laquelle la probabilité $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ où $\cos 2\theta > 0$ est comparée à celle où $\cos 2\theta < 0$: les comportements de la probabilité de survie sont très différents.

Fort de ce constat, il est désormais usuel de représenter des solutions dans le domaine $(\Delta m^2; \tan^2 \theta)$ comme nous l'avons fait dans le paragraphe 1.4, permettant de distinguer ces deux cas.

1.6.3 Variation annuelle du flux de neutrinos reçus

Ce que nous exposons dans ce paragraphe et les suivants a fait l'objet d'une publication interne au laboratoire [Beau 1999].

Plaçons-nous dans le cas de neutrinos issus du Soleil (\odot). Ce sont des neutrinos d'état propre de saveur ν_e . Nous les détectons sur Terre; en première approximation, la Terre (\oplus) se situe à une distance du Soleil [Berezinsky et al. 1998]

$$d_{\odot\oplus}(t) = a_{\odot\oplus} \left(1 + e_{\oplus} \cos \frac{2\pi t}{T_{\oplus}} \right) \quad (1.14)$$

où la distance moyenne entre la Terre et le Soleil est $a_{\odot\oplus} = 1,496 \cdot 10^{11} \text{ m} = 1 \text{ ua}$, la période de rotation est $T_{\oplus} = 365,25 \text{ j}$, l'excentricité de la trajectoire est $e_{\oplus} = 0,01675$ et t est le temps avec comme référence $t = 0$ quand la Terre se trouve à son aphélie. Dans l'hypothèse d'oscillations dans le vide entre deux familles de neutrinos, il faut ajouter à la relation (1.9) un facteur d'angle solide proportionnel à $\frac{1}{d^2}$.

L'étude du flux des neutrinos de la raie du ${}^7_4\text{Be}$ est particulièrement intéressante pour deux raisons essentielles :

- il s'agit de deux raies mono-énergétiques, alors que les neutrinos PP ou les neutrinos du ${}^8_5\text{B}$ constituent un spectre continu.
- cette zone d'énergie n'a jamais été mesurée seule comme nous l'avons indiqué dans l'introduction.

Dans la suite de ces études sur les oscillations neutrinos, nous utiliserons la raie à 0,862 keV des $\nu_{{}^7_4\text{Be}}$, qui se situe dans la zone de sensibilité maximale de Borexino [Ranucci 1998]. À la figure 1.6, nous pouvons noter le cas dit DVO (pour *distorted vacuum oscillation*) [Berezinsky et al. 1998] qui est particulièrement marqué et sera sans difficulté détecté dans Borexino.

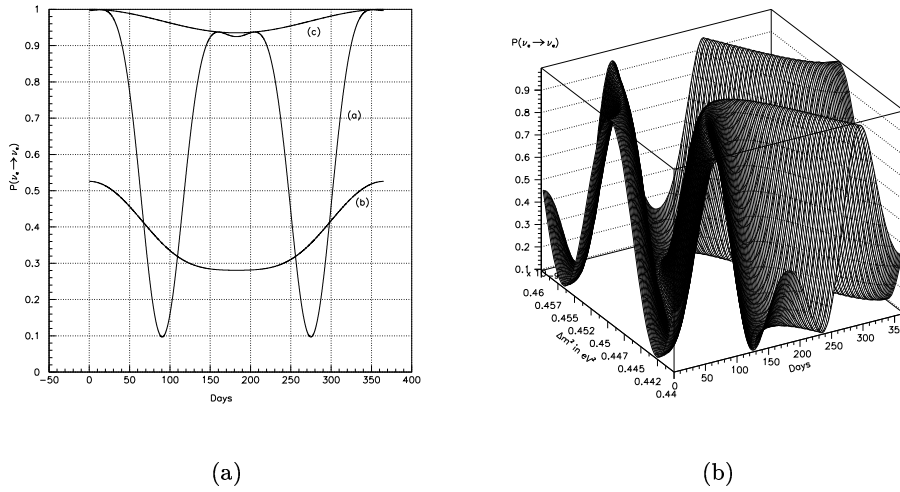


FIG. 1.6 : Variations annuelles de la probabilité $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$. Figure de gauche : (a) est le cas dit DVO, $\Delta m^2 = 4,5 \cdot 10^{-10} eV^2$, $\sin^2 2\theta = 0,9$; (b) est un autre cas d'oscillations dans le vide, $\Delta m^2 = 8 \cdot 10^{-11} eV^2$, $\sin^2 2\theta = 0,7$; (c) est le cas où il n'y a pas d'oscillations, seul l'effet d'angle solide est présent. Le choix de ces couples de paramètres vient de [de Gouvêa et al. 1999b]. Figure de droite : comportement de $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ autour du cas DVO en fonction de Δm^2 et du jour de l'année.

1.6.3.1 Cas des oscillations dans le vide à grand Δm^2 pour la raie monoénergétique des $\nu_{7\text{Be}}$

Nous étudions ici le domaine des grands Δm^2 pour lequel prédominent les effets de matière (voir au 1.6.2) pour les oscillations des neutrinos issus du Soleil. Nous nous proposons ici de traiter le cas des oscillations dans le vide dans le cas d'une émission ponctuelle de neutrinos dans l'état ν_e dans le Soleil. Cette étude reste intéressante notamment pour connaître les éventuelles limites dans le plan $(\Delta m^2; \sin^2 2\theta)$ de la sensibilité d'une expérience du type Borexino et doit permettre d'identifier les éventuels facteurs limitants. En outre, ces oscillations dans le vide subsistent si la condition de transition adiabatique⁴ n'a pas été remplie dans le Soleil.

Lorsque Δm^2 croît, la longueur d'oscillation L décroît comme l'inverse de Δm^2 . Aussi, à grand Δm^2 , L peut devenir suffisamment petite pour que le nombre d'oscillations de $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ au cours d'une journée soit grand. Compte tenu du nombre réduit d'interactions neutrinos dans un détecteur tel que Borexino

⁴Lorsque les neutrinos oscillent dans la matière le comportement n'est pas le même que dans le vide. En particulier, dans le Soleil, si le profil de densité est exponentiel, les neutrinos émis sont des états propres de propagation. Dans ce cas, aucune oscillation n'a lieu dans leur parcours du Soleil vers la Terre.

(typiquement 50 par jour), ces oscillations peuvent ne pas être identifiées par manque de définition statistiquement significative des variations au cours de la journée.

Cependant, il est particulièrement intéressant d'étudier le cas où la Terre se trouve dans une position extrême de sa trajectoire autour du Soleil, à l'aphélie (cas où elle est la plus éloignée) ou au périhélie (cas où elle est la plus proche), car en ces points particuliers la distance $d_{\odot\oplus}$ est quasiment constante. Ainsi, bien que les oscillations puissent être trop rapides pour être détectées pendant l'année, elles peuvent apparaître clairement en ces positions (*cf.* figure 1.7).

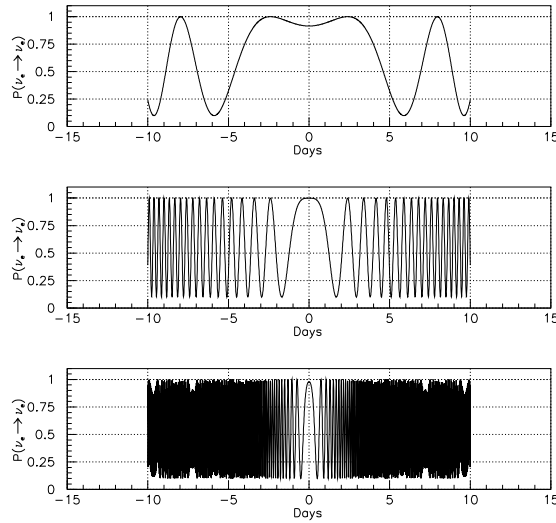


FIG. 1.7 : Oscillations dans le vide détectées sur Terre au cours du temps aux environs de l'aphélie, avec $\sin^2 2\theta = 0,9$ et $\Delta m^2 = 10^{-7} \text{ eV}^2$, 10^{-6} eV^2 ou 10^{-5} eV^2 , de bas en haut.

Cependant, en ces points particuliers que sont l'aphélie et le périhélie, si la longueur d'oscillation est comparable au rayon de la Terre, la rotation journalière de la Terre peut également induire des effets notables sur $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$. À la figure 1.8, nous avons introduit cette rotation terrestre, toujours en supposant l'absence d'effet de matière lorsque les neutrinos traversent la Terre. Nous avons donc introduit dans $d_{\odot\oplus}$ le facteur correctif $r_{\oplus} \cos \frac{2\pi t}{T_{\oplus}}$ où $T_{\oplus} = 1 \text{ j}$ est la période de rotation de la Terre sur elle-même et $r_{\oplus} = 6378 \text{ km}$ le rayon de la Terre [PPB 1998]. Cet effet perturberait notablement la détection en raison du nombre de neutrinos détectés par journée. Néanmoins, on pourrait imaginer l'application de méthodes comme l'analyse de Fourier afin de retrouver un tel effet dans les données.

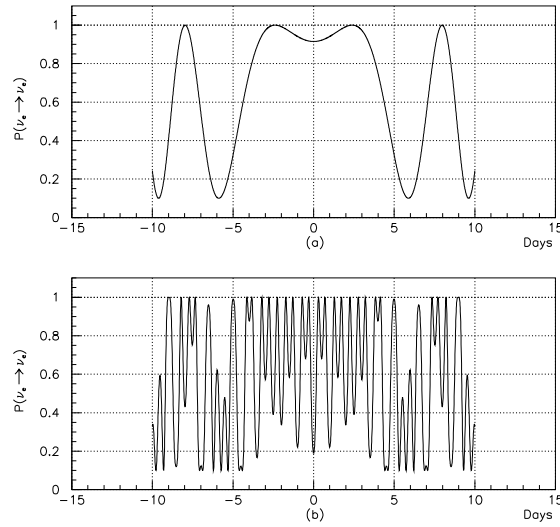


FIG. 1.8 : Autour de l'aphélie, $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ exprimée en fonction du jour lorsque l'on ne tient pas compte de la rotation de la Terre autour d'elle-même (a) ou lorsqu'on en tient compte (b). Cas de $\Delta m^2 = 10^{-7} \text{ eV}^2$.

1.6.3.2 Oscillations dans le vide de neutrinos $\nu_{7\text{Be}}^4$ purement mono-énergétiques

Zone de sensibilité de détection d'oscillations dans le vide.

Négligeons dans un premier temps l'influence de la rotation de la Terre. Afin de déterminer la sensibilité d'un détecteur à des oscillations dans le vide, nous utilisons deux critères :

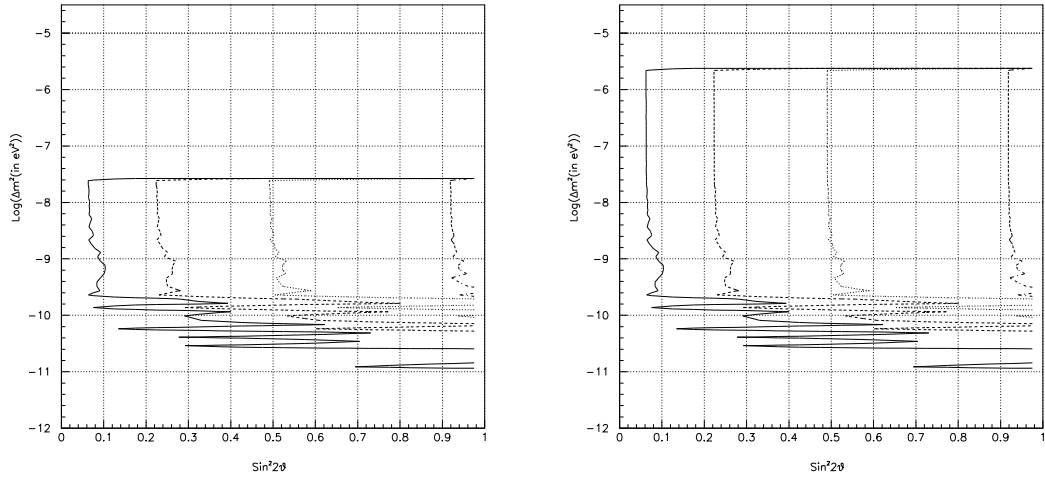
- nous calculons le maximum de la variation de $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ que l'on appelle ΔP_{max} ;
- nous estimons la pseudo-période du signal $T_{\frac{1}{2}}$, celle-ci étant définie par la différence de temps entre deux extrema consécutifs ;

et nous décidons, pour un détecteur donné, quels paramètres extrêmes sont accessibles.

Un exemple est donné figure 1.9 qui montre l'intérêt particulier de l'aphélie et du périhélie.

Abaque de détection des oscillations dans le vide.

Pour un détecteur donné, on peut connaître le plus petit $T_{\frac{1}{2}}$ détectable. Celui-ci dépend essentiellement du nombre de neutrinos détectés par jour. Une fois ce paramètre connu nous construisons un abaque figure 1.10 qui donne le Δm^2 accessible à partir d'une demi-période minimale détectable.



(a) à n'importe quel moment de l'année

(b) à l'aphélie ou au périhélie

FIG. 1.9 : Zone de sensibilité aux oscillations dans le vide pour $T_{\frac{1}{2}} = 1 \text{ j}$ et $\Delta P_{\text{max}} = 0,1$ (ligne continue), $0,25$ (ligne en tirets), $0,5$ (ligne pointillée), $0,9$ (ligne mixte).

Cas d'une émission non purement mono-énergétique

Dans les études précédentes, nous avons supposé que la détection était faite par un détecteur idéal et que l'émission neutrino était parfaitement mono-énergétique. Nous présentons ici les restrictions à cette hypothèse qui s'appliquent à toute expérience sensible aux neutrinos solaires $\nu_{\frac{7}{4}\text{Be}}$.

En effet, l'émission dans la raie du $\frac{7}{4}\text{Be}$ possède une certaine largeur, comme proposé dans [Bahcall 1993]. L'allure de cette raie à $0,862 \text{ MeV}$ est donnée dans [Bahcall 1994] où elle a été calculée numériquement. Cependant, en première approximation, nous avons utilisé une allure gaussienne pour le spectre de cette raie du $\frac{7}{4}\text{Be}$. Pour cette gaussienne nous avons sans doute $\sigma \approx 1,6 \text{ keV}$; mais cette largeur n'a jamais été mesurée. Aussi, nous donnons pour différentes largeurs $\Delta E_{\frac{7}{4}\text{Be}}$ l'effet sur l'allure des oscillations annuelles dans l'hypothèse DVO, à la figure 1.11-a. Si cette largeur est importante, l'effet peut notamment être dramatique pour la détection d'oscillations au cours de l'année dans le cas de petit Δm^2 , comme le montre la figure 1.11-b.

L'effet essentiel d'une largeur de raie non nulle est la réduction des amplitudes de variation qui signent les oscillations dans le vide. À la figure 1.12, nous prenons en compte ce paramètre pour proposer un nouveau contour de sensibilité aux oscillations dans le vide; celui-ci est alors en accord avec celui proposé par [de Gouvêa et al. 1999b]. On constate ainsi que les méthodes proposées précédemment ne seront pas applicables car les effets seront noyés par le phénomène de moyennage que crée la largeur de la raie.

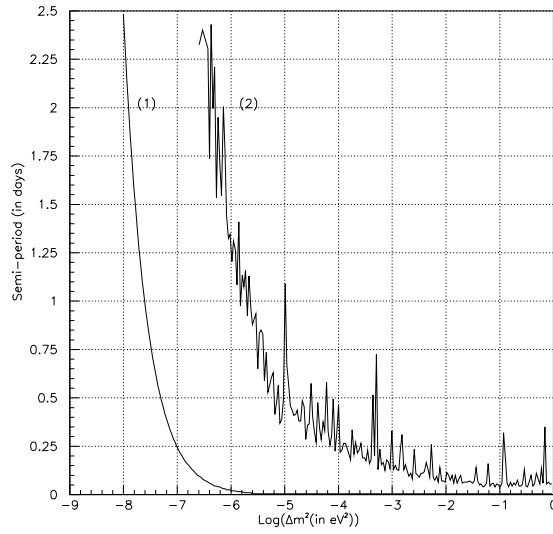


FIG. 1.10 : Abaque donnant $T_{\frac{1}{2}}$ en fonction de $\log(\Delta m^2)$ qui permet de connaître la limite accessible en terme de $\log(\Delta m^2)$ en fonction de la demi-période détectable. En (1) dans le cas d'une détection à un jour quelconque de l'année et en (2) à l'aphélie ou au périhélie. Les calculs ont été faits dans le cadre de $\sin^2 2\theta = 0,9$.

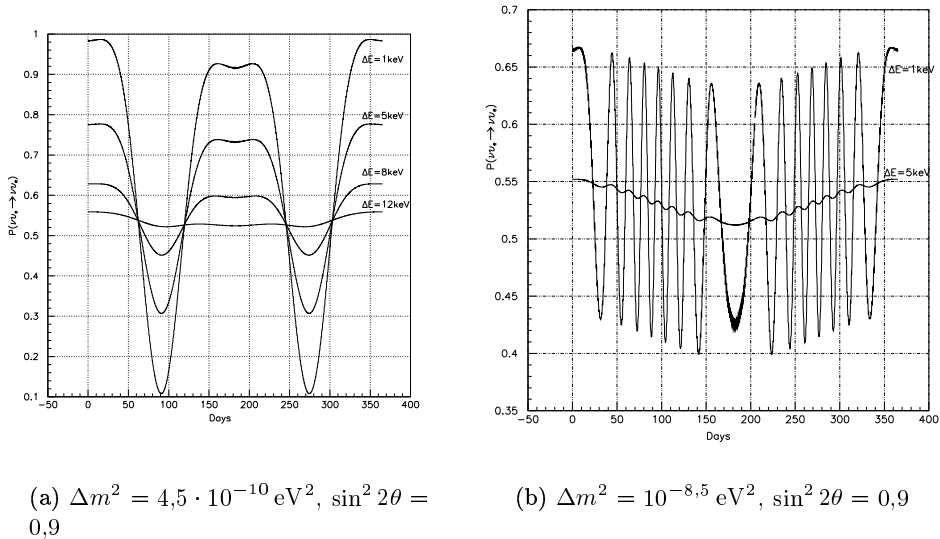


FIG. 1.11 : Effet de la largeur de la raie à 0,862 MeV sur les oscillations annuelles de $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ sous différentes hypothèses (Δm^2 ; $\sin^2 2\theta$).

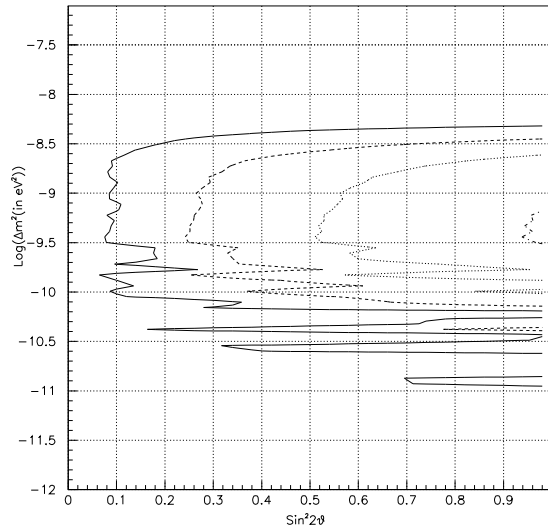


FIG. 1.12 : Zone de sensibilité aux oscillations dans le vide. Les limites utilisées sont $\Delta P_{\max} = 0,1$ (ligne continue), $0,25$ (ligne tiret), $0,5$ (ligne pointillée) et $0,9$ (ligne mixte). $\Delta E_{7_{\text{Be}}} = 1 \text{ keV}$.

Cependant, bien que la largeur de la raie entraîne une réduction des amplitudes de variations saisonnières, il est sans doute possible, si les paramètres (Δm^2 ; $\sin^2 2\theta$) sont connus, d'effectuer une mesure indirecte de cette largeur. La mesure des paramètres d'oscillations et des variations saisonnières (voire journalières autour de l'aphélie en cas de grand Δm^2) pourrait permettre l'évaluation de $\Delta E_{7_{\text{Be}}}$ par un détecteur du type Borexino.

Influence de l'origine non ponctuelle des neutrinos

Nous avons jusqu'à maintenant étudié les oscillations des neutrinos dans le cas d'une émission parfaitement ponctuelle des neutrinos. Cependant, ils sont émis dans une zone centrale dans le Soleil, dans un rayon de l'ordre de $0,1 R_{\odot}$, de l'ordre de grandeur de la longueur d'oscillation de neutrinos à $\Delta m^2 \approx 10^{-7} \text{ eV}^2$. Cette origine non ponctuelle des neutrinos dans le Soleil a un effet catastrophique sur la possibilité de détecter les effets que l'on vient d'évoquer. Nous avons ainsi simulé, autour de l'aphélie, le taux de neutrinos électroniques arrivant sur Terre, à la figure 1.13. On constate dans ce cas que les effets présentés à la figure 1.7 sont complètement effacés. Le bruit résultant n'est dû qu'à l'échantillonnage des mesures effectuées et doit être moyenné. On constate donc que la variation de flux autour de l'aphélie ne sera pas apparente.

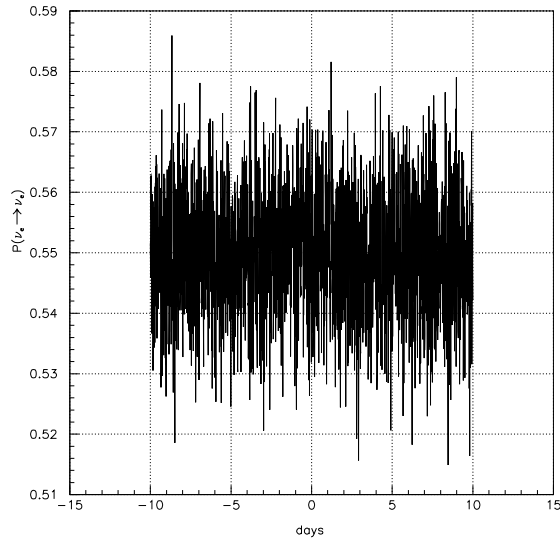


FIG. 1.13 : Taux de neutrinos électroniques dans le flux de neutrinos du béryllium issu du Soleil, lorsque l'on tient compte de l'origine non ponctuelle de l'émission. Cas de $\Delta m^2 = 10^{-7} \text{ eV}^2$.

Sensibilité aux autres saveurs

Dans une expérience telle que Borexino, les neutrinos de toutes les saveurs sont détectés [Galbiati 1998] mais la section efficace pour les neutrinos non électroniques, dans la raie du ${}^7\text{Be}$, est environ 4,7 fois plus faible que pour les neutrinos électroniques [Giammarchi et al. 1997]. Ainsi la probabilité de détecter un événement neutrino devient :

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_l) \approx 0,2 + 0,8P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$$

L'allure des oscillations détectées ne changera pas mais l'amplitude sera moindre. C'est-à-dire que nous aurons l'équivalent d'un effet de bruit de fond sur les oscillations détectées.

Détection des neutrinos solaires

La principale difficulté de l'étude des neutrinos solaires résulte du faible nombre d'interactions dans la plupart des détecteurs conçus à ce jour. Le bruit de fond joue alors un rôle critique dans la détection de ces neutrinos de basse énergie. Après avoir abordé les techniques de détection mises en œuvre par diverses collaborations, nous présenterons en détail les difficultés de détection liées à l'étude des neutrinos de basse énergie. Enfin, nous donnerons les idées qui échafaudèrent le projet Borexino.

2.1 Techniques de détection

Il existe deux grandes familles de détecteurs à neutrinos solaires :

- ceux utilisant pour cible un noyau, pour lesquels la détection se fait par interaction des neutrinos par courants chargés (CC),
- ceux utilisant pour cible les électrons du milieu, pour lesquels la détection se fait par interaction des neutrinos par courants neutres (NC) et courants chargés (CC), les premiers prédominant.

Nous expliciterons les mécanismes CC et NC au 2.2.1.

Dans la première famille viennent les expériences dites radiochimiques et celles qui utilisent la coïncidence avec l'électron issu de l'interaction. Dans la seconde, prennent place les expériences dites Čerenkov (l'expérience Čerenkov SNO utilise aussi des réactions sur noyau de deutérium), les expériences à TPC et les expériences à scintillateur.

2.1.1 Détection radiochimique, avec signature du noyau fils

L'interaction a lieu entre le neutrino électronique ν_e incident et un noyau lourd ${}_{Z-1}^N A$. Il s'agit de l'absorption :

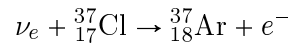


L'isotope créé ${}_Z^N A_2$, le noyau fils, doit être choisi de façon à ce qu'il ne soit pas stable et que sa désintégration possède une signature caractéristique. Une extraction chimique est ensuite effectuée pour isoler autant que possible ces isotopes. La fréquence de l'extraction dépend du temps de vie de l'isotope. L'extrait passe ensuite dans un compteur proportionnel afin d'évaluer le nombre d'isotopes créés, permettant de revenir au nombre d'interactions qui ont eu lieu dans le détecteur initial.

Ces expériences recueillent le nombre intégré en énergie (au dessus du seuil de la réaction 2.1) et en temps (entre deux extractions) de neutrinos ayant interagis avec le milieu. Le spectre en énergie ou bien les variations temporelles ne sont donc pas accessibles ; si les extractions ont lieu à une fréquence suffisamment élevée, des indications sur les variations temporelles sont possibles mais très limitées par le taux de comptage.

Expérience au chlore

Il s'agit de la première expérience de neutrinos solaires. Elle a été implantée de 1967 à 2001 dans la mine de Homestake [Cleveland et al. 1998] qui a donné son nom à l'expérience. Le noyau cible est le ${}_{17}^{37}\text{Cl}$ et la réaction d'interaction avec le neutrino ν_e est

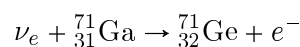


Cette expérience est constituée de 625 tonnes de C_2Cl_4 , ce qui constitue une cible de 127 tonnes de chlore ${}_{17}^{37}\text{Cl}$, compte tenu du taux de ${}_{17}^{37}\text{Cl}$ dans le chlore naturel qui est d'environ 25%. Le temps de demi-vie de ${}_{18}^{37}\text{Ar}$ est d'environ 50 jours ; c'est pourquoi les extractions avaient lieu tous les 60 jours.

Avec un seuil pour la réaction d'absorption de 814 keV, cette expérience arrive à un taux de comptage de 0,7 neutrinos détectés par jour.

Expériences au gallium

Plusieurs collaborations ont utilisé comme cible du gallium : il s'agit de GALLEX [Hampel et al. 1999], sa mise à jour GNO [Altmann et al. 2000] et SAGE [Abdurashitov et al. 1999]. Le noyau cible est le ${}_{31}^{71}\text{Ga}$ qui permet la réaction avec un neutrino électronique :



Pour GALLEX, avec une cible de 30 tonnes de gallium, la réaction ayant pour seuil 233 keV, il y a un taux de comptage de 1,2 neutrinos détectés par jour.

2.1.2 Détection par absorption et coïncidence de l'électron issu de l'interaction

Plutôt que de choisir un noyau cible qui crée un isotope à long temps de vie (plusieurs dizaines de jours), l'isotope fils peut être choisi afin de posséder un temps de vie très court. Dans ce cas, l'électron émergent de la réaction 2.1 est en coïncidence avec la désintégration de l'isotope créé. Avec cette technique, nous obtenons :

- une coïncidence caractéristique qui signe l'interaction neutrino/noyau,
- une image de l'énergie du neutrino incident,
- une détection temps réel.

Parmi les noyaux étudiés, on notera par exemple le cas de $^{176}_{70}\text{Yb}$, cible qui possède un seuil de réaction à 301 keV, une énergie du β retardé de 72 keV et un temps caractéristique de coïncidence de 50 ns.

L'interaction neutrino est signée par la coïncidence. Le choix du noyau se fait sur la caractéristique de cette coïncidence, tout en veillant à ce qu'il n'y ait pas d'éventuels bruits de fond possédant une signature analogue. La collaboration LENS (voir par exemple [Cribier 2000a]) s'intéresse à ces noyaux, par l'étude de la faisabilité d'un détecteur de neutrinos basse énergie à base de $^{160}_{64}\text{Gd}$, d' $^{176}_{70}\text{Yb}$ ou désormais d' $^{115}_{49}\text{In}$. Ces projets sont actuellement en phase recherche et développement.

2.1.3 Expériences Čerenkov

Les expériences à effet Čerenkov pour la détection des neutrinos solaires utilisent de l'eau comme milieu de détection. Des photomultiplicateurs récoltent les photons de la lumière Čerenkov. Le seuil en énergie est élevé et ne permet que la détection des neutrinos au-delà d'environ 5 MeV ; c'est-à-dire que seuls les neutrinos ν_{B} sont accessibles par cette technique. À la différence des expériences radiochimiques, il s'agit d'expériences en temps réel et de plus, par l'identification du cône de lumière Čerenkov, il est possible de reconstruire l'angle d'incidence du neutrino.

Les expériences japonaises Kamiokande [Fukuda et al. 1996] et SuperKamiokande [Kukuda et al. 2001], situées dans la mine de Kamioka, utilisent de l'eau pure H_2O . La première version avait un volume de 3000 m^3 et l'actuelle un volume de 50000 m^3 . La détection se fait par diffusion des neutrinos sur les électrons. Ces expériences sont donc essentiellement sensibles aux neutrinos électroniques (comme nous le verrons au 2.2.1). Le taux de neutrinos au-delà de 6 MeV attendu est d'environ $7,6 \text{ j}^{-1}\text{kt}^{-1}$.

En revanche, l'expérience SNO [Ahmad et al. 2001] utilise de l'eau lourde $^2_1\text{H}_2\text{O}$. Dans sa cible de 1000 tonnes, 3 réactions peuvent avoir lieu :

- la diffusion élastique sur les électrons, comme dans l'eau légère, $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$;
- la réaction par courant chargé sur le deutérium $\nu_e + ^2_1\text{H} \rightarrow \text{p} + \text{p} + e^-$ qui n'implique que les neutrinos électroniques ;
- la réaction par courant neutre sur le deutérium $\nu_l + ^2_1\text{H} \rightarrow \text{p} + \text{n} + e^-$ qui

implique tous les neutrinos ν_l .

Par l'identification de la réaction qui a eu lieu, il est possible de quantifier les contributions des neutrinos électroniques et ceux des autres saveurs leptoniques, voir 1.4.2.

2.1.4 Détecteur à TPC

Les détecteurs Čerenkov permettent de retrouver l'énergie et une estimation de l'incidence des neutrinos solaires. Mais leur seuil en énergie est très élevé et ne leur permet que la détection d'une partie des neutrinos du ${}^8_5\text{B}$. Un détecteur à TPC¹ permettrait un seuil très bas, compatible avec la détection des neutrinos PP, une détection temps réel et la reconstruction de l'incidence des neutrinos. La cinématique de la réaction de diffusion engendre un spectre Compton des électrons émergents. Mais la connaissance de la direction de l'électron et de la position du Soleil permet de reconstruire le spectre des neutrinos solaires ayant interagi dans le détecteur.

Le projet Hellaz (voir par exemple [Sarrat 2001]) à l'état de recherche et développement souhaite utiliser cette technique dans une grande chambre remplie d'hélium sous pression. Le neutrino est détecté par diffusion élastique sur les électrons du milieu. L'électron émergent ionise le milieu ; la trace de ionisation est ensuite détectée dans la TPC.

2.1.5 Détection dans un scintillateur liquide non dopé

La détection dans un scintillateur liquide non dopé² se fait également par diffusion élastique des neutrinos sur les électrons du milieu : c'est la technique de détection utilisée dans Borexino. Cette technique permet la mesure en temps réel mais ni l'énergie ni la direction des neutrinos incidents ne sont connues. En effet, l'énergie suit comme dans le cas précédent un spectre Compton ; mais la scintillation étant isotrope, la direction de l'électron émergent est perdue ; l'énergie ne peut donc pas être reconstruite comme dans une TPC. Le seuil en énergie est limité dans la pratique par le bruit de fond radioactif, comme nous le verrons au 2.2.3.

Le principe de fonctionnement du scintillateur sera détaillé au chapitre suivant. Ainsi, nous aborderons le phénomène de scintillation, le transfert des photons de scintillation vers les photomultiplicateurs et la nécessité de l'introduction d'un *shifter* au 3.2.3. La taille nécessaire d'un tel détecteur est envisagée au 2.3.1, le bruit de fond est présenté au 2.2.3 pour son origine interne et au 2.2.2 pour son origine cosmogénique. Nous présentons ensuite brièvement les propriétés générales nécessaires pour un tel détecteur au 2.3.5, sachant que la description complète de Borexino viendra au chapitre 5, celle de son prototype au chapitre 3.

¹TPC pour *Temporal Projection Chamber*, chambre à projection temporelle.

²par opposition au liquide scintillant dopé comme ceux testé dans LENS, pour la capture sur noyaux lourds, cf. 2.1.2.

Parmi les autres expériences à scintillateur liquide, on citera l'expérience Kamland [Busenitz et al. 1999] qui est un détecteur à scintillateur liquide, comme Borexino, qui vise essentiellement la mesure des neutrinos de réacteurs. La collaboration souhaite accéder à la mesure des neutrinos $\nu_{74\text{Be}}$ s'il est possible de réduire suffisamment le bruit de fond d'origine radioactive.

2.2 Difficultés de détection

La difficulté de détection des neutrinos, et en particulier des neutrinos solaires, tient en leur très faible interaction avec la matière, comme l'atteste le très faible taux de comptage de neutrinos dans les expériences réalisées. À ce très faible nombre d'événements candidats s'ajoute le fait que l'on ne peut pas connaître *a priori* l'instant d'interaction comme c'est le cas pour des expériences sur accélérateur. La contribution au bruit de fond des rayons cosmiques et des cosmogéniques est élevée. Enfin, compte tenu des énergies des neutrinos solaires que l'on souhaite mesurer (en-dessous du MeV), la radioactivité naturelle engendre un bruit de fond particulièrement gênant. Nous présentons successivement ces trois points critiques pour la détection des neutrinos solaires, dans le cadre d'un détecteur à scintillateur liquide tel Borexino.

2.2.1 Sections efficaces

Dans Borexino, nous sommes dans le cas de diffusion élastique de neutrino ν_l sur électron. Bien entendu, si le neutrino en jeu est un neutrino stérile ν_s , il n'y a pas interaction. Dans le cas d'un neutrino ν_μ ou bien ν_τ , la diffusion élastique sur électron ne se fait que par courant neutre (NC) (voir figure 2.1). Pour un neutrino ν_e , elle se fera par courant neutre et courant chargé (CC).

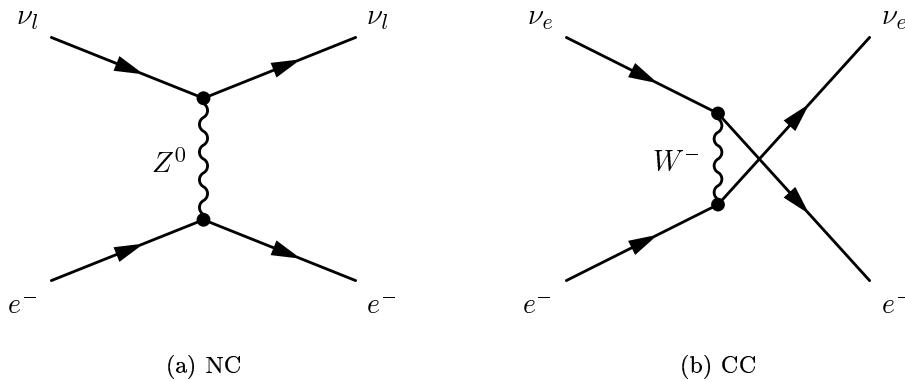


FIG. 2.1 : Diagrammes de Feynman au premier ordre d'interaction élastique de ν_l sur électron.

L'amplitude associée au diagramme 2.1-a est ([Halzen and Martin 1984])

$$\mathcal{M}^{NC}(\nu_e \rightarrow \nu_e) = \frac{G_N}{\sqrt{2}} \left(\bar{\nu} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu \right) \left(\bar{e} (c_V^e - c_A^e \gamma^5) e \right)$$

Puis on trouve

$$\sigma(\nu_x e \rightarrow \nu_x e) = \frac{G_N^2 s}{3\pi} (c_V^2 + c_V c_A + c_A^2)$$

où la section efficace est

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{cm}} = \frac{1}{64\pi^2} \frac{p_f}{p_i} |\mathcal{M}|^2$$

Pour les CC :

$$\mathcal{M}^{CC}(\nu e \rightarrow \nu e) = \frac{G_N}{\sqrt{2}} (\bar{\nu} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu) (\bar{e} (1 - \gamma^5) e)$$

On en déduit en particulier :

$$\frac{\sigma^{NC}}{\sigma^{CC}} \approx 0,4$$

Soit aussi :

$$\frac{\sigma(\nu_{\mu,\tau} e \rightarrow \nu_{\mu,\tau} e)}{\sigma(\nu_e e \rightarrow \nu_e e)} = \frac{|\mathcal{M}^{NC}|^2}{|\mathcal{M}^{NC} + \mathcal{M}^{CC}|^2} \approx 0,2$$

C'est pourquoi Borexino mesure essentiellement les neutrinos du type ν_e . Mais les neutrinos des autres saveurs sont également détectés comme nous l'avons présenté au 1.6.3.2.

Pour l'énergie des $\nu_{7\text{Be}}$, monoénergétique à 862 keV, les sections efficaces totales de la diffusion neutrino – électron sont [Bahcall 1989] :

- $\sigma_{\nu_e} = 59,3 \cdot 10^{-46} \text{ cm}^2$,
- $\sigma_{\nu_{\mu,\tau}} = 12,6 \cdot 10^{-46} \text{ cm}^2$.

Nous utiliserons ces sections efficaces ensuite pour évaluer le nombre d'interactions dans le détecteur.

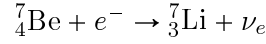
2.2.2 Bruit de fond issu des cosmiques

Les muons sont largement dominants au sein des rayons cosmiques. Approximativement 100 muons par minute et par centimètre carré arrivent au niveau du sol. Les muons ne participent pas directement au bruit de fond dans une expérience de neutrinos solaires. L'énergie déposée dans un liquide de densité égale à 1 est de l'ordre de 2 MeV/cm par ionisation. L'énergie déposée dans un liquide scintillant est donc largement supérieure aux événements que nous recherchons.

En revanche, les muons peuvent interagir avec les atomes de $^{12}_6\text{C}$ et créer des atomes dits cosmogéniques. Les deux isotopes cosmogéniques dont les sections efficaces de production sont les plus grandes sont ([Hagner et al. 2000], mesures effectuées par le groupe allemand de la collaboration Borexino) :

- le $^{11}_6\text{C}$, la section efficace de création par des muons de 190 GeV étant d'environ $900 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$;
- le ^7_4Be , la section efficace de création par des muons de 190 GeV étant d'environ $230 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$.

Le ${}^7_4\text{Be}$ crée la majeure partie du bruit de fond dans la zone d'énergie utile pour les neutrinos du béryllium. Son temps de demi-vie est de 53 jours par la réaction de capture électronique :



Si le ${}^7_3\text{Li}$ se trouve dans un état excité (10,5% [JENDL 2002] des cas lors de la capture électronique), il y a émission d'un γ de 476 keV.

Le ${}^{11}_6\text{C}$ en revanche se désintègre par émission β^+ , avec une énergie de 0,96 MeV, et un temps de demi-vie d'environ 20 minutes.

Si l'on ne tient compte que du ${}^7_4\text{Be}$ cosmogénique, le flux de muons Φ_μ au sol crée pour une tonne de carbone :

$$N_{{}^7_4\text{Be}} = \Phi_\mu \cdot \sigma_{{}^7_4\text{Be}} \cdot \frac{10^6 \cdot N_A}{M_{{}^{12}_6\text{C}}} = 1,7 \cdot 10^6 \text{ /t/j} \quad (2.2)$$

Enfin, les neutrons de spallation, créés lors de l'interaction d'un muon avec un atome de ${}^{12}_6\text{C}$, se thermalisent en environ 250 μs , donnant alors une énergie caractéristique de 2,2 MeV par capture sur hydrogène. Ces événements ne participeront pas au bruit de fond de la mesure de neutrinos solaires mais posséderont la même signature que les interactions anti-neutrinos de réacteurs.

2.2.3 Bruit de fond des radioisotopes

Un enjeu majeur concerne la connaissance du bruit de fond d'origine radioactive. Si le taux d'impuretés est en général faible dans les matériaux utilisés, il n'est jamais strictement nul. On peut définir deux grandes familles parmi les isotopes induisant du bruit de fond radioactif : les isotopes issus de longues chaînes de désintégration comme le ${}^{238}_{92}\text{U}$ ou le ${}^{232}_{90}\text{Th}$, qui mettent en jeu des isotopes lourds donc des désintégrations de type α ou β , et les isotopes qui créent des désintégrations uniques (voire double, mais pas à haute multiplicité), comme par exemple le ${}^{14}_6\text{C}$, qui mettent en jeu des γ et des β .

2.2.3.1 Cas du ${}^{14}_6\text{C}$

Dans le cas d'un scintillateur liquide organique, la majeure partie des atomes sont des atomes de carbone dont seule une partie est stable (${}^{12}_6\text{C}$ et ${}^{13}_6\text{C}$) ; le ${}^{14}_6\text{C}$ en revanche est radioactif. Le nombre de ${}^{14}_6\text{C}$ dépend de la date à laquelle a été créé géologiquement le matériau (*i.e.* le pétrole utilisé pour la synthèse du scintillateur). À l'état naturel, il y a un taux de ${}^{14}_6\text{C}/{}^{12}_6\text{C}$ d'environ 10^{-12} dans l'atmosphère, créé par la réaction ${}^{14}_7\text{N} + n \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + p$, les neutrons étant issus de réactions mettant en jeu les rayons cosmiques dans la haute atmosphère (Willard Frank LIBBY, prix Nobel de chimie 1960). Ensuite, les ${}^{14}_6\text{C}$ se désintègrent par une réaction β^- pour redonner du ${}^{14}_7\text{N}$, avec un temps de demi-vie de 5730 ans ; le spectre de l'électron émergent est un spectre β jusqu'à 156 keV.

Si le taux de désintégration est trop élevé, compte tenu de la résolution en énergie de l'ordre de 10%, une partie des événements ${}^{14}_6\text{C}$ va participer au spectre au delà de 250 keV. Aussi, si le scintillateur utilisé contient beaucoup trop ${}^{14}_6\text{C}$, le

seuil devra être ramené à une valeur très élevée (au delà de 300 keV par exemple, réduisant d'autant la sensibilité du détecteur). Nous donnons à la figure 2.2 le spectre du $^{14}_6\text{C}$ tel qu'il l'a été mesuré dans CTF [Borexino collaboration 1998].

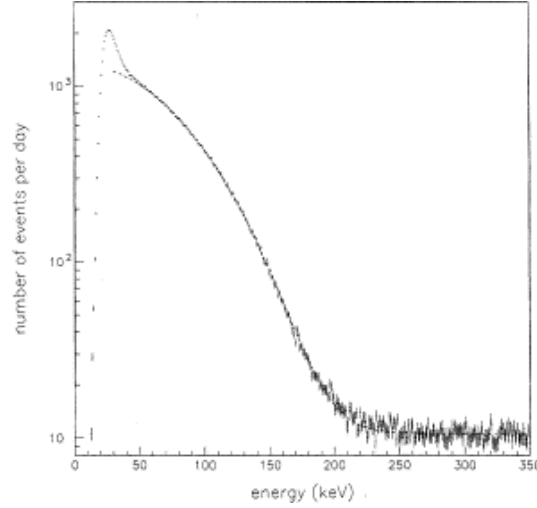


FIG. 2.2 : Spectre du $^{14}_6\text{C}$ mesuré dans CTF I

En revanche, l'enregistrement du spectre du $^{14}_6\text{C}$ permet de calibrer le détecteur [Smirnov 2000]. Aussi, il est important pour un détecteur à scintillateur de ne pas exclure cette mesure.

2.2.3.2 Cas des chaînes radioactives, aspects formels

Cas général

Dans le cas d'une chaîne de radioisotopes à N éléments, appelons R_0 le radioisotope initiateur de la chaîne radioactive, R_i le $i + 1$ -ième radioisotope et R_{N-1} l'élément final de la chaîne, stable. La chaîne de désintégrations a donc la structure suivante :



où τ_i est le temps caractéristique de désintégration du radioisotope R_i ; bien entendu $\tau_{N-1} = \infty$. Rappelons que l'on pourrait également utiliser les temps de demi-vie, avec $t_{1/2_i} = \tau_i \ln 2$.

Soient $[R_i]_{i \in [0, N-1]}$ les nombres de radioisotopes en présence dans le milieu à l'instant t . Nous avons dans ce cas :

$$\frac{d[R_0]}{dt} = -\frac{1}{\tau_0} [R_0]$$

Si l'on appelle $[R_0]^0$ le nombre de R_0 à l'instant $t = 0$,

$$[R_0] = [R_0]^0 e^{-t/\tau_0}$$

Supposons qu'à l'instant $t = 0$, seul R_0 ait été introduit : $[R_0] = [R_0]^0$ et $[R_i] = [R_i]^0 = 0$, comme par exemple dans le cas d'une contamination ponctuelle avec du radon (voir 2.2.3.3).

On a désormais :

$$\begin{aligned}\frac{d[R_0]}{dt} &= -\frac{1}{\tau_0} [R_0] \\ \frac{d[R_i]}{dt} &= -\frac{1}{\tau_i} [R_i] + \frac{1}{\tau_{i-1}} [R_{i-1}], \quad i \in \llbracket 1, N-2 \rrbracket \\ \frac{d[R_{N-1}]}{dt} &= +\frac{1}{\tau_{N-2}} [R_{N-2}]\end{aligned}$$

On résout ce système en :

$$[R_i] = \sum_{j=0}^i K_{ij} e^{-t/\tau_j}, \quad \text{avec } K_{ij} = \frac{K_{(i-1)j}}{\tau_{i-1}} \frac{\tau_i \tau_j}{\tau_j - \tau_i} \quad \text{et } K_{ii} = -\sum_{j<i} K_{ji}, \quad K_{00} = [R_0]^0$$

Nous présentons une illustration de cette résolution analytique à la figure 2.3 dans laquelle nous donnons l'activité des descendants du $^{222}_{86}\text{Rn}$ dans le cas

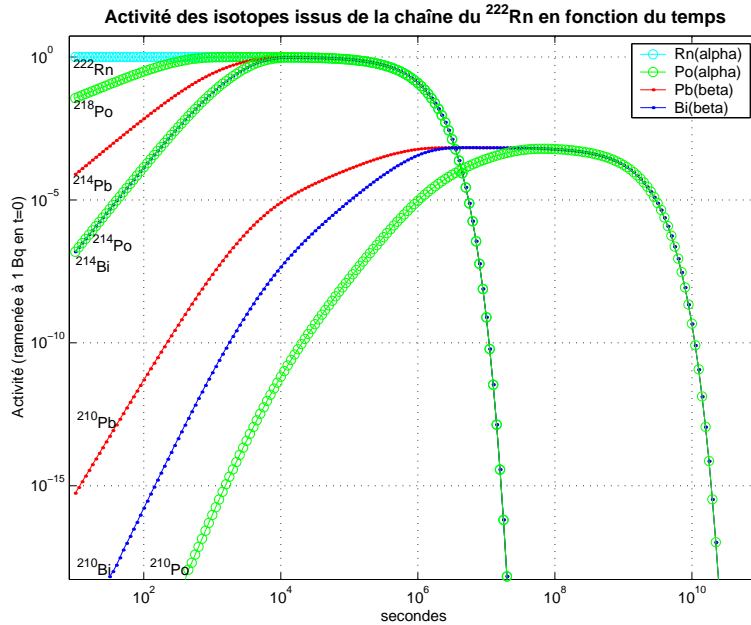


FIG. 2.3 : *Activité des isotopes issus du $^{222}_{86}\text{Rn}$ introduit à $t = 0$*

où celui-ci a été introduit dans le milieu à $t = 0$, comme c'est le cas lorsqu'un scintillateur est en contact avec l'air ambiant. Nous donnons les concentrations de ces isotopes dans le milieu dans l'annexe A.

Si nous ne sommes pas dans le cas particulier $[R_i]^0 = 0, \forall i \neq 0$, les coefficients K_{ij} sont changés en :

$$K'_{ij} = K_{ij} \quad \text{et} \quad K'_{ii} = K_{ii} + [R_i]^0, \quad K'_{00} = K_{00}$$

Cas d'une chaîne à l'équilibre

Dans le cas particulier d'une chaîne telle que $\tau_0 \gg \tau_{i>0}$, nous avons :

$$\frac{d[R_0]}{dt} = \frac{d[R_i]}{dt}, \forall i,$$

et donc

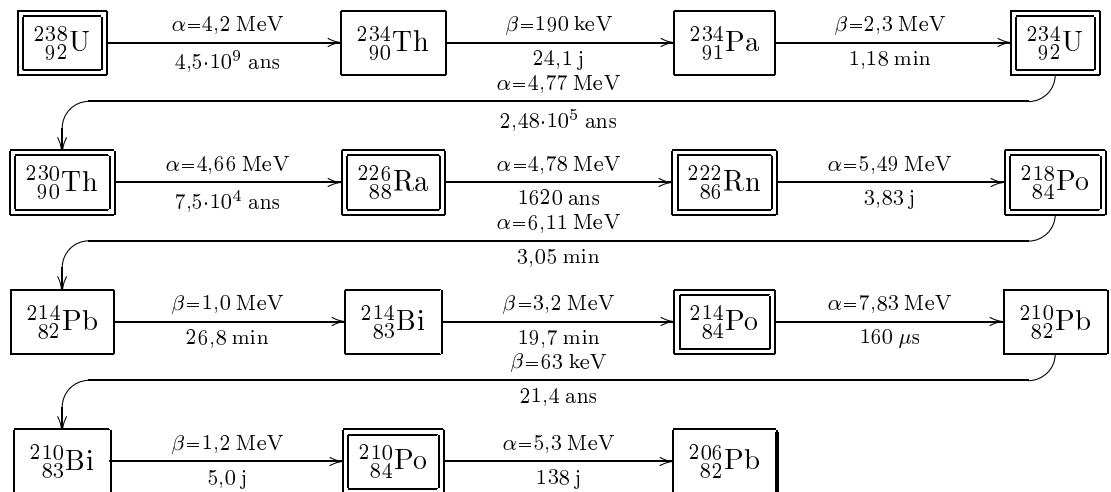
$$[R_0] = [R_0]^0 e^{-t/\tau_0} \text{ et } [R_i] = \frac{\tau_i}{\tau_0} [R_0]$$

Cette approximation peut également être utilisée dans le cas d'une chaîne pour laquelle $\tau_I \gg \tau_0 \gg \tau_{i \in [0, I]}$. Nous utiliserons ainsi ce résultat dans le cas de l'introduction de $^{222}_{86}\text{Rn}$ dans le scintillateur.

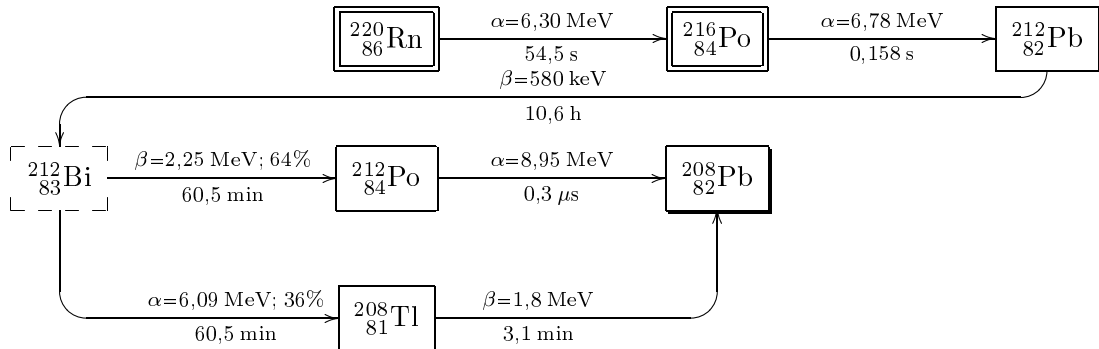
2.2.3.3 Étude des chaînes les plus communes

Dans l'analyse des données nous parlerons essentiellement des chaînes radioactives issues de $^{238}_{92}\text{U}$ et du $^{232}_{90}\text{Th}$. Tous les isotopes lourds pourraient être présents à l'état de trace. Cependant, il s'agit des deux isotopes engendrant des chaînes longues de désintégration et pour lesquels le temps de demi-vie est le plus élevé. Nous présentons ces chaînes radioactives ci-dessous. Les autres chaînes radioactives qui peuvent contaminer un milieu, par la grande demi-vie de l'isotope initiateur, sont présentées à l'annexe A.

2.2.3.3.1 Chaîne de l'Uranium 238



2.2.3.3.2 Chaîne du Thorium 232, à partir du radon



Notons en particulier que le facteur d'embranchement du ^{212}Bi vers le ^{212}Po n'est que de 64%. Lorsque la mesure favorise la coïncidence courte via le ^{212}Po , mettant en jeu un événement β puis un événement α , il faut appliquer un facteur correctif dû à ce facteur d'embranchement pour retrouver le taux de contamination globale de la chaîne.

Pour la chaîne entière de l' ^{238}U , le formalisme précédent nous permet d'évaluer l'activité de tous les isotopes, ce qui apparaît à la figure 2.4. Nous y noterons

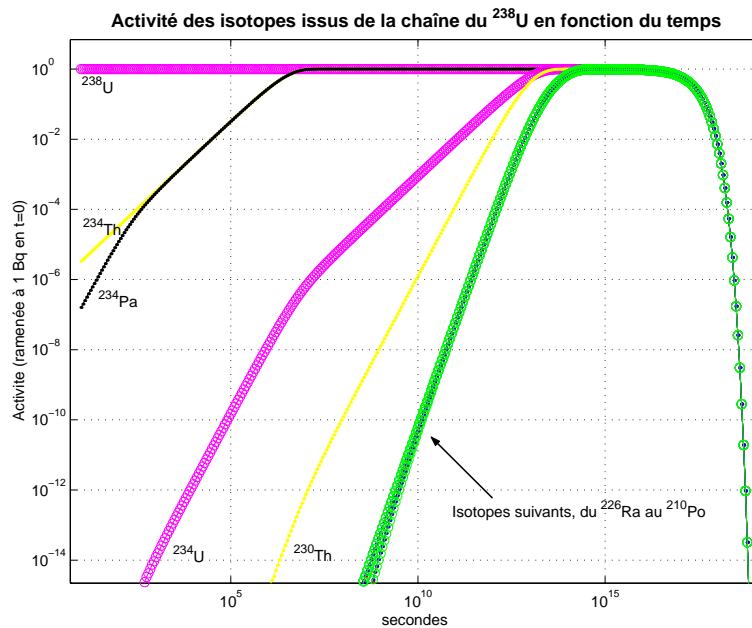


FIG. 2.4 : Activité de l'ensemble des isotopes de la chaîne du ^{238}U .

le phénomène d'équilibre séculaire qui prend effet environ 10^{10} ans après l'introduction de ^{238}U . Cet équilibre se caractérise par une activité identique pour tous les isotopes de la chaîne.

Comme par chance, alors que ces deux chaînes participent le plus au bruit de fond naturel global, ils contiennent ce que nous nommons BiPo, des coïncidences lors de la désintégration du bismuth suivi par celle du polonium. Pour le ^{238}U , il s'agit du BiPo 214, mettant en jeu le ^{214}Bi et le ^{214}Po . Pour le ^{232}Th , il s'agit du BiPo 212. En outre, lors d'une contamination par le radon de l'air, il y a apport

dans l'une et l'autre des chaînes de $^{222}_{86}\text{Rn}$ et $^{220}_{86}\text{Rn}$. La variation du taux de BiPo permet de revenir au taux initial de radon introduit, et donc de connaître le taux des isotopes successeurs au radon dans le scintillateur.

2.3 Caractéristiques d'un détecteur pour neutrinos de basse énergie

Actuellement, seule une expérience à scintillateur liquide peut être menée afin de mesurer les neutrinos solaires de la partie basse du spectre, essentiellement les neutrinos du ^7_4Be . Les expériences à capture ou bien à TPC permettent de faire de la spectroscopie des neutrinos mais ne sont pas actuellement réalisables. Aussi, il est important de réaliser une expérience à base de liquide scintillant, qui donnera les premières mesures en temps réel des contributions des neutrinos du ^7_4Be . Pour cela, il faut établir la structure du détecteur et estimer les bruits de fond induits.

2.3.1 Masse du détecteur

La masse du détecteur est déterminée par le taux d'événements souhaité. Dans la mesure où nous souhaitons une mesure précise en temps réel du flux de neutrinos du ^7_4Be , il faut que le taux de comptage soit bien supérieur à celui des expériences radiochimiques, qui comptaient moins d'un neutrino par jour.

La section efficace de la réaction élastique des neutrinos du ^7_4Be sur les électrons est d'environ $\sigma_{\nu^7_4\text{Be}} = 60 \cdot 10^{-46} \text{ cm}^2$. Aussi, compte tenu du flux attendu de $\Phi_{\nu^7_4\text{Be}} = 4,8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, pour un volume V , une cible de densité d , le nombre de neutrinos interagissant est :

$$N_{\nu^7_4\text{Be}} = \Phi_{\nu^7_4\text{Be}} \cdot \sigma_{\nu^7_4\text{Be}} \cdot \frac{V \cdot d \cdot N_A}{2}$$

où N_A est le nombre d'Avogadro. Nous avons supposé ici qu'un nucléon cible sur deux est un proton.

Ainsi, pour $V = 100 \text{ m}^3$, $d \approx 1$, nous obtenons un nombre de neutrinos interagissant dans le détecteur de :

$$N_{\nu^7_4\text{Be}} \approx 75/\text{jour}$$

Si l'on tient compte de la coupure en énergie dans la partie basse du spectre (par la présence de $^{14}_6\text{C}$), le nombre de neutrinos attendu sera de l'ordre de 50 par jour, suffisant pour l'étude de variation journalière du flux.

2.3.2 Protection contre les cosmiques

Au niveau du sol, le taux de muons crée un grand nombre d'isotopes cosmogéniques. Il est nécessaire de se protéger en souterrain. À titre indicatif, sous

3800 mwe³ (cas du laboratoire souterrain du Gran Sasso), le flux de muons se réduit à 1,1/h/m². Si l'on reprend la relation 2.2, on attendra la création d'environ trois ${}^7_4\text{Be}$ par jours. Avec le facteur de branchement du ${}^7_4\text{Be}$ vers le ${}^7_3\text{Li}^*$ de 10%, le bruit de fond créé dans la fenêtre est de 0,3 événements par jour pour 100 tonnes de scintillateur. L'étude complète du bruit de fond d'origine cosmogénique est faite dans [Hagner et al. 2000].

2.3.3 Protection des isotopes radioactifs internes

La détection de photons de scintillation nécessite des photomultiplicateurs. Le verre de ceux-ci contiennent du ${}^{40}_{19}\text{K}$, émetteur γ . Les α ou les β déposent l'ensemble de leur énergie en quelques centimètres au plus. Les γ en revanche peuvent parcourir plusieurs dizaines de centimètres. Aussi, il faut que les photomultiplicateurs soient le plus loin possible du cœur sensible du détecteur. La forme sphérique est donc la plus adéquate. En outre, un volume sensible fiduciel doit être ensuite défini pour se protéger de ces γ .

En outre, la réduction du taux d'isotopes lourds, radioactifs, dans le liquide scintillateur nécessite une purification [Benziger et al. 1998]. La radiopureté cible est de 10^{-16} g/g pour l' ${}^{238}_{92}\text{U}$ et le ${}^{232}_{90}\text{Th}$ [Borexino collaboration 2002, Ranucci et al. 2001]. La purification se double de la nécessité de la discrimination entre particules (voir ci-dessous).

2.3.4 Identification des particules

Nous pouvons constater que dans les longues chaînes de désintégration, les particules α dominent. Elles se trouvent à des énergies bien supérieures à l'énergie cible pour le ${}^7_4\text{Be}$. Mais le phénomène de *quenching* [Birks 1951] ramène l'énergie détectée en dessous du MeV, dans la zone d'énergie cible. Or les candidats neutrinos sont sous forme β . C'est pourquoi, si une bonne discrimination peut être faite entre α et β , nous réduisons considérablement le bruit de fond. Cette discrimination n'est possible que si le liquide scintillant possède une réponse suffisamment différente suivant que l'événement est α ou β . Un scintillateur à base de pseudocumène par exemple répond à cette exigence [Ranucci et al. 1998, Elisei et al. 1997]. La discrimination à partir de la forme des signaux issus des photomultiplicateurs (PSD, pour *Pulse Shape Discrimination*) est présentée au 4.3.2.2 pour les données de CTF II et au 5.4 pour des données venant de simulations.

2.3.5 Borexino

Pour résumer, un détecteur à base de scintillateur liquide organique doit satisfaire aux exigences suivantes :

- être de grand volume, supérieur à 100m³, pour que le nombre de neutrinos ayant interagi soit compatible avec des études de variations journalières;

³mwe, pour *meters water equivalent*, mètres équivalents eau.

- être protégé en souterrain (environ 4000 mwe) des muons pour réduire le nombre de cosmogéniques créés ;
- choisir un liquide scintillant que l'on peut purifier et dans lequel la discrimination fonctionne bien entre les α et les β ;
- maximiser les photo-électrons détectés afin d'améliorer la résolution en énergie, directement liée au seuil inférieur imposé par la présence de $^{14}_6\text{C}$, et la reconstruction des événements en position ;
- être sphérique pour maximiser autant que possible le rapport volume sur surface, un volume élevé assurant un haut taux de comptage, la surface étant constituée de matériaux passifs émetteurs radioactifs (*e.g.* les photomultiplicateurs contenant du $^{40}_{19}\text{K}$) ;
- posséder autant que possible une zone de détection permettant de comptabiliser les muons, les reconnaître, afin d'évaluer le taux d'isotopes cosmogéniques créés ; par ailleurs, ce volume atténuera la radioactivité externe et assure le rôle de tampon ;
- mettre en place des barrières anti-radon pour protéger la zone cible du détecteur, comme nous le présentons au 3.2.2.

Ces principes conduisent à la structure choisie pour Borexino (présentée au 5.1). Nous donnons à la figure 2.5 l'allure du signal neutrino avec des taux de contamination nominaux de 10^{-16} g/g en $^{238}_{92}\text{U}$ et $^{232}_{90}\text{Th}$, la discrimination α/β assurant la sélection d'un lot de β possédant moins de 10% d' α à 250 keV [Borexino collaboration 2002].

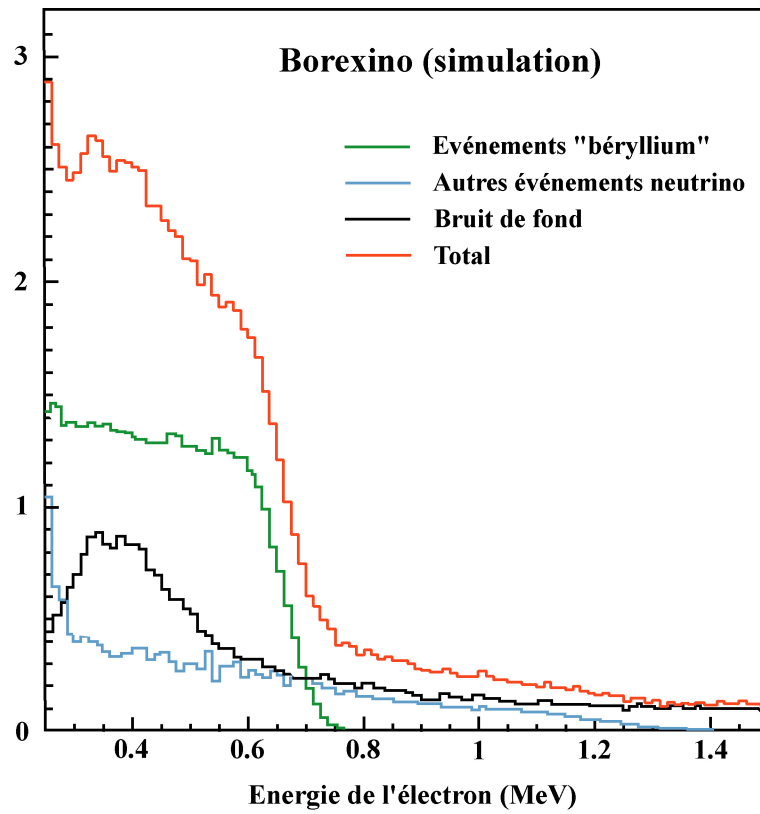


FIG. 2.5 : Signal neutrino $\nu_{7\text{Be}}$ dans Borexino compte tenu des spécifications nominales en bruit de fond.

Partie II

Le « Counting Test Facility » (CTF), versions II et ultérieures

3.1 Pourquoi CTF ?

Borexino est un détecteur à scintillateur liquide de très grand volume et à très basse radioactivité afin d'assurer une détection en dessous du MeV pour les neutrinos. Aussi il doit résoudre des problèmes techniques de nombreux ordres :

- maîtrise d'un niveau bas en radioactivité dans un grand volume de scintillateur et dans les matériaux utilisés ;
- détection d'événements à basse énergie ;
- choix du scintillateur et de la détection afin d'assurer l'identification des particules et la reconstruction (énergie et position dans le détecteur).

Le niveau de bruit de fond radioactif est bien trop bas pour être mesuré avec des techniques classiques en laboratoire. Même si l'activation neutronique (voir par exemple [Goldbrunner et al. 1998]) peut permettre la mesure ou bien une détermination de la borne supérieure d'une contamination en isotope lourd, il n'est pas possible d'effectuer des mesures précises pour d'aussi faibles contaminations. En outre, l'évaluation du taux de ^{14}C n'est pas possible par activation neutronique, alors que ce taux va donner une limite inférieure au spectre exploitable.

Nous avons défini au 2.3 les caractéristiques générales requises pour un tel détecteur mais le choix du liquide n'est pas fixé pour autant. C'est pourquoi, avant la construction de Borexino, il faut pouvoir évaluer :

- l'influence d'un grand volume de scintillateur sur les phénomènes de scintillation et sur la possibilité de discrimination de particules (voir 5.4) ;
- le niveau de bruit de fond des liquides tests, ainsi que l'efficacité des systèmes de purification chimiques ;
- la faisabilité du détecteur à sa taille finale.

Ainsi, pour l'évaluation de ces différents paramètres, depuis 1996, a été mis en œuvre le prototype CTF (pour *Counting Test Facility*).

CTF a connu trois phases. La première phase a notamment permis de mieux comprendre les phénomènes de scintillation dans de grands détecteurs [Alimonti et al. 1998]. Mais il a aussi et surtout montré la nécessité de se protéger du radon de l'air qui se dissout et diffuse dans le détecteur. Cette phase I a donc essentiellement imposé le dessin général et la structure de Borexino. Pour un rapport sur cette première phase de CTF, on pourra voir par exemple [Galbiati 1998].

Les phases II et III (voir le calendrier au 3.4) ont confirmé que la mise en place d'un film nylon barrière anti-radon avait les bonnes spécifications. La phase II a été consacrée à l'étude du scintillateur PXE tandis que la phase III à celle du scintillateur PC utilisé *in fine* dans Borexino. Ces deux scintillateurs seront présentés au 3.2.3.

3.2 Description du détecteur

3.2.1 Le LNGS

Le CTF mais aussi Borexino sont situés dans les *Laboratori Nazionali del Gran Sasso* (LNGS) (figure 3.1), laboratoires souterrains situés sous le massif du Gran Sasso (voir ci-contre), dans la région italienne des Abruzzes. Ce laboratoire fait partie de l'*Istituto Nazionale de Fisica Nucleare* (INFN) [INFN-web 2002]. Il comprend actuellement trois grands halls (voir figure 3.2). Les expériences les plus volumineuses utilisent ces halls : LVD [Bari et al. 1989] dans le Hall A, GNO [Altmann et al. 2000] et avant 2002 MACRO [De Marzo et al. 1986] dans le Hall B, Borexino et CTF dans le Hall C. De plus petites expériences sont situées dans les couloirs de jonctions (Heidelberg-Moscou [Günther et al. 1997], LLBF (le prototype test de LENS [Cribier 2000b], *etc.*)).

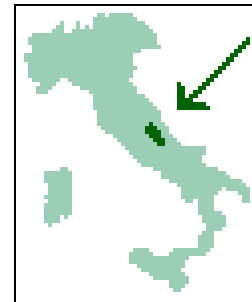


FIG. 3.1: Localisation du Gran Sasso.

Ce laboratoire souterrain assure une protection contre les cosmiques correspondant à 3800 mwe [LNGS-web 2002]. C'est-à-dire que des 100 muons par mètre carré par seconde qui arrivent à la surface de la Terre, il ne reste au niveau du laboratoire que 1 muon par mètre carré par heure.

Le hall C n'est actuellement occupé que par la collaboration Borexino. Il comprend donc (voir figure 3.3) :

- le tank de Borexino ;
- le tank cylindrique de CTF ;
- les 4 stations de stockage du PC ;
- les différentes installations chimiques de purification ;
- les locaux techniques dans lesquels se trouve notamment l'électronique d'acquisition.

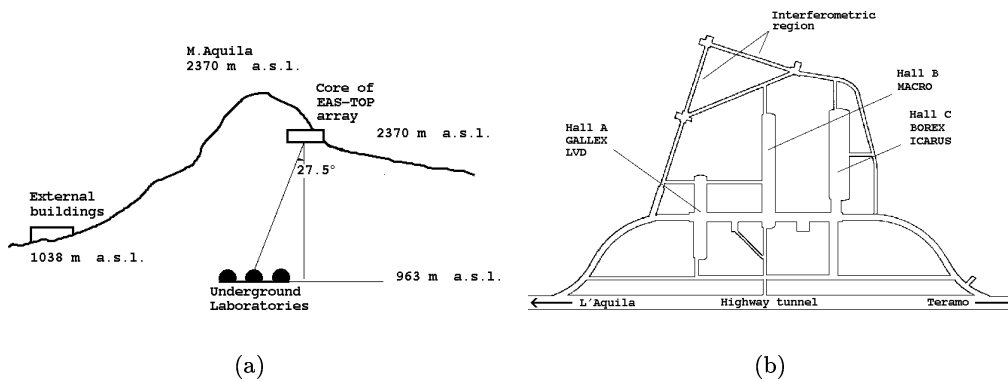


FIG. 3.2 : Le LNGS, situation dans la montagne (a) et plan des halls (b).

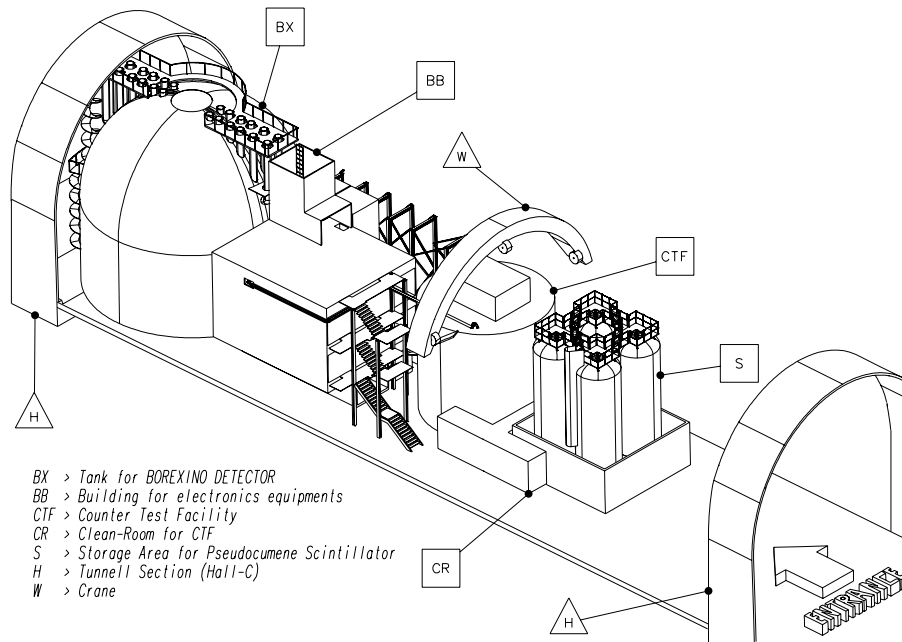
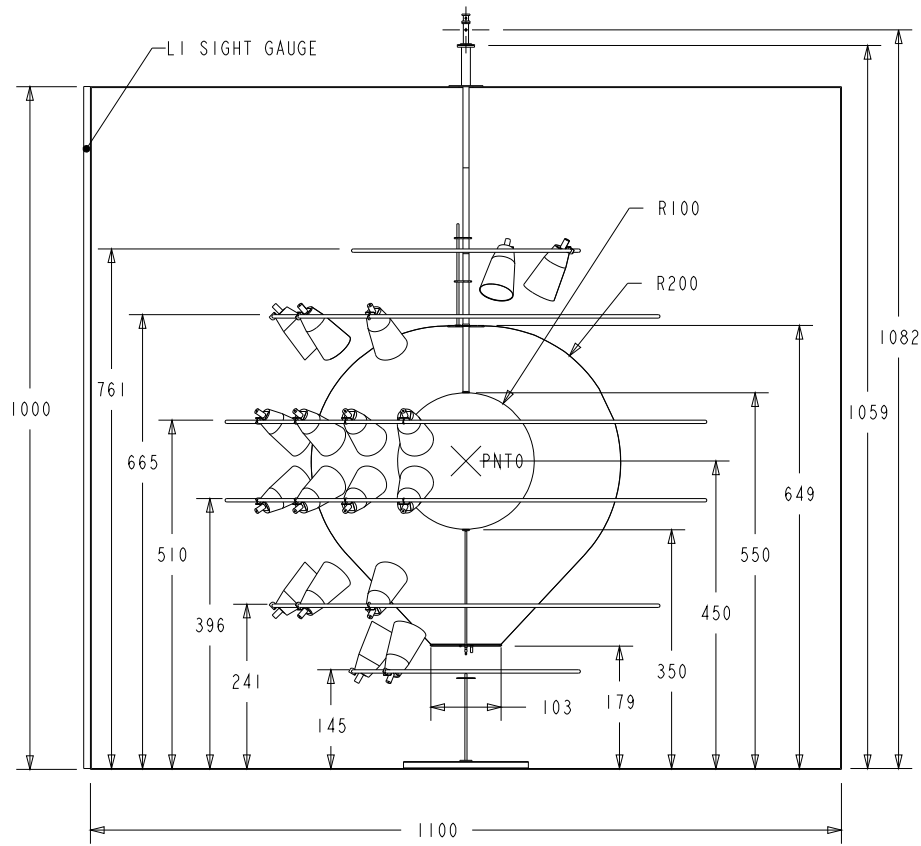


FIG. 3.3 : Implantation de Borexino et CTF dans le hall C du Gran Sasso.

3.2.2 Description mécanique

Le CTF est le prototype de Borexino en miniature (voir figure 3.4). Il est constitué extérieurement d'un cylindre d'acier d'environ 1000 m^3 . Celui-ci contient de l'eau pure et ses surfaces internes sont recouvertes d'une résine époxy noire permettant de réduire la réflectivité des surfaces. Cette cuve d'eau constitue un blindage contre les rayons γ venant de la roche environnante, des PM, de la structure interne ou de l'acier.



CTF-2 BASIC DIMENSIONS
ALL DIMENSIONS REFERENCED TO FLOOR OF BLUE TANK
ALL DIMENSIONS IN CM

FIG. 3.4 : Schéma du Counting Test Facility.

Les 100 photomultiplicateurs (voir 3.2.4), sont répartis sur une structure métallique ouverte. Ils pointent vers le centre du détecteur où se trouve le liquide scintillant (voir 3.2.3). Deux voiles en nylon concentriques sont en place ; le voile extérieur, aussi dénommé *shroud* ou *outer vessel* (OV) constitue une barrière anti-radon ; le voile intérieur, l'*inner vessel* (IV) permet de contenir le liquide scintillant. Des haubans permettent de régler les tensions sur ces voiles ; ils sont essentiels lors du remplissage du détecteur en eau puis en liquide scintillant.

Enfin, 16 photomultiplicateurs (qui ne sont pas représentés sur la figure 3.4) sont placés sur le sol, pointés vers le haut. Ils sont destinés à détecter la lumière Čerenkov lorsqu'un muon traverse le détecteur. Ils sont répartis sur deux anneaux concentriques respectivement de 2,4 m et 4,9 m de diamètre.

3.2.3 Le scintillateur

Deux liquides scintillants, le PXE et le PC, ont été testés dans CTF. Ils correspondent à deux solutions fort différentes au problème du choix du scin-

tillateur dans Borexino (voir structure de Borexino 5.1). Le PXE et le PC ont été complètement testés lors de la phase respectivement II et III de CTF.

3.2.3.1 Principes fixant le choix du scintillateur

Le scintillateur d'un détecteur tel que Borexino doit répondre à certaines contraintes [Elisei et al. 1997, Borexino collaboration 2002] :

- il doit être autant que possible exempt de contaminations radioactives, et doit pouvoir subir des traitements chimiques permettant d'accroître la radiopureté ;
- il doit fournir un nombre de photo-électrons $N_{p.e.}$ maximum (pour améliorer la résolution, proportionnelle à $1/\sqrt{N_{p.e.}}$), c'est-à-dire qu'il doit produire un maximum de lumière et posséder une très bonne longueur de transmission ;
- son temps de décroissance doit être le plus court possible afin d'améliorer la reconstruction spatiale qui permet de définir un volume fiduciel cible¹ (voir 5.1) ;
- il doit permettre une discrimination entre α et β (voir 5.4 et 4.3.2.2).

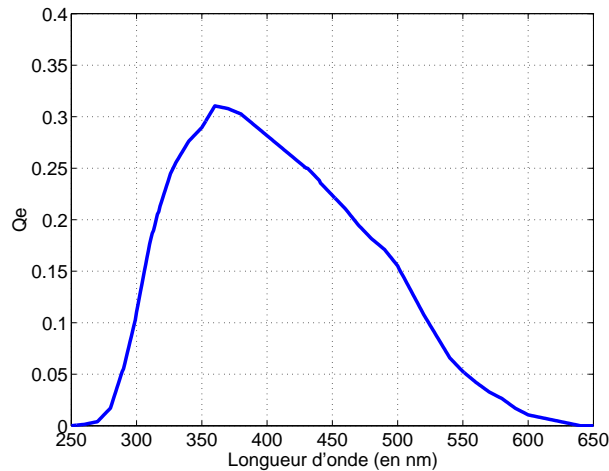


FIG. 3.5 : Efficacité quantique Q_e des photomultiplicateurs ETL 9351 (utilisés dans CTF et Borexino) en fonction de la longueur d'onde (données fournies par le constructeur).

En outre, la lumière de scintillation doit être adaptée en longueur d'onde à la sensibilité des photomultiplicateurs utilisés. Nous donnons à la figure 3.5 l'efficacité quantique typique d'un photomultiplicateur tel que ceux utilisés dans Borexino (ETL 9351 [Ranucci et al. 1993]).

Le plus souvent les scintillateurs utilisés possèdent un maximum d'émission dans l'UV plus dur que celui auquel sont sensibles les photomultiplicateurs :

¹Terme technique : qui sert à guider (Grand Robert de la Langue Française). Le volume fiduciel sera le volume utile, inclus dans le volume total, auquel seront limités, lors de l'analyse des données, les événements retenus ; la définition d'un volume fiduciel permet de s'affranchir du bruit de fond créé par les éléments mécaniques extérieurs (nylon, PM, etc.).

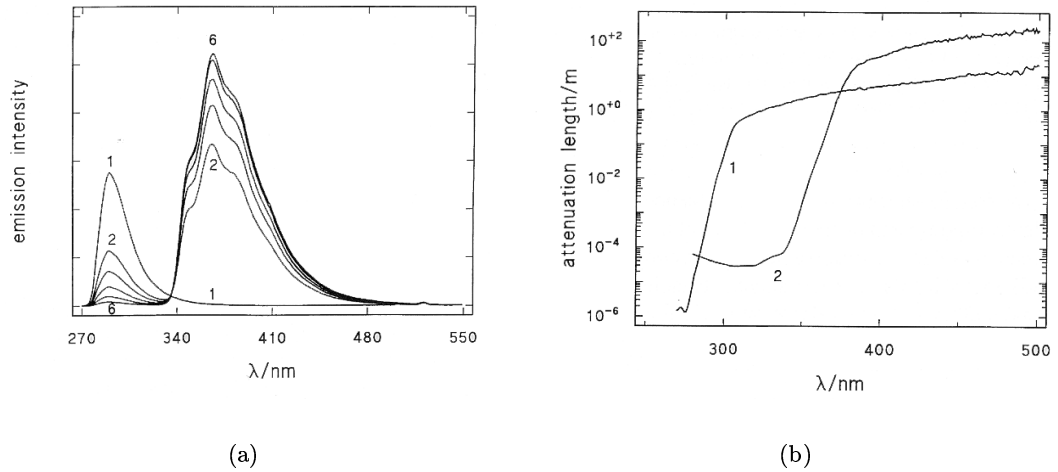


FIG. 3.6 : (a). Spectre d'émission du PC et de mélange PC+PPO : [PPO] = 0,37(2); 0,75(3); 1,5(4); 3(5); 6(6) g/L. (b) Longueur d'atténuation pour le PC seul et pour le un mélange PPO dans PC de 1,5 g/L. [Elisei et al. 1997].

émission centrée vers 300 nm pour le PC alors que le maximum d'efficacité quantique d'un photomultiplicateur est centré vers 400 nm. Aussi, il est nécessaire d'utiliser un composé fluorescent permettant de déplacer la longueur d'onde utilisée (aussi appelé *shifter*). Nous illustrons ce phénomène à la figure 3.6 pour le cas du mélange PC-PPO, voir *infra*, mélange retenu pour Borexino. En particulier, à la figure 3.6–b, nous notons que la présence du *shifter* permet d'améliorer la longueur de transmission tout en déplaçant la longueur d'onde d'émission dans la zone de sensibilité des photomultiplicateurs.

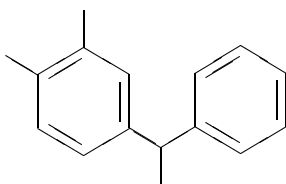
La zone cible de Borexino est la zone centrale. La scintillation doit avoir lieu comme nous venons de le présenter. En revanche, autour de cette zone, se trouve un tampon. Celui-ci permet de réduire l'activité vue dans la zone cible. Du point de vue de la scintillation, ce tampon doit :

- posséder une bonne longueur de transmission dans le domaine spectral d'émission du scintillateur ;
- ne pas scintiller dans ce domaine lors d'une interaction.

En outre, il doit posséder des caractéristiques de radiopureté semblables à celles du scintillateur. Les deux solutions que nous présentons ci-dessous utilisent deux tampons différents.

3.2.3.2 Cas du PXE

Le PXE (pour phényl-orthoxylyl éthane) a pour formule développée :

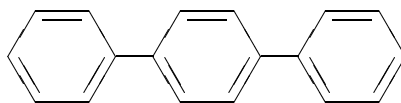


Sa densité est de $0,985 \text{ g/cm}^3$, donc très proche de celle de l'eau. Pour cette solution au choix d'un liquide scintillant pour Borexino, le tampon (auss appelé *buffer*) utilisé est donc de l'eau :

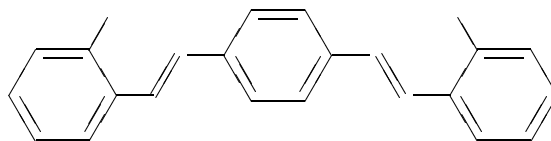
- sa densité étant proche de celle du PXE, il n'y a pas de contraintes mécaniques trop fortes sur les voiles en nylon (voir 5.1) ;
- il est facile de la purifier ;
- il n'y a pas de scintillation ;
- la longueur de transmission est très bonne ;
- on peut détecter la lumière Čerenkov créée dans le tampon afin de distinguer des rayons cosmiques passant dans le détecteur.

En outre, les caractéristiques physiques du PXE (*flash point* à 145°C , ébullition à 295°C) permettent une manipulation plus facile que celle du PC. L'indice de réfraction est de 1,565.

Le composé utilisé pour la fluorescence est le pTP (paratriphényle) :

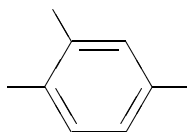


Enfin, un second composé est utilisé pour le mélange scintillateur-fluorescent, le bis-MSB (p-di-o-méthylstyryl benzène) :



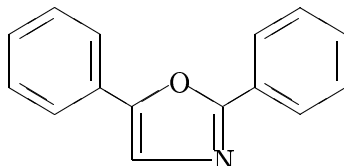
3.2.3.3 Cas du PC

Le PC (pour pseudocumène) a pour formule développée :



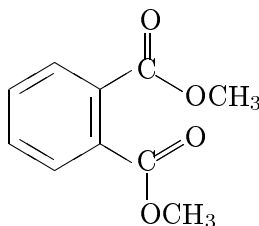
Sa densité de $0,876 \text{ g/cm}^3$, très différente de celle de l'eau, impose que le *buffer* soit rempli également d'un composé à même densité (l'eau ne peut pas être utilisée dans ce cas comme dans celui du PXE).

Le fluorescent utilisé est le PPO (2,5-diphényloxazole) :



Les caractéristiques physiques du PC sont : *flash point* à $48 \text{ }^\circ\text{C}$, température d'ébullition à $169 \text{ }^\circ\text{C}$, indice de réfraction 1,505.

Le choix du tampon s'est porté sur un liquide à base de PC afin de réduire au maximum les contraintes mécaniques. Mais celui-ci étant un liquide scintillant, il ne joue pas le rôle de tampon. Il faut lui adjoindre un composé chimique supprimant ou déplaçant la fluorescence indésirée. C'est le rôle du DMP (diméthylphtalate) :



Ce composé permet de réduire considérablement la scintillation du PC (voir figure 3.7) tout en assurant une bonne longueur de transmission pour les photons issus de la scintillation dans la zone PC-PPO (voir figure 3.8) [Chen et al. 1999].

En outre, les études concernant le DMP ont montré que les photons Čerenkov, créés dans une telle zone tampon restent détectables.

Cette solution est celle choisie pour Borexino.

3.2.3.4 Le *quenching*

Le *quenching* est une caractéristique importante pour les liquides scintillants. Lorsqu'une particule γ ou β passe dans le liquide, le dépôt d'énergie induit une scintillation. Le nombre de photons de scintillation détecté est une image de l'énergie déposée. Avec des raies γ bien définies, il est possible de calibrer le détecteur ainsi constitué. Cependant, lorsqu'une particule α est en jeu, l'énergie vue en utilisant la calibration précédente n'est pas l'énergie effective de la particule, elle est moindre; on parle alors de *quenching* de la lumière. Il en va de même avec l'ensemble des particules lourdes (protons, α , etc.). Ainsi, il a été mesuré en laboratoire [Göger-Neff 2001] les facteurs de *quenching* pour les deux liquides scintillants présentés; voir table 3.1.

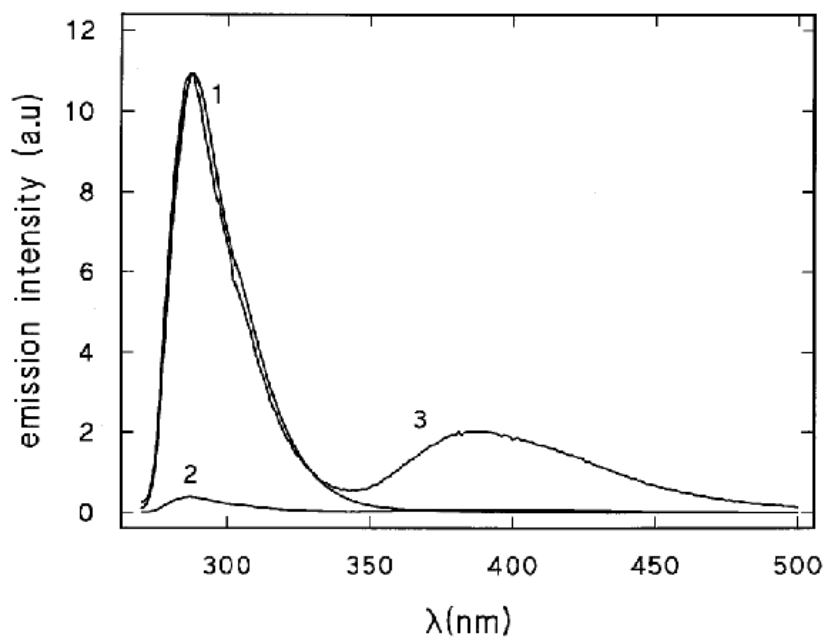


FIG. 3.7 : Spectre de fluorescence du PC seul (1) et du PC en présence de $2,5 \cdot 10^{-2}$ M de DMTP (2). La courbe (3) montre le spectre (2) normalisé à celui de (1); nous noterons que le DMTP a alors aussi le rôle de shifter.

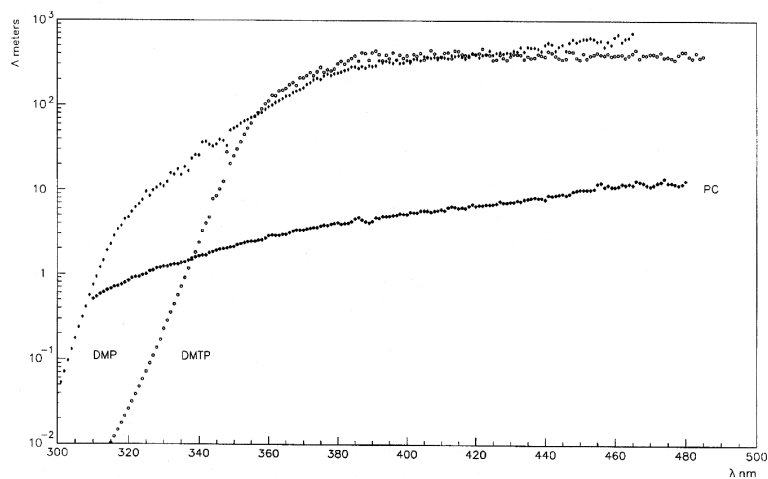


FIG. 3.8 : Longueur moyenne de transmission (en mètres) en fonction de la longueur d'onde pour différents phtalates dans le PC (à 1 g/L).

3.2.4 Distribution des photomultiplicateurs

Nous ne nous consacrerons ici qu'à la description des PM pointant vers le liquide scintillant. On trouvera des informations concernant le système veto

anti-muon et ses PM dans [Lendvai 2001].

Les PM sont au nombre de 100. Ils sont répartis en anneaux sur une sphère de 3,3m de diamètre. Les 6 anneaux sont horizontaux et se repèrent par rapport au centre de la sphère aux angles 0,4363, 0,8727, 1,3614, 1,7802, 2,2689 et 2,7053 radians, l'angle 0rad correspondant au pôle nord (*i.e.* le haut) de la sphère (voir la répartition sur la figure 3.9).

TAB. 3.1 : Mesure en laboratoire de l'effet de quenching pour le PC et le PXE.

Particule émettrice α	Énergie vraie	Énergie apparente (PC)	<i>id.</i> (PXE)
$^{210}_{84}\text{Po}$	5,3 MeV	395 ± 10 keV	490 ± 10 keV
$^{222}_{86}\text{Rn}$	5,5 MeV	410 ± 10 keV	534 ± 10 keV
$^{218}_{84}\text{Po}$	6,0 MeV	483 ± 10 keV	624 ± 10 keV
$^{214}_{84}\text{Po}$	7,7 MeV	751 ± 10 keV	950 ± 10 keV

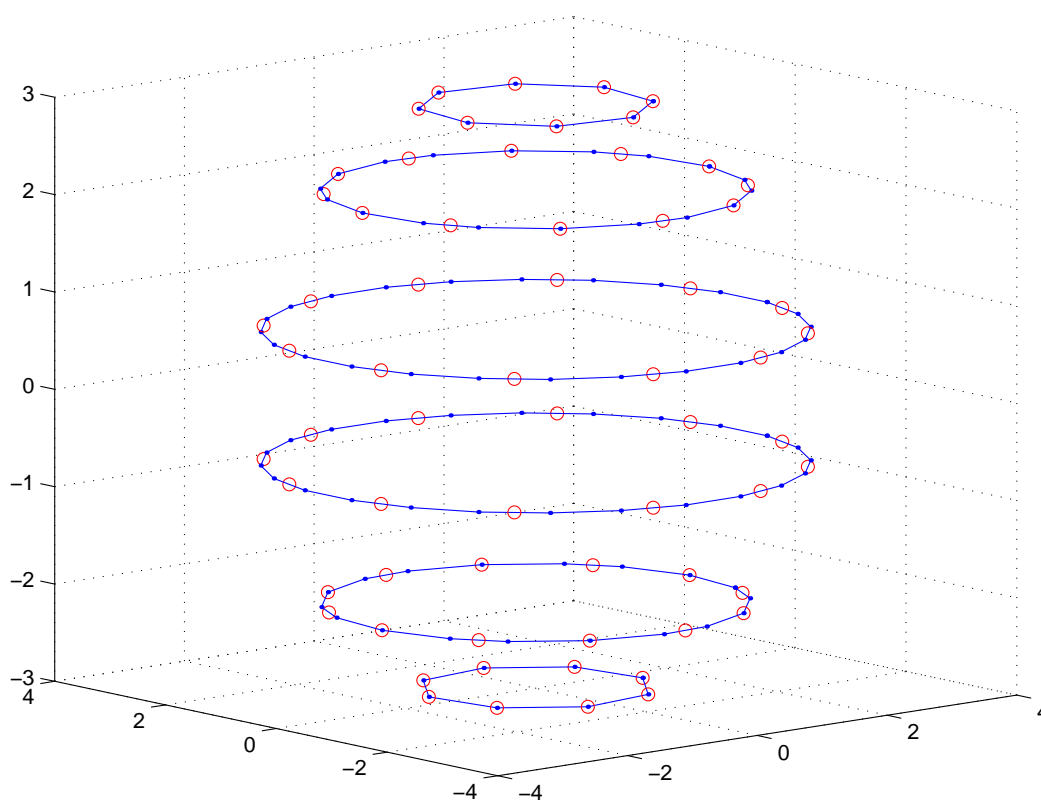


FIG. 3.9 : Répartition des PM dans CTF. Les points sur les anneaux représentent les PM uniques tandis que les petits cercles les canaux d'électronique lors du regroupement par 64. Échelle en mètres sur les trois axes.

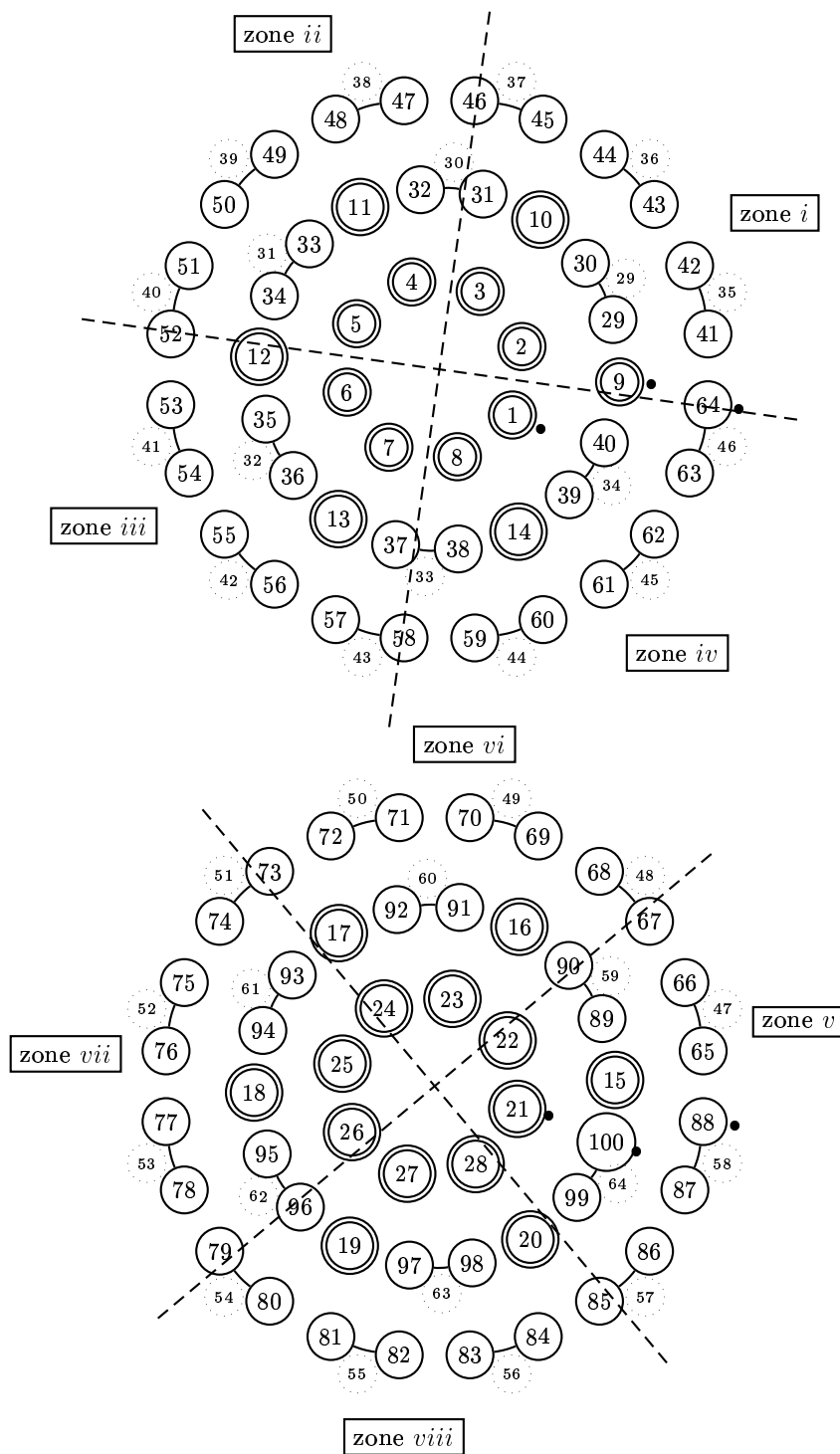


FIG. 3.10 : Emplacement des PM dans CTF II et III, hémisphère supérieur (en haut) et inférieur (en bas). Les numéros indiqués à l'emplacement des PM sont ceux des canaux d'électronique. La numérotation physique des PM se fait de haut en bas, dans le sens trigonométrique pour chaque anneau, à partir du PM marqué d'un point et à partir de 1. Les PM seuls sont repérés par un double cercle. Les PM appariés sont reliés et leur numéro d'appariement est noté à côté. Enfin figure en traits pointillés la division approximative du détecteur en huitièmes, du point de vue de l'électronique (cf. aussi annexe C).

Si la numérotation des PM physiques est simple (de 1 à 100, en tournant dans le sens trigonométrique pour chaque anneau, et en partant du pôle nord de la sphère), il n'en va pas de même pour les numéros de canaux électroniques.

On trouvera à la figure 3.10 un schéma de la logique de numérotation des PM ainsi que la division du détecteur en 8 zones.

3.3 L'électronique de prise de données

3.3.1 L'électronique de Milan

Le système principal d'acquisition, à la charge du groupe Borexino de Milan², n'a que peu évolué depuis la phase I de CTF.

3.3.1.1 Déclenchement de l'acquisition

L'acquisition d'un événement est déclenché par un signal dit de *trigger*. Celui-ci est créé par un module électronique chargé de rechercher la multiplicité de candidats photo-électrons dans les photomultiplicateurs dans une fenêtre temporelle donnée. Les candidats photo-électrons sont repérés par un seuillage du signal analogique issu de chaque photomultiplicateur afin de ne sélectionner que des signaux compatibles avec au moins un photoélectron. Le déclenchement de l'acquisition a lieu lorsque au moins 6 photomultiplicateurs (leur nombre est paramétrable pour un *run* donné), dans une fenêtre de 50 ns, ont été touchés.

3.3.1.2 Acquisition d'événements

Lorsqu'un signal de *trigger* est généré, les temps d'arrivée des photo-électrons et la charge reçue pour tous les photomultiplicateurs sont numérisés par la première partie de l'électronique, appelée groupe 1. En parallèle, ce premier *trigger* réveille la seconde électronique (le groupe 2), jusqu'à concurrence de 8,3 ms. Si dans ce laps de temps un autre *trigger* est généré, le système d'acquisition fait le même type de mesure que pour le groupe 1 (mesure des temps d'arrivée et de la charge). Ce système de double électronique est nécessaire pour retrouver des événements en coïncidence ; s'il n'était pas en place, compte tenu du temps mort induit par la lecture des cartes de numérisation par la machine VAX d'acquisition (environ 100 ms pour chaque événement), nous ne pourrions repérer d'événements doubles. Ce principe permet donc l'analyse des événements de physique liés à des coïncidences courtes, tels le BiPo 214 ou le BiPo 212. Le schéma complet est donné à la figure 3.11, dans laquelle le groupe 1 se trouve dans la partie supérieure du schéma tandis que le groupe 2, dans la partie inférieure ; les modules électroniques qu'on y trouvera sont, pour les plus fondamentaux :

- Amplificateurs de sortie de PM : Lecroy 612 AM ;
- Sommateurs : CAEN N401 ;

²Par la suite, nous désignerons l'électronique de Milan par l'abréviation ElecM pour plus de commodité.

- ADC³ : Lecroy 2249A (10 bits) ;
- TDC⁴ : CAEN C414 (12 bits).

Les modules électroniques d'acquisition (TDC, ADC) sont des modules CAMAC⁵.

Les photomultiplicateurs sont au nombre de 100, avec, pour le groupe 1 100 ADC et 64 TDC et, pour le groupe 2, 64 ADC et 64 TDC. Le CTF est donc un détecteur de photo-électrons uniques, avec quasiment une électronique par voie, comme le sera Borexino.

3.3.1.3 Sommes analogiques des signaux des photomultiplicateurs

En outre, une somme analogique totale des signaux de tous les PM est construite et sert pour :

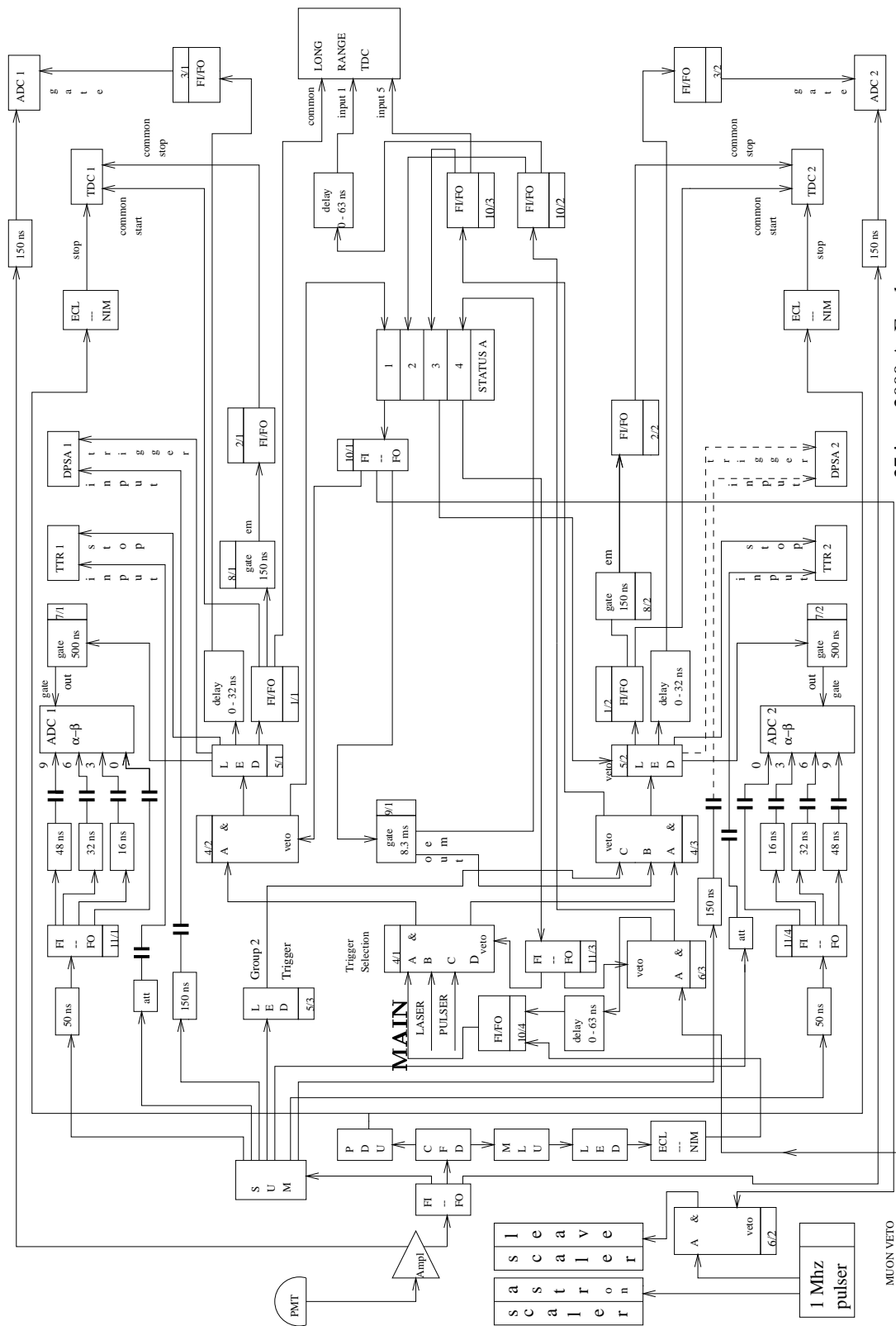
- les ADC α/β . Ce sont 4 ADC qui intègrent la charge reçue de l'ensemble des photomultiplicateurs sur 500 ns, mais avec pour chacun un décalage de 0 ns, 16 ns, 32 ns et 48 ns ; ces données participent à la discrimination entre particules α et β dans CTF (voir 4.3.2.2) ;
- le TTR (*Time Transient Recorder*), qui est un ADC rapide à 200 MHz, numérise sur environ 500 ns ;
- le DPSA (*Digital Pulse Shape Analysis*), qui est un ADC rapide à 120 MHz numérise sur environ 1,2 μ s le signal intégré ;
- une des voies du Flash ADC ; voir paragraphes 4.2 et suivants.

Sur CTF II, seule cette somme totale était utilisée (*cf* infra). Pour CTF III, d'autres sommes analogiques ont été réalisées, permettant de numériser dans 8 canaux de FADC supplémentaires les signaux analogiques issus des 8 zones que nous avons décrites au 3.2.4, zones de surface équivalentes (voir aussi l'annexe C).

³ *Analog to Digital Converter*, convertisseur de grandeur analogique en grandeur numérique, assurant la numérisation de la charge.

⁴ *Time to Digital Converter*, convertisseur assurant la mesure numérique d'un temps.

⁵ *Computer Automated Measurement And Control*, norme de bus communément utilisé notamment en instrumentation liée à la physique nucléaire et des particules.



27 june 2000 A. Etenko

Position in the TRIGGER crate: 6/2 - means 6 module (from left to wright) and 2 submodule (from up to down)

FIG. 3.11 : Électronique principale sur CTF (hors FADC).

3.3.2 L'électronique à base de FADC

Le groupe du Collège de France⁶ a développé une carte Flash ADC destinée initialement à Borexino, en partenariat industriel avec la société CAEN⁷.



FIG. 3.12: Version finale industrielle du CAEN-V896.

Cette carte porte pour nom industriel V896 et devrait figurer très prochainement dans le catalogue, figure 3.12.

La carte V896 est une carte fonctionnant sur bus VME. Elle possède 3 entrées indépendantes. Le signal y est numérisé à 400 MHz sur 8 bits, pour une amplitude de 0,5 V ; un ajustement de la tension de décalage s'effectue dans la marge $[-0,5 \text{ V}; 0,5 \text{ V}]$. Les événements sont enregistrés dans ce que l'on appelle des pages qui sont de taille paramétrable suivant la configuration d'une EPROM de la carte. Le nombre de pages, c'est-à-dire le *buffer* d'événements de la carte, dépend bien entendu de la taille des pages choisie. La mémoire disponible est de 256 ko, ce qui permet d'enregistrer en tout 655,36 μs de signal ; par exemple 128 pages simultanées de 2048 échantillons, correspondent à 5,12 μs .

L'intérêt de cette carte réside, outre sa vitesse de numérisation, en son principe de réalisation qui assure l'absence de temps mort d'acquisition (*zero dead-time*). En effet, la digitalisation a lieu en permanence et remplit la mémoire de la page en cours. Lorsqu'un signal de déclenchement arrive, signal que l'on nomme *trigger* dans la suite, la page change et ce qui était écrit pour la page précédente demeure en mémoire. Cette transition de page n'introduit pas de temps mort dans l'acquisition. Ainsi, dans la mesure où l'acquisition est capable de rapatrier l'ensemble des données créées avant que la mémoire ne soit remplie, aucune information ne peut se perdre.

La réalisation technique de la carte incombe au groupe français pour ce qui concerne la partie acquisition des données tandis que la partie interface avec le bus VME fait partie des compétences de CAEN. Le prototype de cette carte a été conçu et réalisé par Frédéric ROGER, ingénieur au laboratoire jusqu'à l'été 1999. Ce prototype se trouvait alors dans un état encore préliminaire. La finalisation s'est achevée ensuite au laboratoire. Elle a concerné :

- la définition de l'étage d'entrée (gain, schéma de l'amplification, clamping) ;
- l'ajustement des phases des horloges ;
- la programmation *hardware* des ADC pour l'acquisition ;
- le choix final des composants ;
- le dessin final des circuits imprimés.

On pourra consulter l'annexe B pour une description plus détaillée.

⁶Nous désignerons ensuite l'électronique à base de FADC installée par le groupe du Collège de France par ElecP (P pour Paris).

⁷www.caen.it

3.3.3 Acquisition avec les FADC

CTF est non seulement un prototype de principe pour Borexino du point de vue de la faisabilité vis-à-vis du bas bruit de fond radioactif mais également un banc d'essai grandeur nature du principe de détection de Borexino. Ainsi, la détection et la physique du photo-électron unique, même si la prise de données diffère dans le principe, y sont testées. C'est pourquoi nous avons profité de l'installation de cartes FADC sur CTF pour tester non seulement la / les carte(s) électroniques mais aussi le logiciel d'acquisition.

3.3.3.1 Acquisition sur CTF II

Les premiers tests réalisés début 2000 utilisaient un ancien processeur type FIC fonctionnant sous OS9. Ce système a été remplacé courant été 2000 par un système proche de celui de Borexino : un PowerPC (noté aussi PPC) gérant le bus VME et relié à une machine de type PC qui lui sert de serveur de système d'exploitation et de disque dur de stockage des données. Dans la figure 3.13, on décrit comment s'intègre le FADC dans CTF II. Le *trigger* utilisé dans la

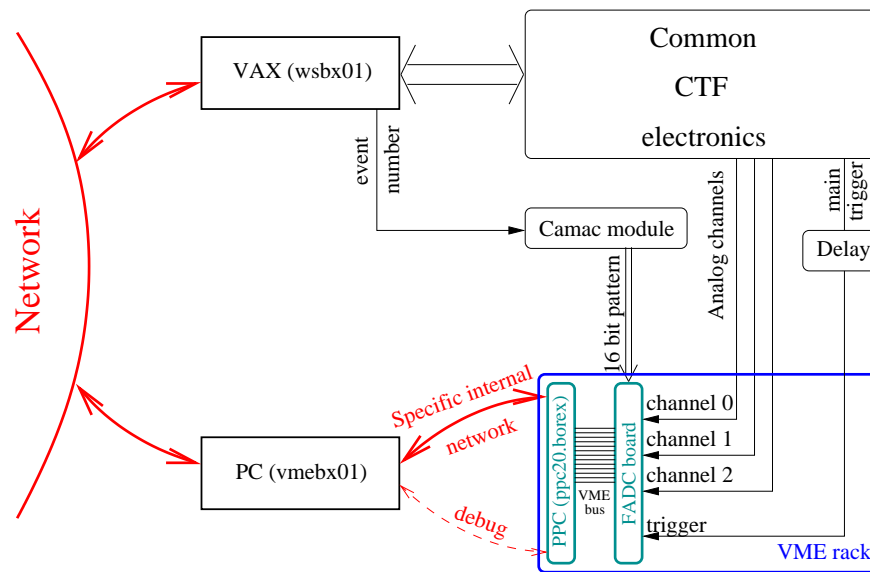


FIG. 3.13 : Intégration du FADC dans l'électronique principale pour CTF II.

suite est celui de l'ElecM, noté *MAIN* dans la figure 3.11. Le lien entre les deux électroniques, ElecM et ElecP, tient au *trigger* et à la transmission du numéro d'événement via le câble de *pattern* donnant ce numéro sur 16 bits. Le logiciel d'acquisition est spécifique et aucun lien n'a lieu avec l'informatique d'acquisition du système principal.

Une seule carte FADC est présente sur CTF II ; il s'agit de la carte prototype. Les trois entrées sont utilisées comme suit :

- voie 0, somme totale des PM ;

- voie 1, sortie directe d'un PM au hasard afin de caractériser les propriétés du signal d'un photo-électron unique ;
- voie 2, sortie amplifiée de la somme totale.

3.3.3.2 Acquisition sur CTF III

Nous utilisons désormais 4 cartes. Celles-ci sont issues de la production industrielle finale. Les 12 voies disponibles sont utilisées ainsi :

- voie 0, somme totale des PM ;
- voies 1 à 8, sommes partielles des PM selon le découpage présenté au 3.2.4 ;
- voie 9, signal de la porte d'intégration du signal utilisé par les ADC de l'ElecM. Comme il y a une porte pour le groupe 1 et le groupe 2 (quand il y a un événement double), le signal sur cette voie est une composition du signal de ces portes : $(ADC_1 - 10 \text{ dB}) + ADC_2$;
- voie 10, signal de véto pour cause de bruit ; le bruit est identifié par un canal d'électronique spécial composé d'une antenne ;
- voie 11, signal de véto muon.

En outre, pour CTF III, nous avons changé le principe de l'acquisition :

- Nous avons utilisé le même PowerPC mais cette fois avec son propre système d'exploitation et sa propre unité de stockage des données. Si ce choix nous éloignait du principe d'acquisition de Borexino, nous gagnions en simplicité de développement de code. En outre, nous avons vérifié la compatibilité des codes selon qu'ils étaient compilés sur la machine cible (le PowerPC) ou bien cross-compilés⁸ pour le PowerPC sur un PC.
- Le logiciel d'acquisition a été complètement repris. Ainsi, j'ai écrit le programme d'acquisition dans l'optique de Borexino (voir 5.2 pour le principe général) et ai fait en sorte qu'il soit adaptable à CTF pour lequel nous voulions conserver l'ensemble des données.
- J'ai écrit un code d'interface TCP/IP sur le VAX permettant de conserver la norme de communication entre le PowerPC et l'extérieur. Ainsi, les commandes (lancement et arrêt de *runs*, mise à jour de paramètres, *etc.*) étaient conservées entre le futur Borexino et CTF III.

C'est ainsi que nous avons pu tester, en vraie grandeur, le logiciel d'acquisition.

Enfin, au cours de CTF III, nous avons changé le principe du *trigger*. Nous créons désormais notre propre *trigger* avec un discriminateur sur le signal de somme totale des PM. Ainsi, indépendamment du système principal, nous pouvons tester l'efficacité relative des électroniques de Milan et de Paris. Nous avons réduit la taille des pages de $5,12 \mu\text{s}$ à $1,28 \mu\text{s}$ (c'est-à-dire de 2048 à 512 échantillons) et corrélativement augmenté le taux de *trigger* vers 5 Hz. On justifiera ces changements au paragraphe 4.3.3.2.

3.3.4 Déclenchement des FADC

Dès que la carte FADC reçoit un nouveau *trigger*, une nouvelle page est créée. Si deux *triggers* successifs sont très proches, compte tenu de la taille

⁸La cross-compilation consiste à créer un code machine pour une machine *A* à partir d'un compilateur exécuté sur une machine *B*.

des pages, il est inutile de créer deux pages événements. C'est pourquoi nous avons implanté une logique de *triggering* (voir l'annexe C) qui assure de ne pas perdre les *triggers* multiples tout en éliminant les triggers qui arriveraient trop rapidement les uns des autres. À la figure 3.14, nous avons respectivement :

- le signal à numériser, possédant deux impulsions ;
- le signal de *trigger* issu de l'ElecM, qui possède également deux déclenchements liés au deux impulsions du signal analogique précédent ;
- le signal de déclenchement retardé du FADC ; celui est unique car la double impulsion peut tenir dans une unique page FADC ;
- le signal enregistré par le FADC ; le signal stocké en mémoire est le signal de la taille d'une page tel qu'il était *avant* le *trigger* reçu.

Dans le cas où un événement multiple arrive avec des impulsions trop éloignées pour que l'événement tienne intégralement dans une page de FADC, les deux *triggers* issus de l'ElecM sont pris en compte et ne sont donc pas réunis.

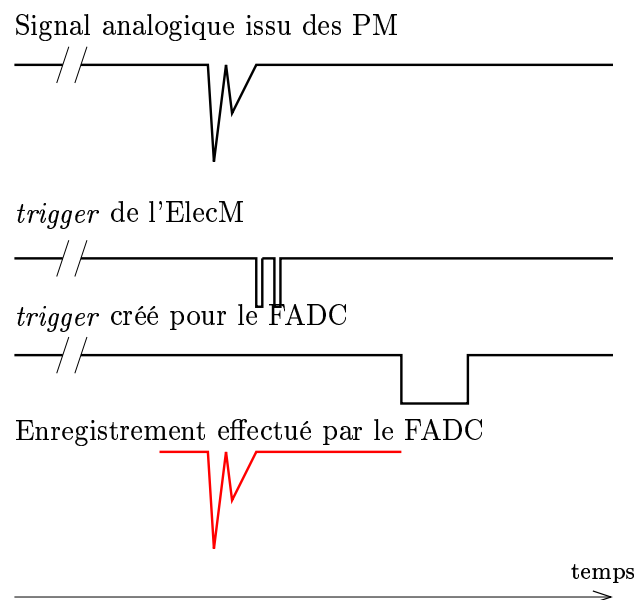


FIG. 3.14 : *Trigger et digitalisation du signal par le FADC*

3.3.5 Stockage, traitement des données

Les données du FADC sont volumineuses. À raison d'un octet toutes les 2,5ns pour les événements digitalisés (*i.e.* qui ont induit la création d'un *trigger*), pour 12 voies sur CTF III, nous créons 25 ko pour 5 μ s digitalisées. À raison d'un *trigger* généré à une fréquence d'environ 1 Hz, nous obtenons en une journée approximativement 2 Go de données par jour. Compte tenu d'un stockage local de l'ordre de 6 Go, difficilement extensible, nous avons mis au point un protocole de rapatriement automatique des données du Gran Sasso vers le centre de calcul de Lyon. Les données y sont stockées sur le système HPSS⁹ qui y est installé.

⁹ *High Performance Storage System*, système de stockage couplant disques durs et bandes assurant une très haute capacité de stockage (plusieurs dizaines de téra-octets) et facilité

Actuellement, CTF III continue de fonctionner et fournir des données; nous sommes à plus de 300 Go de remplissage de notre zone HPSS, volume qui a été transféré automatiquement via le réseau. Le traitement des données a également lieu de manière automatique afin que les données physiques de chaque *run* soient disponibles dès que le run est terminé. L'analyse a pu changer au cours des mois et notamment entre CTF II et CTF III. Mais toutes les informations nécessaires à l'utilisation, le stockage et l'analyse des données sont intégrées dans une base de données automatiquement mise à jour. Les fichiers de production sont disponibles pour tous les utilisateurs du groupe et le nom de ces fichiers est connu via la base de données.

Si j'ai développé les principes d'automatisation du rapatriement et de l'analyse des données, la gestion au quotidien est confiée à un technicien du groupe.

3.4 Les campagnes de CTF

Nous présentons ici le calendrier des deuxièmes et troisièmes campagnes de CTF. Ces campagnes sont régulièrement ponctuées de *runs* laser, au cours desquelles CTF est calibré à l'aide d'un laser; nous ne faisons pas mention de ces *runs* dans les calendriers ci-dessous.

3.4.1 CTF II

Pour CTF II, nous trouverons un descriptif précis dans [Göger-Neff 2001, Monzani 2000]. Nous donnons les étapes essentielles de l'installation de l'électronique à base de Flash ADC sur CTF II dans le tableau 3.2.

3.4.2 CTF III

Le remplissage de CTF III a commencé au printemps 2001; il s'est terminé fin juin 2001. Nous donnons dans le tableau 3.4.2 les dates et les numéros de *runs* principaux dans le calendrier de cette troisième phase de CTF. Pour CTF III, nous utilisons l'analogue du système d'acquisition de Borexino. Aussi, les *runs* sont lancés automatiquement par la machine d'acquisition de l'ElecM *via* le réseau. Sauf problème technique, aucun *run* ne peut désormais être perdu, comme cela avait pu être le cas dans CTF II. Les données sont rapatriées automatiquement au centre de calcul de Lyon; elles sont ensuite utilisées pour la fabrication automatique de fichiers d'analyse. Nous présentons à la figure 3.15 l'espace utilisé pour les données de CTF III.

Pour le démarrage de CTF III, nous utilisons 3 FADC et le *trigger* de l'électronique principale. Les pages restaient à $5,12 \mu\text{s}$. La première carte était la carte prototype tandis que les deux autres étaient une première version des cartes industrielles. Ces dernières possédaient un problème de bruit de digitalisation. C'est pourquoi à partir du *run* 2040, nous avons changé ces cartes avec

logicielle d'accès aux données.

Date	CTF	Électronique à base du Flash ADC
10 avr. 2000	CTF rempli d'eau	Installation de la carte prototype. Premiers enregistrements d'événements Čerenkov. Tests d'une semaine avec processeur PVIC.
3 juin 2000	Première tonne de PXE	
10 juil. 2000		Installation de la carte prototype avec nouvelle acquisition à base du PowerPC. L'acquisition est lancée manuellement pour chaque nouveau <i>run</i> .
11 juil. 2000	CTF rempli de PXE au 3/4	
15 juil. 2000	CTF plein (<i>runs</i> 767 à 788)	Données complètes disponibles pour 6 <i>runs</i> .
12 sept. 2000	Test avec source de radon (<i>runs</i> 791 à 811) (aussi appelé <i>runs source</i>)	Données Flash ADC des <i>runs</i> 796 à 802 indisponibles.
20 sept. 2000	Arrêt de la phase II de CTF	

TAB. 3.2 : Étapes principales de l'installation de l'électronique à base de FADC sur CTF II.

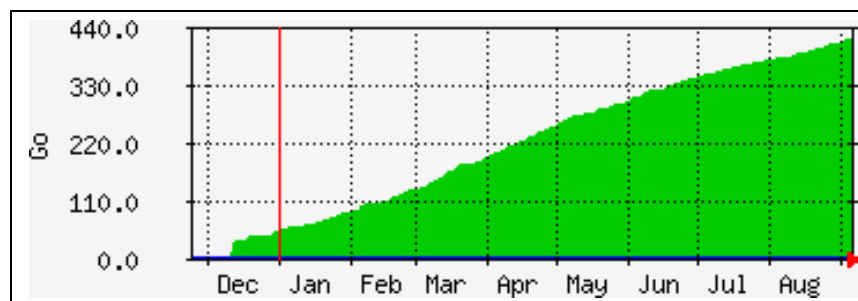


FIG. 3.15 : Évolution de l'espace utilisé pour le stockage des données de CTF depuis décembre 2001. L'essentiel de l'espace HPSS de stockage est utilisé par les données issues des FADC.

la nouvelle mouture des cartes industrielles qui désormais fonctionnaient convenablement. Et à partir du *run* 2107, nous avons installé une quatrième carte et utilisé un *trigger* indépendant; à partir de ce *run*, nous avons pu utiliser un *trigger* indépendant car le programme *firmware* de la carte FADC permettait de connaître le temps passé entre deux événements. Il n'était plus nécessaire de nous synchroniser avec l'électronique principale qui était auparavant seule à nous fournir l'heure des événements.

Nous contrôlons le taux d'événements créés par rapport à celui de l'électro-

Date	Run	CTF	Électronique à base FADC
26 juin 2001	1300	Premier <i>run</i> test CTF III en mode Čerenkov.	
9 juil. 2001	1362		Installation temporaire pour tests de 3 cartes FADC. Nouvelle acquisition "à la Borexino".
21 juil. 2001	2000	Premier <i>run</i> Čerenkov.	Pas de FADC en fonctionnement.
5 sept. 2001	2008		Installation de cartes FADC en version préindustrielle pour la production de données.
25 sept. 2001	2015		Problème de <i>pattern</i> . Tests et résolution du problème logiciel.
20 nov. 2001	2040	Début de remplissage en PC. 380 litres. Voir la figure 3.17.	Changement des cartes FADC préindustrielles en cartes FADC industrielles.
28 nov. 2001	2047	Remplissage achevé. 4268 litres de PC.	
25 jan. 2002	2084		Suppression des atténuateurs sur les voies de numérisation par huitième de détecteur pour analyse des impulsions tardives.
15 fév. 2002	2107		Nouvelle acquisition. 4 cartes FADC. Fenêtres des FADC réduites à 1,28 μ s. Déclenchement indépendant avec seuil sur somme totale des signaux. Atténuation de 10 dB sur les voies par huitième de détecteur.

TAB. 3.3 : *Résumé du calendrier de CTF III du point de vue de l'acquisition à base de FADC.*

nique standard ElecM. Ainsi, nous pouvons retrouver systématiquement l'intégralité (et plus) des événements sélectionnés par l'ElecM. Nous donnons un aperçu du rapport des taux de *trigger* entre l'ElecM et l'ElecP à la figure 3.16. Les accidents sous forme de pics ont des causes identifiées. Seule la forme générale de l'évolution de ce rapport importe. Sa chute est corrélée à la perte de lumière du scintillateur. Afin de maintenir un nombre d'événements enregistrés au-delà de celui de l'ElecM, nous avons abaissé le seuil de déclenchement pour l'ElecP fin août 2002.

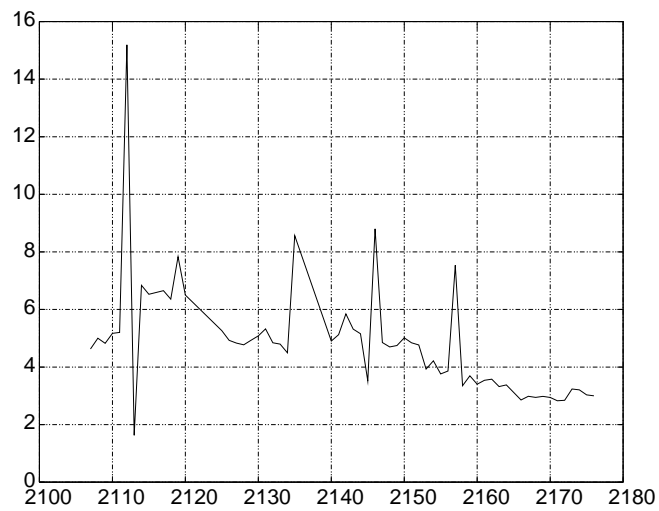


FIG. 3.16 : Évolution du rapport entre le taux de trigger de l'ElecM et celui de l'ElecP en fonction du numéro de run.

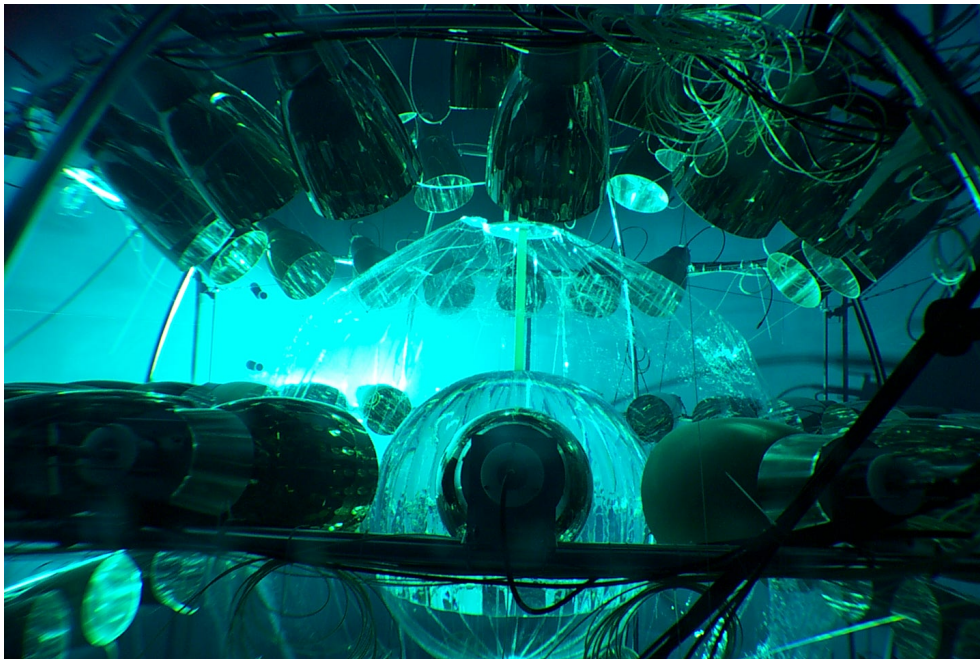


FIG. 3.17 : CTF III. Le détecteur est entièrement rempli d'eau. Le remplissage en PC est en cours; il remplace progressivement l'eau dans l'IV, où l'on note la zone de changement de phase (le PC se situe au dessus de l'eau, sa densité étant inférieure à 1). On reconnaît la structure de CTF, les photomultiplicateurs et les voiles en nylon.

Résultats des campagnes II et III du CTF

Pour la collaboration Borexino, les campagnes II et III de CTF ont été essentiellement consacrées :

- à la mesure du bruit de fond radioactif des scintillateurs et des matériaux utilisés, et la mise en place d'une barrière anti-radon (qui n'existait pas pour CTF I);
- à l'évaluation des performances des systèmes de purification;
- au test de la discrimination α/β , de la reconstruction en énergie et en position.

Pour le groupe du Collège de France, CTF permet d'acquérir une expertise en basse radioactivité et sa mesure. Mais c'est surtout l'occasion de mettre en place en vraie grandeur les cartes FADC, de pouvoir étudier leurs performances et leur apport à la physique de CTF, dans l'optique future de Borexino. Aussi, nous ne reviendrons que peu sur l'analyse des données issues de l'électronique de Milan (on trouvera les résultats de CTF II dans [Göger-Neff 2001]); nous nous attarderons essentiellement à mettre en avant l'apport de la technique FADC sur un tel détecteur.

4.1 Méthode d'analyse des données, mise en œuvre informatique de l'analyse conjointe des données

4.1.1 Présentation du problème de synchronisation des données

Les électroniques d'acquisition de Milan et de Paris ont été présentées au 3.3. Celles-ci sont quasiment découplées. Pour CTF II et le début de CTF III, seuls deux liens existent entre les deux électroniques :

- le numéro d'événement envoyé par le VAX sur une entrée 16 bits ;
- le *trigger* noté *MAIN* du schéma 3.11.

Cependant, nous avons besoin d'autres renseignements concernant les événements venant d'ElecM pour l'analyse des données :

- l'heure des événements et notamment des coïncidences longues, le paramètre temps n'étant pas disponible sur les cartes FADC avant le *run* 2107 de CTF III ;
- les indications de véto (muon ou bruit) ;
- les temps d'arrivée des photo-électrons et les charges de ces signaux pour les PM individualisés afin d'effectuer une comparaison avec le signal de somme totale dont nous disposons.

Nous détaillons ci-après ces points et les difficultés techniques d'analyse qui en découlent.

Notion d'événement pour l'ElecM seule

Un événement, à qui l'on attribue le numéro N , correspond à la création d'un signal de *trigger*. Lorsqu'il s'agit d'un événement multiple, l'événement du groupe 1 a le numéro N et le numéro du groupe 2 prend le numéro $N + 1$ lors de la fabrication des données sur le disque, bien qu'il s'agisse d'un unique événement double ici. Si un troisième *trigger* a lieu, il n'y a pas la possibilité de faire une acquisition sur un éventuel groupe 3, qui n'existe pas.

En revanche ce *trigger* est disponible pour le FADC (qui ne possède pas de temps mort d'acquisition) et pour un module électronique appelé *Long Range TDC* qui donne le temps d'arrivée de triggers supplémentaires jusqu'à concurrence de 5 *triggers* reçus.

Numéro d'événement

Le numéro N d'événement est créé par un module CAMAC sous la forme d'un *pattern* envoyé à la carte FADC. Il est valide à la fin du traitement de l'événement N par la machine d'acquisition ; ce traitement dure entre 100 et 150 ms, laps de temps pendant lequel aucun trigger ne peut être généré. Or le *trigger* qui a créé cet événement N a eu lieu avant que le *pattern* ne vaille N ; lorsqu'a eu lieu le *trigger*, il se trouvait dans l'état $N - 1$.

Dans le cas d'un événement double $N + 1$ et $N + 2$, si deux *triggers* sont effectivement générés pour la carte FADC (voir paragraphe suivant), le module CAMAC ne change pas le *pattern* ; il ne sera changé qu'à la fin du traitement des électroniques du groupe 1 et du groupe 2 en $N + 2$. Aussi, pour un événement double, le *pattern* vu sera N et N au lieu de $N + 1$ et $N + 2$. Ce fonctionnement est récapitulé dans le chronogramme de la figure 4.1.

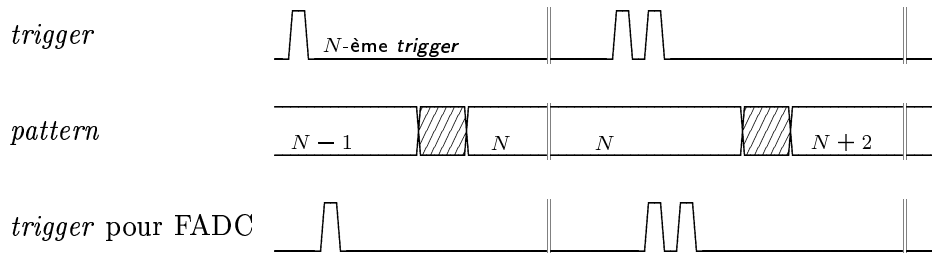


FIG. 4.1 : Chronogramme de validité du *pattern* disponible pour le FADC lors d'un événement double.

De plus, le *pattern* comporte 16 bits. C'est-à-dire que si le numéro d'événement excède 65535, nous ne disposons que de $N \text{ modulo } 65536$. Ce cas arrive fréquemment dans la mesure où le taux typique de *trigger* est d'environ 1 Hz et que les *runs* durent souvent plus d'une journée ($1 \text{ j} = 86400 \text{ s}$).

Déclenchement

Le FADC n'utilise pas directement le *trigger* issu de l'ElecM. Ce *trigger* est retardé (voir 3.3.4 et annexe C) afin d'enregistrer convenablement l'événement dans la page du FADC. Ce retard supprime des *triggers* trop proches :

- en dessous de $1 \mu\text{s}$ pour CTF II,
- en dessous de $1,6 \mu\text{s}$ pour le début de CTF III lorsque les pages faisaient $5,12 \mu\text{s}$,
- en dessous de $0,3 \mu\text{s}$ ensuite, lorsque les pages faisaient $1,28 \mu\text{s}$.

En effet, des *triggers* trop proches sont inutiles car ils imposent l'utilisation de deux pages distinctes de FADC alors que des événements suffisamment proches peuvent être enregistrés dans une unique page du FADC.

De plus nous avons vu plus haut que tous les *triggers* générés ne peuvent donner lieu à un événement de groupe 1 ou de groupe 2, alors que pour chaque *trigger* le FADC conserve l'événement.

Le nombre de *triggers* entre les deux électroniques n'est donc pas le même. C'est pourquoi nous devons, lors de l'analyse logicielle ultérieure, refaire systématiquement une synchronisation des données.

4.1.2 Format des données dans CTF

Format des données de Milan

Le format des données issues de l'ElecM est schématisé à la figure 4.2.



FIG. 4.2 : Structure des données issues de l'ElecM.

On y trouve :

- un entête de début de *run* (numéro de *run*, heure, etc.);
- les données de calibration permettant l'interprétation des données brutes qui suivent les tables des ADC et des TDC ;
- les données brutes ;
- une structure de fin de *run* donnant notamment l'heure de fin.

Les *buffers* de données brutes rencontrés ont la structure suivante :

Type de Buffer	Groupe 1		Groupe 2	
	donnée	position	donnée	position
DmaBuffer[184]	TDC[64] ADC[100] α/β [4]	0-63 64-163 172;175;178;181	TDC[64] ADC[64] α/β [4]	0-63 64-127 136;139;142;145
MuDmaBuffer[32]	TDC[16] ADC[16]	0-15 16-31	TDC[16] ADC[16]	0-15 16-31

Structure des données du FADC

Le schéma de la structure des données pour CTF II et le début de CTF III est donné à la figure 4.3. Pour un *run* donné, plusieurs fichiers sont créés. Cette

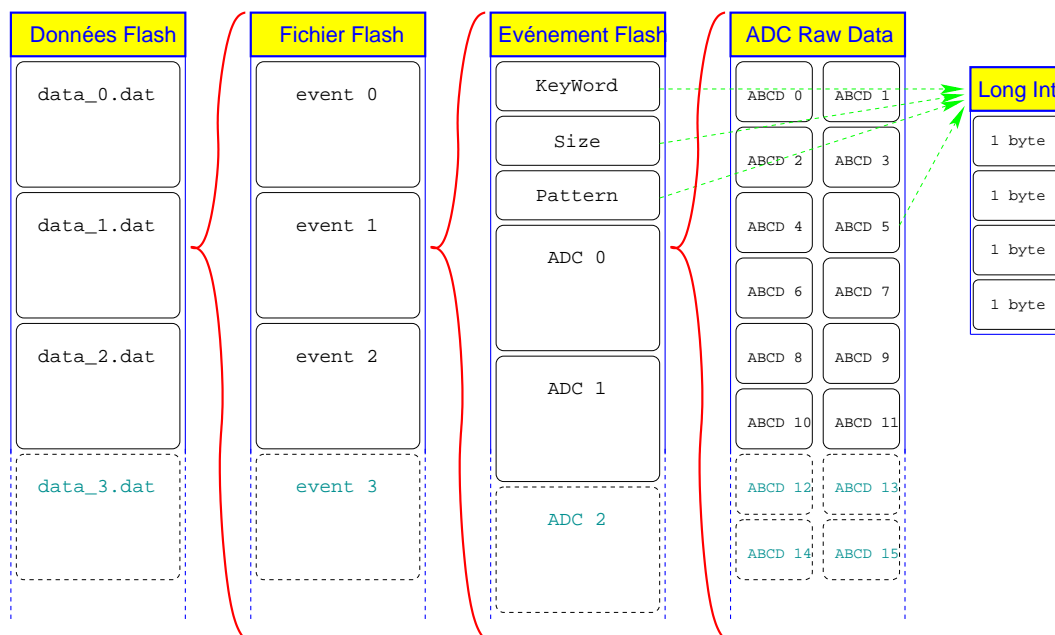


FIG. 4.3 : Structure des données issues de l'ElecP.

structure permet de rapatrier plus facilement les données (plusieurs fichiers plutôt qu'un énorme) mais aussi de limiter la taille des fichiers à ce que les systèmes peuvent supporter : 2Go maximum pour notre système de stockage des données, HPSS.

Le logiciel d'acquisition a évolué tout comme cette structure des données. Ces changements sont intégrés dans notre base de données ; celle-ci est consultée par le logiciel d'analyse afin d'utiliser la structure adéquate pour l'interprétation des données.

4.1.3 Réponse informatique au problème de synchronisation des données

Cette synchronisation des données entre les deux électroniques est effectuée par un logiciel d'analyse que j'ai écrit en C++. Celui-ci effectue de manière

transparente :

- la lecture des données issues du VAX et leur réinterprétation sous machine Linux ;
- la lecture des données issues du FADC, le réorganisation des échantillons, la suppression du piédestal (voir paragraphe suivant), l'aboutement des pages en cas de besoin, la lecture séquentielle des fichiers ;
- la synchronisation des données.

Ce dernier point est le plus délicat car le logiciel doit tenir compte des nombreux cas de dysfonctionnement de passage du *pattern* au FADC dû au temps mort de fonctionnement de l'ElecM et également des problèmes courants de structure des données venant du VAX.

Ce logiciel est d'avantage une librairie de lecture des données mutuelles qu'un logiciel d'analyse. L'analyse, elle, est effectuée dans le corps du programme (le `main()`) et fait appel à l'ensemble des classes définies dans la librairie. Ce projet est appelé `ctfDataReading`.

La création d'un fichier ROOT¹ contenant l'ensemble des informations utiles issues des deux électroniques est assurée par un programme de production utilisant `ctfDataReading`. C'est ce fichier ROOT qui est créé automatiquement lors de la réception des données au centre de calcul de Lyon ; l'annexe F donne le schéma structurel de ce logiciel d'analyse orienté objet.

4.2 Test du FADC

4.2.1 Piédestaux du FADC

Le FADC effectue une numérisation à 400 MHz par voie grâce à 4 ADC différents fonctionnant à 100 MHz chacun ; ces ADC sont notés *A*, *B*, *C* et *D*. Chaque ADC possède son propre piédestal². En outre, le FADC fonctionne lui à 50 MHz ; cette horloge crée des perturbations sur le piédestal de chaque ADC. C'est pourquoi, au lieu de 4 piédestaux, il faut gérer 8 piédestaux pour l'interprétation correcte des données, suivant que la numérisation s'est effectuée lorsque l'horloge se trouvait à un niveau haut (pendant 10 ns) ou bien un niveau bas (pendant les 10 ns suivantes).

La distribution de ces piédestaux n'est pas prévisible. Un exemple de distribution de piédestaux est donné à la figure 4.4. Aussi, le calcul pour la soustraction du piédestal ne peut se faire que lors de l'analyse des données. C'est pourquoi le *trigger* est calé de manière à posséder une ligne de base suffisamment grande en début de signal pour le calcul des piédestaux.

Même si les distributions A_1 et A_2 de l'ADC *A* par exemple ne diffèrent que peu, cette différence est suffisante pour induire des déformations spectrales du signal. L'influence de l'horloge à 50 MHz est suffisante pour créer un bruit

¹voir <http://root.cern.ch>

²On désigne par piédestal le niveau numérique moyen de sortie d'un convertisseur analogique numérique lorsqu'il n'y a pas de signal à l'entrée (ou que le signal d'entrée est le signal par défaut). La connaissance de ce piédestal est nécessaire pour effectuer la calibration de ce type de convertisseur.

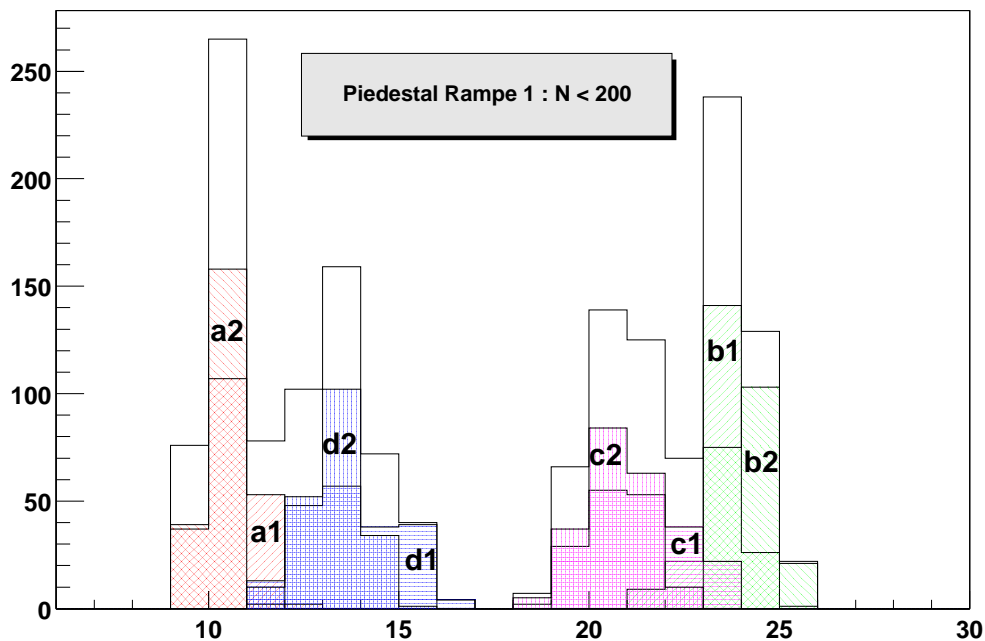


FIG. 4.4 : Exemple de distribution de piédestaux pour les ADC A, B, C et D. En abscisse figure la sortie numérique des ADC. On notera la différence légère des piédestaux pour ces 4 ADC lorsque la digitalisation est en phase ou non avec l'horloge à 50 MHz (indice 1 ou 2).

à 50 MHz notable. C'est pourquoi nous avons systématiquement effectué une soustraction de 8 piédestaux, calculés sur la ligne de base du signal, précédant une impulsion liée à un événement.

Enfin, le bruit constaté pour chaque ADC est de l'ordre de 1 canal³, voire moins. Une fois le calcul des piédestaux effectué, en combinant l'ensemble des ADC, nous obtenons un bruit également de l'ordre de 1 canal.

Ces tests ont été menés pour la carte prototype. Si l'une des préproductions CAEN a connu un problème important de bruit corrélé à l'horloge 50 MHz, la production finale des cartes montre un niveau de bruit comparable, même s'il est parfois légèrement supérieur à 1 canal.

À la figure 4.5 nous illustrons l'importance de la correction piédestale pour l'obtention d'une allure correcte du signal.

4.2.2 Déclenchement des événements

La carte FADC fonctionne à 50 MHz ; c'est à ce rythme qu'elle est capable de gérer un *trigger* entrant. Étant donné que cette carte échantillonne toutes les

³ On désigne ici par canal, l'unité de mesure relative au pas de quantification d'un système de numérisation. Il ne faut pas confondre le canal d'électronique (entrée d'un système numérique) et canal, unité de mesure de la sortie numérique d'un système de conversion.

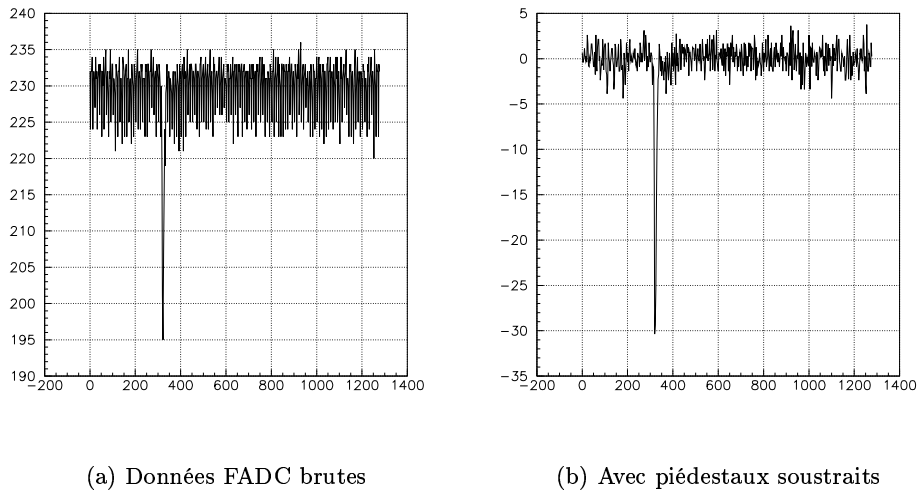


FIG. 4.5 : Mise en évidence de l'importance de la soustraction des piédestaux pour l'obtention d'une allure correcte des signaux, ceux-ci étant ici des impulsions négatives. En a), le signal est représenté avec les données brutes, les octets ayant tout de même été réordonnés; en b), les 8 piédestaux ont été calculés et soustraits.

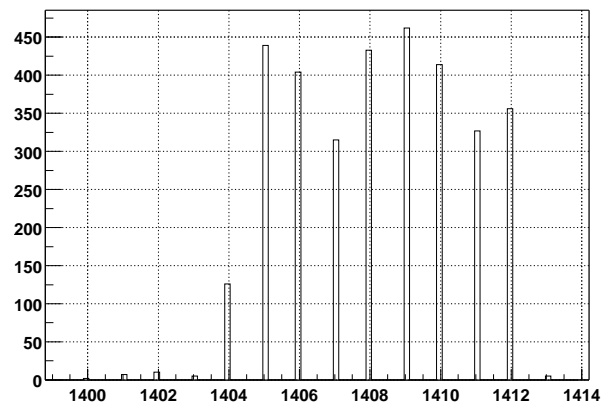


FIG. 4.6 : Exemple d'histogramme de numéro d'échantillon où le début d'un signal a été détecté par une méthode basée sur un seuil.

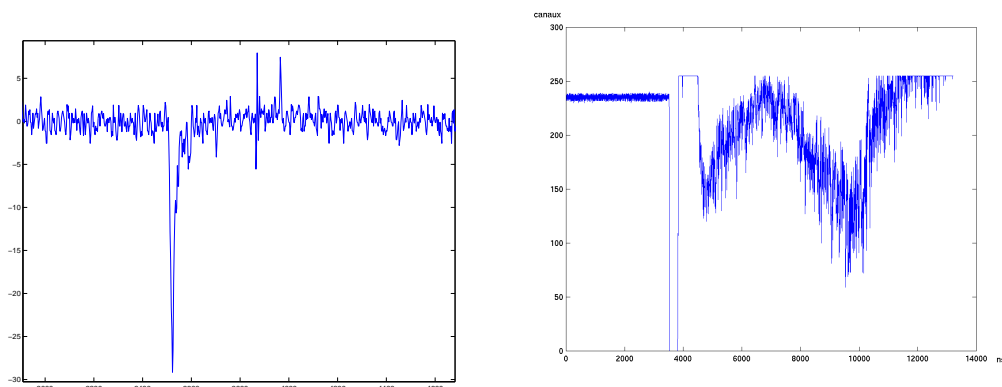
2,5 ns, les impulsions physiques peuvent commencer sur 8 échantillons consécutifs, comme on peut le voir sur la figure 4.6, entre le numéro d'échantillon 1405 et 1412. On constatera cependant qu'il arrive que quelques impulsions commencent en dehors de cette plage; cela est dû à l'imperfection de l'algorithme de reconnaissance du début d'impulsion, basé sur un seuil de détection.

Dans le cas de CTF III, plusieurs cartes ont été utilisées. Celles-ci ont été synchronisées (voir l'annexe C), c'est-à-dire que les horloges internes sont à la même fréquence et en phase. Ainsi, lorsqu'un *trigger* arrive, la position dans la page en cours de l'événement pour une carte est exactement la même pour une autre carte. Depuis la mise en place de ce système, nous n'avons constaté aucune désynchronisation entre les cartes sur les millions d'événements qui ont été enregistrés.

4.2.3 Allure des signaux

À la figure 4.7-a, nous pouvons trouver l'allure d'un signal typique dans CTF. Nous notons que le signal est un signal négatif et qu'il est suivi juste après par deux pics marqués et peu larges. Ces deux pics, vus au FADC, sont en fait dus à des réflexions créés et désormais identifiées dans l'ElecM mais pour lesquelles aucune solution n'a été trouvée; ils sont relatifs à des bascules de portes d'intégration commandant des ADC. Il est néanmoins possible d'éliminer ces pics lors de l'analyse des données.

Lorsqu'un muon traverse le liquide scintillant, le signal créé sature l'ensemble de l'électronique d'acquisition (voir figure 4.7-b). Le temps de relaxation est difficilement évaluable mais dépasse sans doute $50 \mu\text{s}$. Environ 1 muon par mètre carré par heure arrive à la profondeur du laboratoire souterrain du Gran Sasso. Compte tenu de la dimension de la sphère de liquide scintillant de CTF, environ 1 muon toutes les 20 minutes traverse la cible et sature de la sorte l'électronique d'acquisition, ce qui donne un temps mort induit du système d'environ $4 \cdot 10^{-8}$, complètement négligeable par rapport au temps mort créé par la machine d'acquisition (plus de 100 ms pour chaque événement).



(a) événement de l'ordre de 100 keV

(b) muon traversant le liquide scintillant

FIG. 4.7 : Allure typique d'événements dans CTF II, tel qu'ils sont enregistrés par le FADC. En abscisse figure le temps en nanosecondes et en ordonnée le niveau de digitalisation, 1 canal correspondant à 5 mV.

4.2.4 Reconstruction de l'énergie

4.2.4.1 Comparaison à l'électronique de Milan

Avec la voie qui digitalise la somme analogique totale des PM, nous pouvons créer un estimateur \tilde{E} de l'énergie E d'un événement. Cet estimateur est pris égal à l'intégrale du signal sur une certaine durée ; le temps d'intégration est ici choisi égal à 100 ns, c'est-à-dire 40 échantillons.

Le début du signal est identifié par un seuil ; soit i_0 le numéro de l'échantillon correspondant à ce début de signal. Si l'on note les piédestaux p_i , $i \in \llbracket 0; 8 \rrbracket$, et les échantillons a_i , nous avons :

$$\tilde{E} = \sum_{i=i_0}^{i<i_0+40} (a_i - p_{i[8]}) \quad (4.1)$$

où la notation $[N]$ signifie *modulo* N . Cette énergie s'exprime de cette manière en canaux*2,5ns. Dans la mesure où 1 canal ≈ 5 mV, et que la tension appliquée à l'entrée du FADC voit une résistance de 50Ω , notre énergie peut être exprimée en unité de charge de $2,5 \cdot 10^{-13}$ C.

Par ailleurs, l'énergie est évaluée tout autrement lors de l'analyse des données de l'ElecM. Celle-ci correspond à la somme des charges reçues sur tous les ADC, pour chaque voie. Ensuite, les données de calibration issues de *runs* laser permettent de trouver la correspondance $\sum \text{ADC}_i$ et nombre de photo-électrons.

À la figure 4.8, nous représentons notre estimateur de l'énergie comparé à

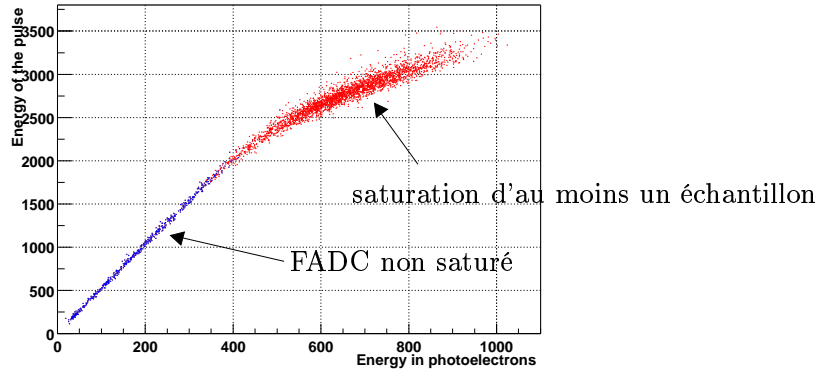


FIG. 4.8 : *Énergie estimée à partir des données du FADC (en unité de $2,5 \cdot 10^{-13}$ C) en ordonnées versus l'énergie estimée à partir des données de l'électronique de Milan (en photo-électrons) en abscisses.*

celui issu des données de l'ensemble des ADC de l'ElecM. Les événements choisis correspondent à des événements marqués groupe 1, non muon, non saturés lors de la numérisation par le FADC, dans le *run* 793 de CTF II, qui était un *run source*.

L'amplitude des signaux numérisés par le FADC est choisie afin d'avoir une saturation au-delà du MeV. Lorsque le signal est saturé, l'énergie calculée par la relation 4.1 est sous-estimée. Afin de corriger ce phénomène, nous supposons que le signal est triangulaire dans la zone saturée (voir figure 4.9). La nouvelle estimation tient compte alors de la nouvelle forme supposée pour le signal. En utilisant cette nouvelle estimation de l'énergie, nous pouvons corriger l'énergie vue par le FADC comme le montre la figure 4.10.

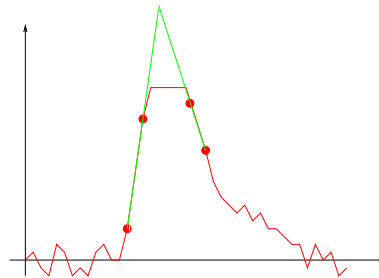


FIG. 4.9: Interpolation du signal saturé pour reconstruire l'énergie d'un événement.

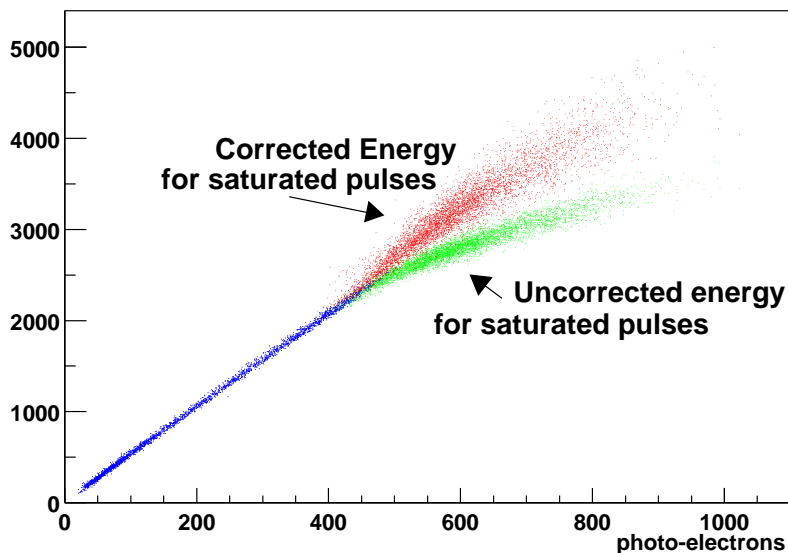


FIG. 4.10 : Correction de l'estimation de l'énergie lorsque le signal FADC est saturé. Nous comparons ici l'énergie estimée avec l'ElecP par rapport au nombre de photo-électrons vus par l'ElecM.

4.2.4.2 Résolution en énergie

Pour évaluer la résolution en énergie obtenue, il est commode d'utiliser un lot d'événements mono-énergétiques, lot pour lequel nous sommes sûrs de n'avoir aucune contamination. La sélection choisie est celle des candidats ^{214}Po du *run* avec source, numéro 793 ; cette sélection comprend 3265 événements. À la figure 4.11-a, nous donnons le spectre vu par CTF via l'électronique de Milan. Pour ce même lot, nous donnons le spectre vu par CTF via l'électronique FADC, à la figure 4.11-b. Les échelles absolues ne sont pas comparables. Mais, en normalisant, nous pouvons comparer les résolutions obtenues :

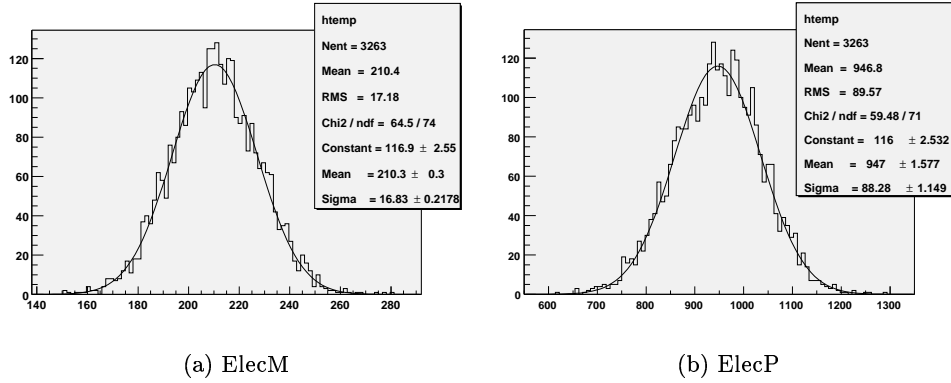


FIG. 4.11 : Spectre du ^{214}Po vu par les deux électroniques. Pour l'ElecM l'énergie est exprimée en photo-électrons, tandis que pour l'ElecP, l'unité est exprimée en unité de $2,5 \cdot 10^{-13} \text{ C}$.

– pour l'ElecM, $\left\{ \begin{array}{l} \text{Moy} = 210,3 \\ \sigma = 16,8 \end{array} \right.$ soit une résolution

$$\left. \frac{\Delta E}{E} \right|_{\text{Milan}} = 8,0\%$$

– pour l'ElecP, $\left\{ \begin{array}{l} \text{Moy} = 947 \\ \sigma = 88 \end{array} \right.$ soit une résolution

$$\left. \frac{\Delta E}{E} \right|_{\text{Paris}} = 9,3\%$$

La résolution en énergie de l'ElecP est comparable à celle de l'ElecM, bien que moins bonne. Mais les FADC sont installés sur CTF non pour améliorer la résolution en énergie mais pour les tester, valider le fonctionnement voire apporter des informations perdues dans l'ElecM. En outre, ils seront utilisés à terme dans Borexino pour se concentrer sur les événements à plus haute énergie, mal mesurés par l'électronique standard. En revanche, sur CTF, compte tenu de la résolution obtenue, nous pourrions l'utiliser tout de même comme estimateur correct l'énergie vue par le FADC.

Cependant, si la résolution de l'ElecM et de l'ElecP sont comparables, elle devrait être liée uniquement au nombre de photo-électrons. Comme l'énergie est proportionnelle à ce nombre de photo-électrons, $E \propto N_{\text{pe}}$, nous devrions avoir :

$$\left. \frac{\Delta E}{E} \right|_{\text{théo}} = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{pe}}}} = 6,9\%.$$

La différence entre résolution théorique et résolution effective en énergie nécessite l'introduction d'un facteur correctif dans la résolution en $1/\sqrt{N_{\text{pe}}}$ afin de retrouver la résolution effective du détecteur (voir [Borexino collaboration 1998]). L'origine de cette différence n'est pas comprise. Mais CTF a été conçu pour

tester uniquement la basse radioactivité ; l'influence des différents étages d'électronique sur la résolution effective en énergie n'a pas été systématiquement étudiée.

4.2.5 Déconvolution du signal

Tout particulièrement lorsque le signal présente une grande impulsion, le signal numérisé est déformé et présente un rebond dans le domaine positif (dont l'archétype est la réponse au passage d'un muon dans la cible, figure 4.7-b). Cette réponse est due à la présence d'une capacité de découplage de la haute tension du signal des photomultiplicateurs. J'ai effectué des essais, haute tension couplée, afin de connaître la réponse impulsionnelle de l'électronique d'entrée de CTF. Je donne à la figure 4.12 la réponse à un échelon. À partir de cette

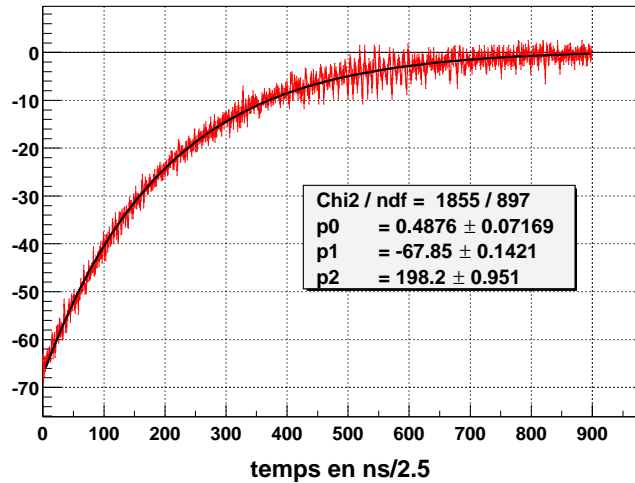


FIG. 4.12 : Réponse à un échelon de l'électronique de CTF. Ajustement de la réponse par une fonction $p[0] + p[1] \cdot e^{-t/p[2]}$. Les erreurs estimées sur les échantillons sont de 1,0 en ordonnées et 0,0 en abscisse, pour l'estimation du χ^2 .

information, nous proposons le modèle le plus simple reflétant la réponse de l'électronique d'entrée de CTF. Il s'agit d'un circuit RC tel que celui présenté à la figure 4.13. La fonction de transfert de ce schéma équivalent est :

$$H(j\omega) = \frac{V_s}{V_e} = \frac{R}{R + \frac{1}{jC\omega}}$$

On en déduit que l'équation différentielle que suit V_s en réponse à un échelon, pour $t > 0$:

$$RC \frac{dV_s}{dt} + V_s = 0$$

Donc V_s suit une loi $V_s(t) = V_s^0 \cdot e^{-t/\tau}$ où $\tau = RC$. L'ajustement que nous avons effectué à la figure 4.12 permet de retrouver la constante :

$$\tau = (198,2 \pm 0,952) * 2,5 \text{ ns} = 495,5 \pm 2,5 \text{ ns}$$

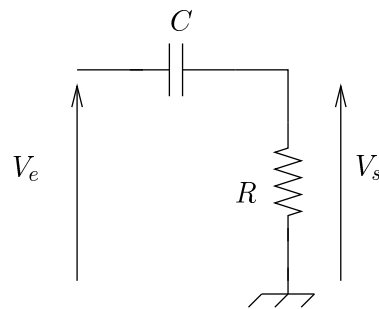


FIG. 4.13 : Schéma équivalent élémentaire de l'électronique de CTF.

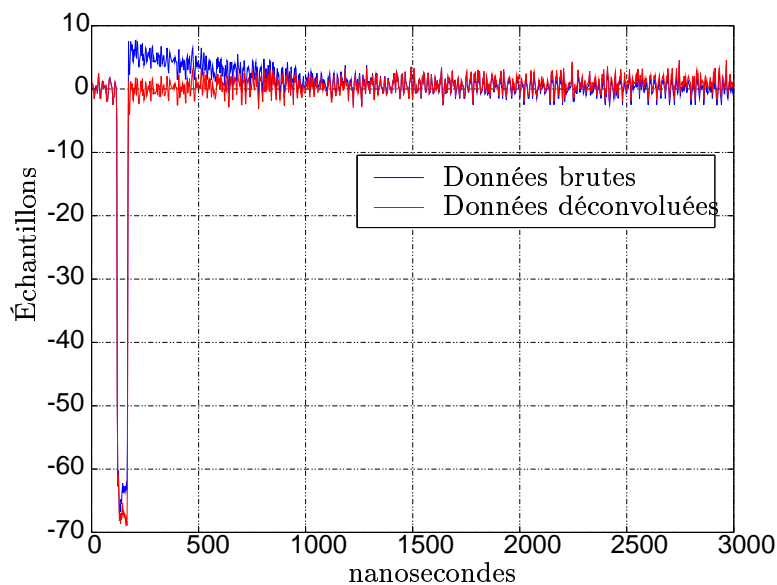


FIG. 4.14 : Réponse de l'électronique de CTF à une impulsion courte (en bleu) et signal déconvolué (en rouge).

La constante de temps τ trouvée est vraisemblable compte tenu des composants utilisés (charge sour 50 Ω , capacité de découplage haute tension de l'ordre de 10 nF).

Dès lors, à partir de la connaissance de τ et de la numérisation de V_s , nous pouvons retrouver V_e car

$$V_e = V_s + \frac{1}{\tau} \int_0^t V_s(u) du$$

Nous présentons aux figures 4.14 et 4.15 les signaux originaux V_s et l'estimation de V_e , à partir de la connaissance faite de τ .

Nous donnons enfin à la figure 4.16 un exemple de signal réel issu de CTF sur lequel nous avons appliqué cette déconvolution. Nous constatons tout d'abord que le rebond dans le domaine positif n'a plus lieu. L'allure de la décroissance est

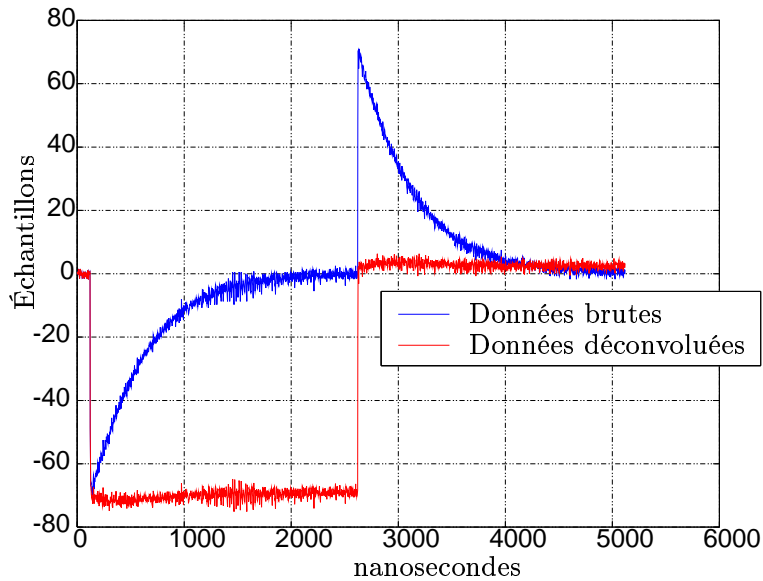


FIG. 4.15 : Réponse de l'électronique de CTF à un signal carré (en bleu) et signal déconvolué (en rouge).

mieux respecté. Cependant, la ligne de base de retour du signal n'est pas tout-à-fait correcte, d'autant plus que le signal est grand. À l'extrême, il arrive que le rebond du signal soit saturé, auquel cas la déconvolution ne fonctionne plus convenablement. En outre, il arrive que les piédestaux soient mal évalués (cas d'une ligne de base trop courte par exemple). Dans ce cas, la valeur moyenne de V_s n'est plus nulle et l'estimateur de V_e dérive à cause de l'intégration temporelle du signal.

4.3 Niveau de contamination radioactive dans CTF : apport des données FADC

Compte tenu de la longueur des chaînes de désintégration de $^{235}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$ ou bien $^{232}_{90}\text{Th}$, il n'est pas possible d'identifier dans un spectre chaque élément. L'évaluation d'une contamination radioactive de ce type dans le scintillateur nécessite la mesure du taux d'isotopes particuliers et non d'une chaîne entière. Pour la chaîne de $^{238}_{92}\text{U}$, un bon marqueur est le BiPo 214 tandis que pour la chaîne du $^{232}_{90}\text{Th}$, il s'agit du BiPo 212. Ces isotopes ($^{214}_{83}\text{Bi}$ et $^{212}_{83}\text{Bi}$) ont pour propriété de se désintégrer en Polonium ($^{214}_{84}\text{Po}$ et $^{212}_{84}\text{Po}$), isotope à faible demi-temps de vie (respectivement $160\mu\text{s}$ et 450ns). Ces coïncidences sont détectables car très caractéristiques. Sous l'hypothèse d'équilibre séculaire de ces chaînes radioactives, nous pouvons revenir à la contamination totale de ces chaînes.

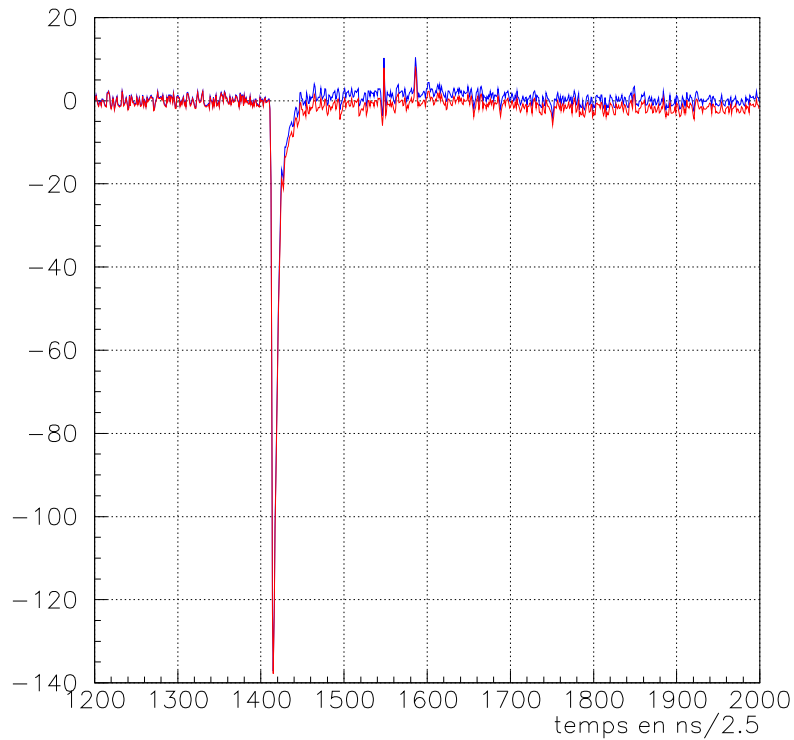


FIG. 4.16 : Exemple d'événement numérisé par le FADC (en bleu) puis déconvolué (en rouge).

4.3.1 Cas du BiPo 212 dans CTF II

La mesure du BiPo 212, aussi appelé BiPo court, présente une difficulté liée au faible temps de coïncidence. En effet, le temps caractéristique de décroissance du $^{212}_{84}\text{Po}$ est d'environ 450 ns. Or pour des coïncidences de l'ordre de quelques centaines de nanosecondes, l'électronique principale possède beaucoup d'artéfacts. Ceux-ci sont essentiellement dus à l'autorisation d'ouverture du groupe 2 (après 50 ns) et des cas de redéclenchement de l'électronique, créant des accumulations de *triggers* (vers 150 ns).

À la figure 4.17, nous représentons l'histogramme des coïncidences courtes dans CTF II, pour l'ensemble des *runs* valides allant du *run* 758 au *run* 788, le détecteur étant entièrement rempli de PXE. Dans cet histogramme, nous avons supprimé les événements pour lesquels il y avait un marquage muon. Nous constatons que nous ne pouvons utiliser directement cet histogramme pour la recherche de BiPo court sans effectuer des coupures en temps de coïncidence, car les accumulations en dessous de 200 ns sont vraisemblablement dû à des artéfacts ; en outre, cette distribution n'est pas exponentielle dans cette gamme de temps de coïncidence, comme ce devrait être le cas pour un lot de candidats BiPo 212.

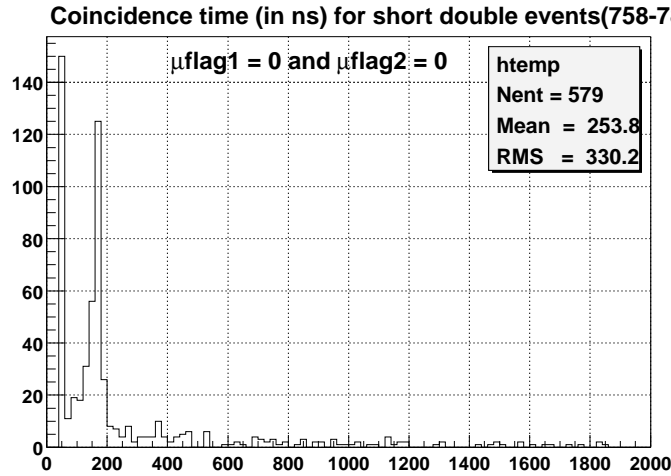


FIG. 4.17 : Histogramme des coïncidences courtes dans CTF II, pour des événements non marqués muons. Noter les deux accumulations en dessous de 200 ns qui correspondent vraisemblablement à des artéfacts.

Il est nécessaire d'effectuer une coupure telle que la coïncidence dt soit comprise entre 240 ns et 3000 ns $\approx 10\tau_{212\text{Po}}$. De plus, nous devons effectuer une coupure en énergie pour le second événement en coïncidence car il doit s'agir d'une particule α , mono-énergétique, attendue vers 360 p.e.⁴. Dans ce cas, pour l'ensemble des *runs* utilisés, nous n'obtenons que 24 événements candidats. Ce faible nombre est notamment dû à la perte d'efficacité par la coupure sur le temps de coïncidence. L'efficacité de la coupure est :

$$\text{eff} (240 \text{ ns} < dt < 3 \mu\text{s}) = 58\%$$

En réduisant la borne inférieure de cette coupure, nous pourrions gagner en efficacité.

Mais, comme la coupure choisie était essentiellement imposée par des problèmes de déclenchement d'électronique, nous allons utiliser le FADC comme détecteur d'artéfact. Les données issues de la numérisation effectuée par le FADC vont ainsi permettre de disposer d'un oscilloscope *a posteriori* et doivent permettre de comprendre les artéfacts. Malheureusement, sur CTF II, tous les *runs* n'étaient pas enregistrés par le système FADC car celui-ci n'était pas lancé automatiquement, mais manuellement. Nous ne disposons que des *runs* 777, 779, 784, 785 et 786. Compte tenu du haut taux d'artéfacts de *trigger* constatés dans l'histogramme de la figure 4.17, nous pouvons attendre dans ces *runs* de nombreux cas d'événements fortuits. Pour tous les *runs* dont nous disposons, parmi les quelques 250 000 événements enregistrés par le FADC, j'ai extrait l'ensemble des événements pour lesquels la coïncidence était marquée en dessous de 300 ns. Tous ces événements sont à la figure 4.18. Ces 5 *runs* correspondent à un temps

⁴ p.e. pour photo-électrons.

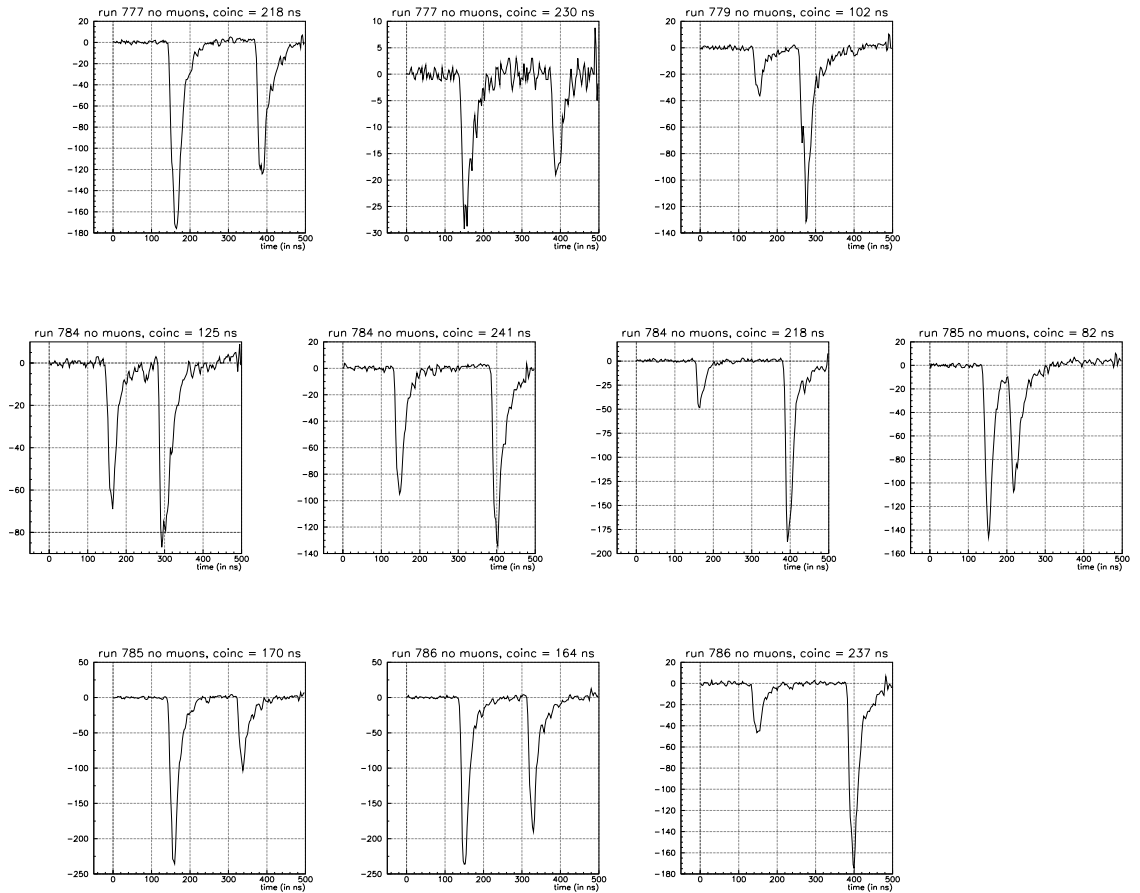


FIG. 4.18 : Ensemble des signaux de coïncidence courte pour les runs 777, 779, 784, 785 et 786, tels qu'ils sont vus par le FADC.

de fonctionnement du détecteur de 188 h 36' ; le temps mort induit par l'acquisition est de l'ordre de 150 ms par événement vu par l'électronique de Milan, soit 10 h 19'.

Tout d'abord aucun de ces événements ne présente d'artéfact particulier. Ensuite, leur nombre et les coïncidences qui ont lieu ne correspondent pas à l'histogramme de la figure 4.17. Les artéfacts vus n'ont donc pas eu lieu pour ces *runs*. Un examen pour chaque *run* montre que le *run* 764 est à incriminer car il présente un taux anormal de coïncidence ultra-courtes. En l'excluant de l'analyse, la distribution des temps de coïncidence redevient correcte ; elle est présentée figure 4.19. En excluant ce *run*, on peut abaisser la borne de la coupure inférieure en temps de coïncidence et l'efficacité liée à la coupure devient :

$$\text{eff} (50 \text{ ns} < dt < 2 \mu\text{s}) = 88\%$$

En utilisant les autres coupures :

- pas de marquage muon,

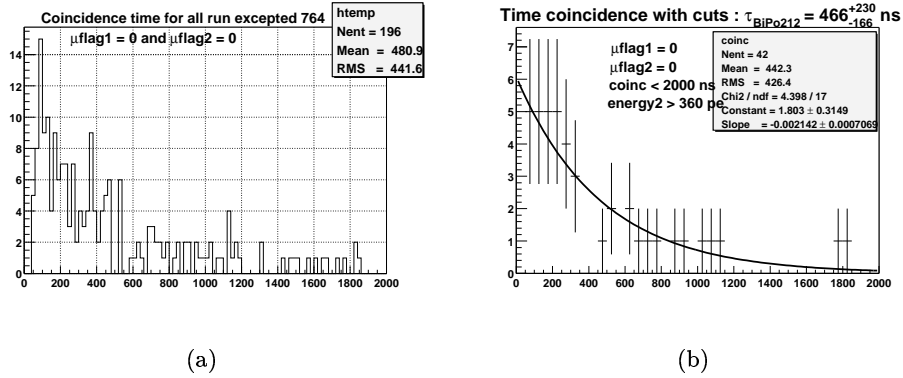


FIG. 4.19 : Histogramme des temps de coïncidence courts hors run 764. Pas de coupure en a), et coupures pour recherche de BiPo courts en b).

– énergie du second événement au-delà de 360 p.e. (efficacité de 50%), nous obtenons la distribution de coïncidence de la figure 4.19–b) contenant 42 événements. Cette plus importante population permet d’effectuer l’ajustement de la distribution de coïncidence qui donne :

$$\tau_{83}^{212}\text{Bi} = 466_{-166}^{+230} \text{ ns}$$

en accord avec la valeur nominale de 450 ns.

Sur la période considérée, le temps de fonctionnement du détecteur est d’environ 775 h (l’imprécision vient du fait que pour de nombreux *runs*, l’heure de fin n’est pas connue avec précision). Le temps mort sur cette période est lié au nombre d’événements, 1 623 200, soit 67 h 38’. L’efficacité totale est de 44%. Ainsi, nous obtenons un taux de BiPo court :

$$\rho_{\text{BiPo}212} = 3,75 \pm 0,6 \pm 0,2 \cdot 10^{-5} \text{ Hz}$$

Les erreurs systématiques sont dominées par la connaissance du temps de fonctionnement du détecteur durant cette période.

Lorsque l’on connaît le taux de désintégrations ρ , en supposant un équilibre séculaire de la chaîne associée issue d’un isotope initial R_0 (de masse molaire M_0 de temps de vie caractéristique $\tau = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$, la contamination en équivalent R_0 , exprimée en grammes de R_0 par gramme de scintillateur (de masse m_{sc} en grammes) est :

$$c_{R_0} = \frac{\rho \cdot \tau \cdot M_0}{N_A \cdot m_{\text{sc}}} \quad (4.2)$$

Ainsi la contamination équivalente en ${}^{232}_{90}\text{Th}$ lorsque le taux de comptage du BiPo court est de 1 par jour et par tonne est :

$$c_{90}^{232}\text{Th} (1 \text{ coup BiPo } 212/\text{j/t}) = 2,8 \cdot 10^{-15} \text{ g/g}$$

car $\tau_{90}^{232}\text{Th} = 2,0 \cdot 10^{10}$ ans et le nombre d’Avogadro est $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ g/mol.

Dans l'hypothèse d'une chaîne du $^{232}_{90}\text{Th}$ équilibrée, la concentration équivalente est :

$$c_{^{232}_{90}\text{Th}} = 2,28 \pm 0,35 \pm 0,12 \cdot 10^{-15} \text{ g/g}$$

En tenant compte du facteur d'embranchement du BiPo court de 60 %, la contamination devient :

$$c_{^{232}_{90}\text{Th}} = 3,8 \pm 0,6 \pm 0,2 \cdot 10^{-15} \text{ g/g}$$

L'évaluation de cette contamination en $^{232}_{90}\text{Th}$ est à comparer à celle de [Göger-Neff 2001], qui donne, pour des laps de temps plus courts :

$$\begin{aligned} c_{^{232}_{90}\text{Th}} &= (3,9 \pm 4,3) \cdot 10^{-16} \text{ g/g (run 773-780)} \\ &= (4,0 \pm 4,4) \cdot 10^{-16} \text{ g/g (run 783-789)} \end{aligned}$$

Ces dernières mesures possèdent des erreurs du même ordre de grandeur que la mesure, erreurs élevées dues essentiellement au faible nombre d'événements utilisés. Ces dernières mesures sont certes compatibles avec zéro ; mais nous montrons avec notre lot d'événements que le taux de $^{232}_{90}\text{Th}$ est incompatible avec zéro à plus de 4σ .

4.3.2 Cas du BiPo 214

4.3.2.1 CTF II, contamination en $^{238}_{92}\text{U}$

L'évaluation du taux de BiPo 214, aussi appelé BiPo long, est moins difficile, étant donné que le temps de coïncidence n'est plus critique pour l'acquisition. Le FADC ne fait pas d'apport sur la connaissance de la contamination en $^{238}_{92}\text{U}$. Dans [Göger-Neff 2001], on trouvera :

$$c_{^{238}_{92}\text{U}} = (1,7 \pm 0,4) \cdot 10^{-15} \text{ g/g}$$

En reprenant la relation 4.2, nous obtenons, avec $\tau_{^{238}_{92}\text{U}} = 6,49 \cdot 10^9$ ans :

$$c_{^{238}_{92}\text{U}} (1 \text{ coup BiPo 214/j/t}) = 9,4 \cdot 10^{-16} \text{ g/g}$$

Pour le même lot de *runs* que pour l'analyse sur le BiPo court, nous obtenons 1563 événements BiPo longs avec pour coupures :

- en énergie du groupe 2, 200 p.e. < E < 400 p.e. ;
- en temps, la coïncidence dt telle que $1 \mu\text{s} < dt < 1 \text{ ms}$;
- pas de marquage muon ni pour le groupe 1 ni pour le groupe 2.

Les spectres en énergie du premier et du second événements sont donnés à la figure 4.20. La distribution du temps de coïncidence entre les événements est donnée à la figure 4.21. On peut en déduire le temps de vie du $^{214}_{84}\text{Po}$ qui est

$$\tau_{^{214}_{84}\text{Po}} = 230,2^{+7,7}_{-7,2} \mu\text{s}$$

Compte tenu de l'ajustement gaussien du spectre en énergie de la décroissance du $^{214}_{84}\text{Po}$ (*cf.* figure 4.20-b), et de l'ajustement de la distribution du temps de vie du $^{214}_{84}\text{Po}$, nous pouvons en déduire les efficacités des coupures utilisées :

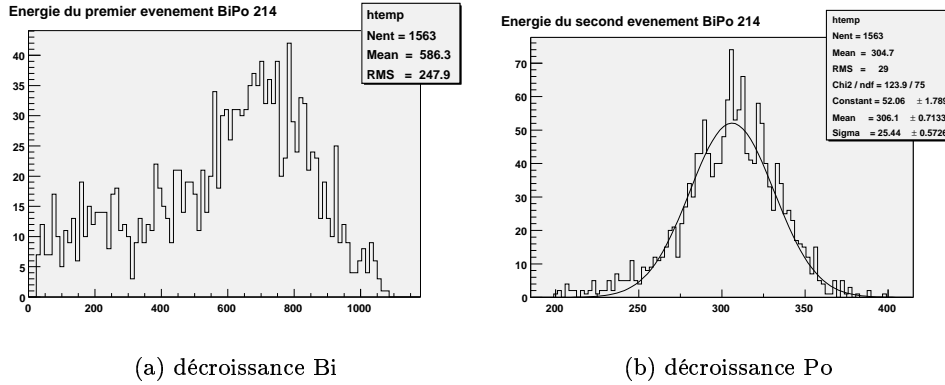


FIG. 4.20 : Spectre de la décroissance β du $^{214}_{83}\text{Bi}$ en a) et α du $^{214}_{84}\text{Po}$ en b), exprimé en photo-électrons.

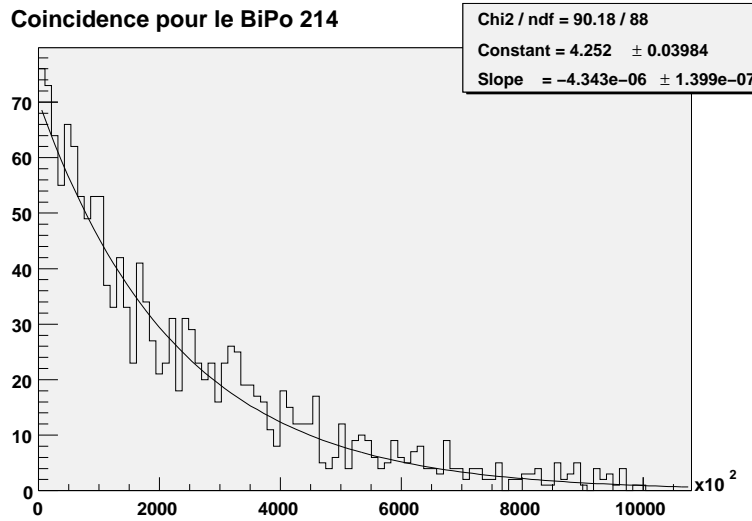


FIG. 4.21 : Histogramme du temps de vie du $^{214}_{84}\text{Po}$, en nanosecondes.

- coupure en énergie pour la seconde particule, $(1 - 1,8 \cdot 10^{-7}) \approx 100\%$;
 - coupure en temps sur le temps de coïncidence, 98,3% ;
- soit une efficacité totale de 98,3%.

Nous en déduisons une contamination équivalente moyenne en $^{238}_{92}\text{U}$ de

$$c_{^{238}_{92}\text{U}} = 1,27 \pm 0,03 \pm 0,06 \cdot 10^{-14} \text{ g/g}$$

Cette contamination est évaluée sur la durée totale de fonctionnement de CTF II, contenant 4 tonnes de PXE. Si l'on ne considère que les derniers *runs* (783 à 788, correspondant à 6,32j), nous obtenons 192 candidats, correspondant à une contamination :

$$c_{^{238}_{92}\text{U}} = 3,1 \pm 0,22 \pm 0,15 \cdot 10^{-14} \text{ g/g}$$

L'évaluation de cette contamination prend l'ensemble du détecteur en compte,

ce qui n'était pas le cas de la mesure que nous avons présenté ci-dessus, issue de [Göger-Neff 2001], donnant $c_{238\text{U}} = (1,7 \pm 0,4) \cdot 10^{-15}$ g/g. En effet, cette concentration a été calculée avec une coupure supplémentaire, excluant un cylindre central contaminé pour des raisons actuellement inconnues ; cette coupure était justifiée afin d'évaluer le taux de contaminant que les purifications chimiques étaient capables d'atteindre. Notre mesure, incluant l'ensemble de CTF, indique, elle, une contamination globale, qui est donc bien plus importante. Nous donnons à la figure 4.22 l'allure de cette contamination selon un cylindre central, dans CTF II.

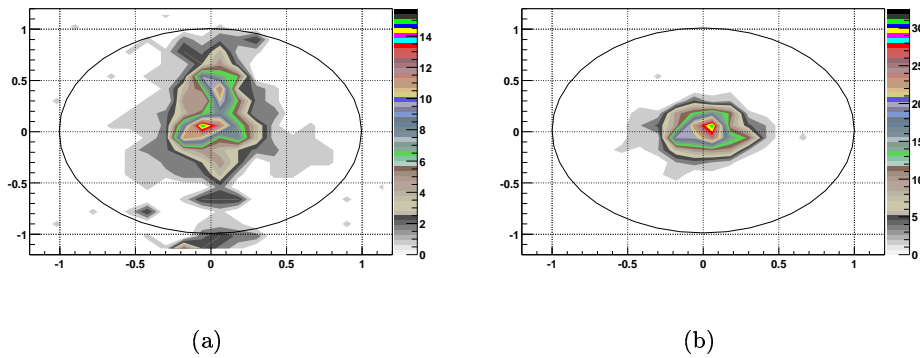


FIG. 4.22 : Allure de la contamination spatiale dans CTF II, de structure cylindrique, pour les runs de 783 à 788 ; a) vue de face : en abscisse nous avons l'horizontale x et en ordonnée la verticale z ; b) vue de dessus, en abscisse x et en ordonnée y ; les échelles sont en mètres. Le volume de liquide scintillant est schématisé par un cercle de rayon de l'ordre de 1 mètre.

4.3.2.2 CTF II, runs source et discrimination α/β

Les runs source possèdent un grand nombre d'événement de type BiPo 214. Aussi, nous pouvons extraire des données des populations BiPo 214 et obtenir ainsi des lots quasiment purs en β (dûs aux $^{214}_{83}\text{Bi}$) et en α (dûs aux $^{214}_{84}\text{Po}$). Il est donc possible d'exploiter ces runs afin de regarder la possibilité de discrimination α/β avec les données FADC.

La discrimination est faite ici par comparaison de l'allure des signaux ou PSD (pour *Pulse Shape Discrimination*), utilisant la variable discriminante θ , rapport entre charge arrière et charge totale :

$$\theta = \frac{\int_0^{t_{\text{int}}} q(t) dt}{\int_0^{t_{\text{int}}} q(t) dt}$$

que nous utilisons également au 5.4.2. Pour évaluer la performance de cet algorithme de discrimination, nous introduisons le facteur de mérite de la discrimi-

nation

$$M = \frac{\text{Moy}(\theta_\alpha) - \text{Moy}(\theta_\beta)}{\sqrt{\sigma_\alpha^2 + \sigma_\beta^2}}$$

Ensuite, pour un *run* avec une source, nous appliquons la discrimination pour plusieurs temps d'intégration et pour une charge arrière variable. Nous représentons le facteur de mérite de la discrimination en fonction de ces deux paramètres à la figure 4.23.

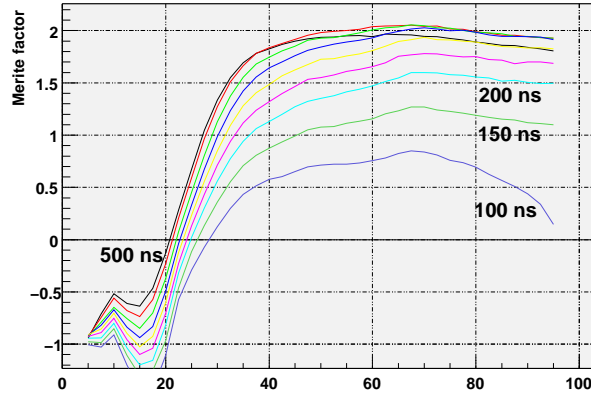


FIG. 4.23 : Facteur de mérite M de discrimination entre particules α et β , en fonction du temps d'intégration t_{int} et de la charge arrière considérée, celle-ci étant exprimée en fonction de t'_0 , en abscisse.

Nous souhaitons ensuite comparer les performances de la discrimination utilisant les données du FADC aux données issues des ADC dits α/β de l'ElecM. Nous comparons à la figure 4.24 le paramètre θ pour l'ElecP et pour celle de l'ElecM, pour des charges arrières définies sur 32 ns et 48 ns après le début du signal. Dans le cas des données FADC, les unités de temps ont lieu chaque 2,5 ns. Aussi, nous ne pouvons pas reconstituer parfaitement les 32 ns et 48 ns de l'ElecM.

La comparaison de ces distributions de variable discriminante indique :

- Pour 32 ns de décalage, $M_{32}(\text{Paris}) = 1,68$ et $M_{32}(\text{Milan}) = 3,54$
- Pour 48 ns de décalage, $M_{48}(\text{Paris}) = 1,70$ et $M_{48}(\text{Milan}) = 1,93$

Les performances de discrimination sont très comparables lorsque le décalage est choisi à 48 ns. En revanche, l'électronique de Milan donne un bien meilleur pouvoir de discrimination dans le cas d'un décalage de 32 ns, alors que nous sommes, avec le FADC, dans les mêmes conditions d'évaluation de la discrimination (intégration sur 500 ns, décalage de 32 ns). Si nous regardons la dépendance entre l'énergie et le paramètre discriminant pour un décalage de 32 ns et 48 ns, dans le cas des deux électroniques, nous obtenons les figures 4.25. Nous constatons alors que pour le PSD 48 ns, le comportement en fonction de l'énergie de la variable discriminante θ est similaire entre les deux électroniques. Il n'en va pas de même pour le PSD 32 ns. Dans ce cas, on peut notamment constater qu'il n'y a pas d'indépendance entre θ et énergie pour les α , *i.e.* le groupe 2, alors que c'est le

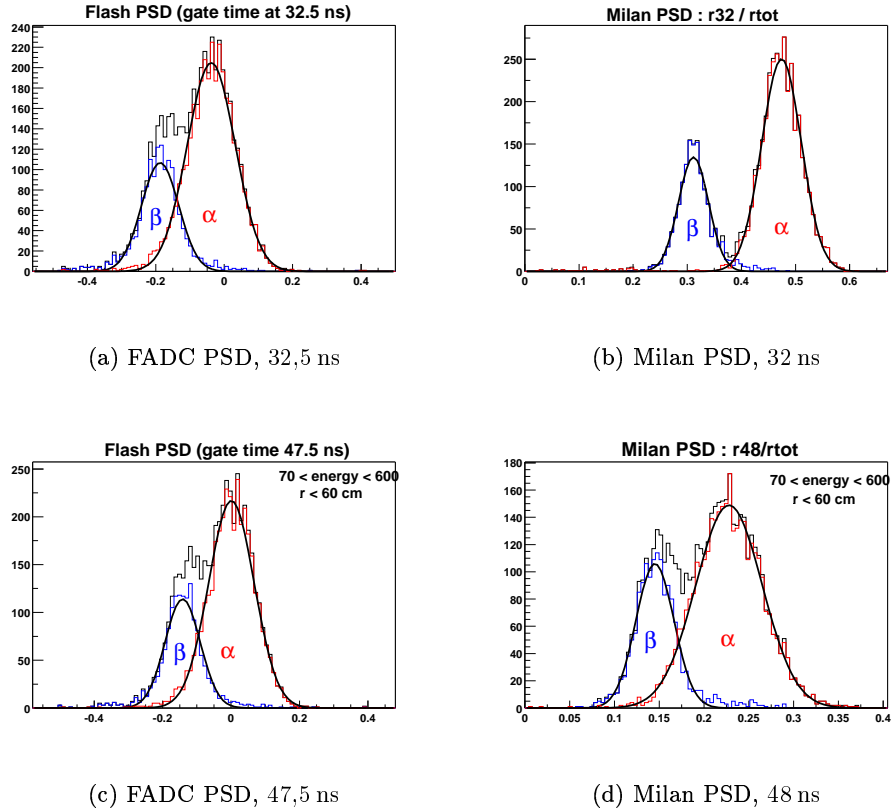


FIG. 4.24 : Comparaison de la performance de discrimination de θ venant des données issues de l'ElecP et de l'ElecM.

cas pour les β , comme le montre le tracé de θ en fonction de l'énergie pour le groupe 1, dans une grande plage d'énergie.

En fait, la fabrication de θ pour le groupe 2 est indépendante de θ du groupe 1 ; il s'agit d'ADC distincts. Une légère différence de calibration peut entraîner de tels écarts. Ce n'est en revanche pas le cas pour l'électronique à base de FADC car celle-ci n'utilise qu'une seule et même voie d'acquisition. Sa calibration n'a pas d'influence sur le comportement relatif entre le premier et le second événements d'une coïncidence.

C'est pourquoi nous sommes amenés à penser que :

- le liquide scintillant permet une discrimination intrinsèque avec un facteur de mérite de l'ordre de 2, avec une méthode fondée sur le rapport de charge arrière sur charge avant ;
- l'utilisation deux modules distincts entre groupe 1 et groupe 2 pour l'évaluation de la performance de discrimination d'un liquide doit être abandonnée au profit d'une électronique unique, afin de ne pas être soumis aux aléas d'une calibration imparfaite.

Nous utilisons donc dans la suite, une discrimination n'utilisant que les données issues du FADC.

Pour CTF II, dans le PXE, pour le *run source 793*, nous sélectionnons les

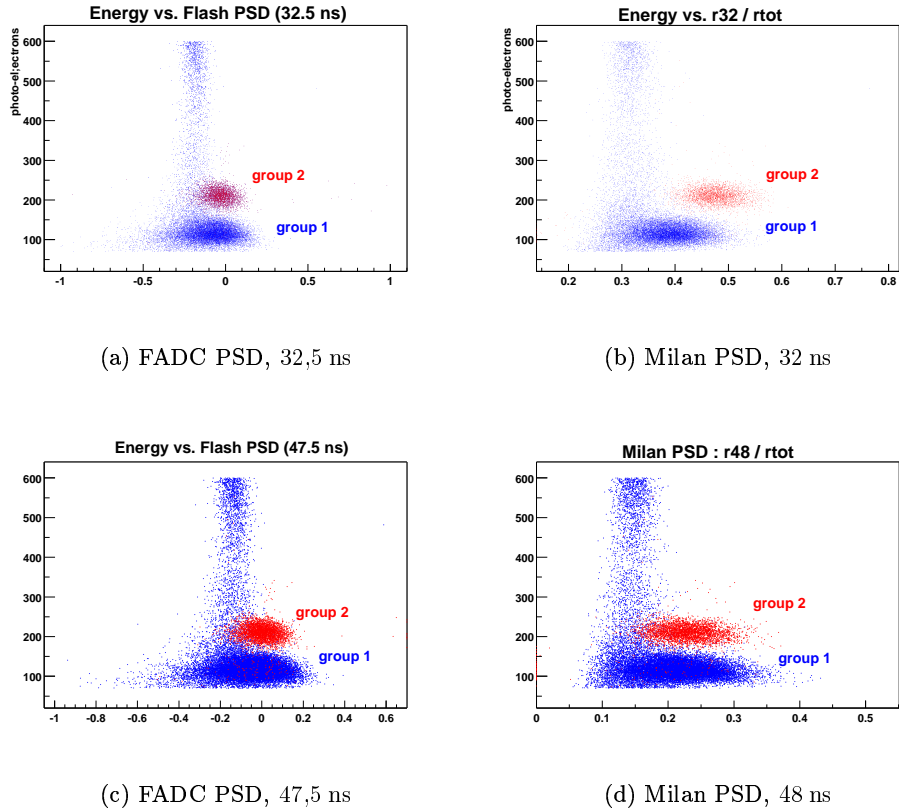


FIG. 4.25 : Comparaison entre les discriminations apportées par la variable θ , à partir des données issues de l'ElecM et l'ElecP en fonction de l'énergie.

événements doubles pour lesquels :

- la synchronisation des données issues des deux électroniques est réalisée ;
- la position du signal dans les enregistrements FADC est standard ;
- la coïncidence est comprise entre $1 \mu\text{s}$ et 1ms ;
- l'énergie des événements est comprise entre 70 p.e. et 600 p.e. ;
- l'événement se trouve à une position telle que sa distance au centre est inférieure à 60 cm.

Cette sélection permet d'extraire 4629 événements, dont 1349 β et 3280 α . Les β sont moins nombreux car leur spectre large est coupé par notre sélection en énergie, ce qui ne s'applique pas aux α , monoénergétiques.

Dans ce cas, plutôt que d'utiliser comme variable discriminante celle correspondant à ce que donne l'électronique à base d'ADC de Milan,

$$\theta_1 = \frac{\int_{48 \text{ ns}}^{548 \text{ ns}} q(t) dt}{\int_{0 \text{ ns}}^{500 \text{ ns}} q(t) dt}$$

nous utilisons le calcul de la vraie charge arrière d'un signal de 500 ns avec un décalage de 47,5 ns, qui ne dure donc que 452,5 ns. L'utilisation de ce paramètre

donne de meilleurs résultats. Ce nouveau paramètre est :

$$\theta_2 = \frac{\int_{47,5 \text{ ns}}^{500 \text{ ns}} q(t) dt}{\int_{0 \text{ ns}}^{500 \text{ ns}} q(t) dt}$$

Nous représentons θ_2 à la figure 4.26. Nous obtenons pour une coupure à $-0,092$

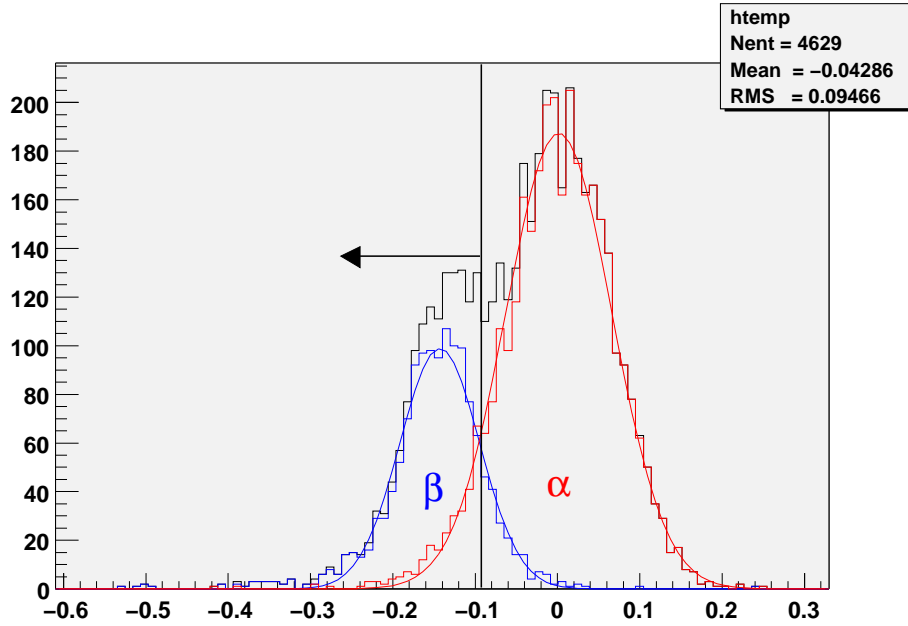


FIG. 4.26 : Variable θ_2 pour les populations α et β sélectionnées à partir d'un run source.

sur θ_2 un nombre de particules α et β :

$$\begin{cases} n_\alpha = 283 \\ n_\beta = 1165 \end{cases}$$

En renormalisant les populations, nous concluons qu'il s'agit d'une contamination de 10% de particules α parmi les β et une efficacité de détection de 86%.

4.3.3 Redéclenchements dans CTF III

4.3.3.1 Mesure du BiPo long au début de CTF III

Le remplissage de CTF III en PC a pris fin le 28 novembre 2001. Le premier run avec l'intégralité du scintillateur (4268 litres) est fondamental car il donne une idée du bruit de fond à attendre pour les semaines à venir. Il s'agit du run 2047.

Les techniques déjà évoquées au 4.3.2 permettent d'évaluer avec l'ElecM le taux de BiPo long. Le temps de fonctionnement effectif de ce run est 6670 s. Avec les coupures :

- coïncidence temporelle, $5 \mu\text{s} < dt < 1 \text{ ms}$, $\text{eff}_{dt} = 96,6\%$;

- énergie du second événement, $200 \text{ p.e.} < E_2 < 400 \text{ p.e.}$, $\text{eff}_{E_2} \approx 100\%$;
- pas de marquage muon sur aucun des deux événements en coïncidence.

Dans ses conditions, nous comptons 106 événements candidats, correspondant à 1373 événements par jour, soit une activité de $3,86 \text{ mBq/m}^3$ compte tenu de l'efficacité des coupures.

Cependant, nous pouvons noter qu'il existe des coïncidences multiples. Pour une coïncidence triple par exemple, les deux premiers événements sont entièrement traités par l'électronique du groupe 1 puis du groupe 2 ; pour le troisième événement, nous ne connaissons que le temps d'occurrence, grâce au *Long Range* TDC. Mais nous disposons pour ce *run* 2047 comme pour la plupart des *runs* de CTF III des données issues du FADC. Aussi, pour les coïncidences supplémentaires, nous pouvons chercher quelles sont les données issues de l'ElecP.

Ainsi, en utilisant ces données FADC, nous constatons que parmi les coïncidences triples ou plus, nous pouvons sélectionner 87 événements supplémentaires qui remplissent les conditions précédentes. Nous donnons à la figure 4.27 les caractéristiques de ces candidats ^{214}Po resélectionnés parmi les événements

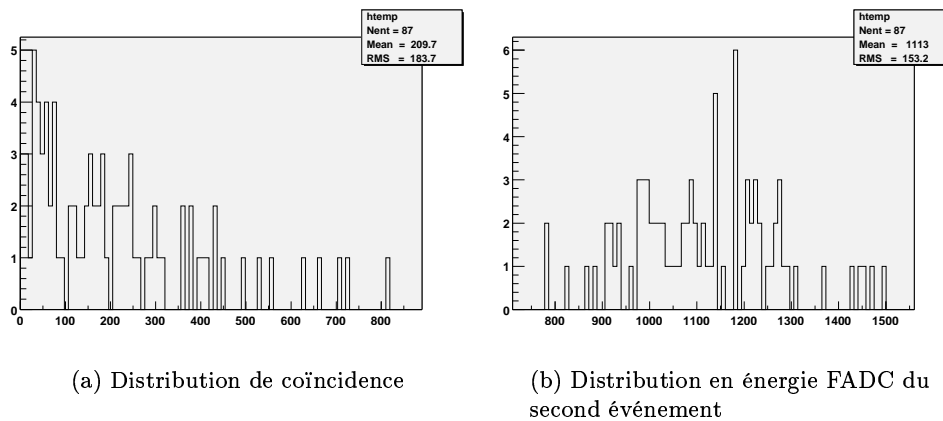


FIG. 4.27 : Temps de coïncidence et énergie du second événement parmi les coïncidence triple ou au-delà, candidats ^{214}Po .

multiples. À partir de ces données nous pouvons effectuer une correction à la contamination précédemment donnée. Nous avons désormais 193 candidats BiPo longs. Ce qui correspond à une activité de $6,78 \text{ mBq/m}^3 = 7,74 \text{ mBq/t}$. Dans le cas où les BiPo longs mesurés correspondent à l'activité de la chaîne du ^{238}U à l'équilibre séculaire, nous aurions une concentration équivalent à :

$$c_{^{238}\text{U}} = 6,3 \cdot 10^{-13} \text{ g/g}$$

Ce résultat amène deux remarques :

- Si cette valeur semble extrêmement élevée (le taux nominal dans Borexino est de 10^{-16} g/g), il faut voir qu'il s'agit du tout premier *run* avec CTF rempli de PC. Le chargement en PC induit nécessairement l'introduction de radon. Dans ce cas, la chaîne ne peut être considérée comme équilibrée. Il faut attendre la décroissance du radon pour connaître le véritable taux

d' $^{238}_{92}\text{U}$. En outre, une purification supplémentaire permet de réduire le taux de descendants du radon.

- Le fait que des événements puissent être triples ou au-delà induit un doute sur la technique classique de reconnaissance des BiPo longs dans CTF par la seule ElecM. Mais la présence du FADC permet de retrouver et reconnaître sans ambiguïté les BiPo longs.

4.3.3.2 Choix d'un nouveau *trigger* de groupe 2

Suite à ces tests, la collaboration a choisi de changer le principe du second *trigger*. À partir du *run* 2051, le *trigger* pour le second groupe possède un seuil en temps (au delà de 250 ns afin d'éviter le redéclenchement rapide du groupe 2), et un seuil en énergie afin de cibler la mesure vers le $^{214}_{84}\text{Po}$. Ce choix induit plusieurs conséquences :

- Il n'est plus possible de comparer les taux d'événements dans le groupe 1 et dans le groupe 2.
- Le $^{14}_6\text{C}$ n'est plus visible dans le groupe 2, ce qui était une source d'information de calibration.
- Nous sommes désormais handicapés pour regarder le BiPo court.

Pour ces raisons, l'intérêt du FADC dans l'électronique de CTF baisse considérablement. En effet, nous utilisons le *trigger* de l'ElecM pour gérer nos événements ; si celui-ci induit une efficacité mal connue et des coupures fortes en énergie, il n'est plus exploitable. C'est pourquoi nous avons pris le parti de rendre le FADC indépendant du reste de l'électronique en n'utilisant plus le *trigger* de l'ElecM. Cette indépendance est rendue possible par la mise à jour du *firmware* de la carte FADC, qui nous donnera désormais la coïncidence entre événements, temps dont nous ne disposions pas à partir des seules données du FADC dans CTF II. De plus, nous numériserons les informations nécessaires pour retrouver d'éventuels candidats vus comme des événements groupe 1 ou 2, muon par l'électronique de Milan. Cette installation est discutée en 3.4.2

4.4 Comportement des signaux PM après une impulsion principale

4.4.1 Poids du signal après l'impulsion principale

Lorsque l'on regarde l'allure d'un signal typique, tel celui présenté au 4.2.3, la charge arrière est plutôt importante. Si elle est due en partie à la réponse électronique du système, elle a pour origine la réponse du scintillateur qui comporte des temps caractéristiques longs (*cf.* 5.4).

Nous souhaitons ici évaluer la possibilité de trouver des candidats événements dans les signaux de PM dans les premières centaines de nanosecondes qui suivent une impulsion initiale. Ce type d'investigation permet de pointer des coïncidences courtes même si les impulsions ne sont pas distinctes (au sens où le pic n'est pas visible distinctement dans le signal). Pour effectuer cette opération, nous évaluons les charges par intégration du signal sur 100 ns. Nous calculons

la charge de l'impulsion principale et recherchons une charge significative dans les instants suivants cette impulsion. Pour ces calculs, nous avons utilisé le *run 791* de CTF II pour lequel 10 000 événements ont été enregistrés par le FADC en environ 3h 30. Les résultats sont reportés au tableau 4.1, sachant que seuls sont conservés les candidats à plus de 1 MeV. Le taux de ces événements à haute charge arrière est présenté à la figure 4.28. Nous notons certes une décroissance

TAB. 4.1 : Recherche de charge arrière importante après une impulsion initiale. La coupure en énergie élevée permet essentiellement de supprimer les cosmiques, saturant l'électronique, et créant artificiellement de grandes charges arrières.

Retard à l'impulsion principale	Nombre de candidats	
	sans coupure	avec coupure énergie
50 ns	358	339
100 ns	129	115
150 ns	15	5
200 ns	7	1
500 ns	0	0

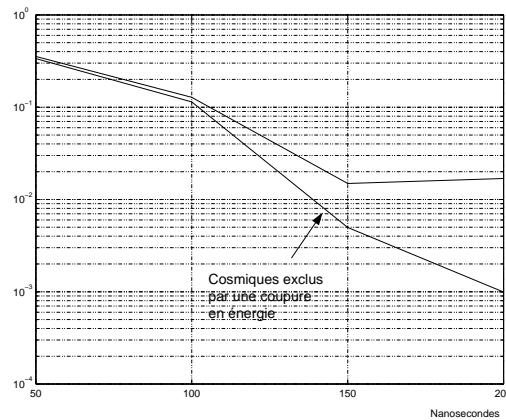


FIG. 4.28 : Allure du taux d'événements, exprimé en nombre par unité de 3h30, à haute charge arrière, en fonction du décalage créé pour le calcul de la charge arrière.

des événements candidats avec le temps de retard par rapport au front. Mais l'exercice mené ici montre surtout que ce niveau de contamination apparent en événements à haute charge arrière est incompatible avec une expérience du type de LENS utilisant de $^{176}_{70}\text{Yb}$, qui nécessite la reconnaissance de coïncidences très courtes (temps caractéristique de 50 ns). Dans ce cadre, compte tenu des propriétés de $^{176}_{70}\text{Yb}$, l'objectif est de trouver des candidats autour de 150 ns. Les 5 événements sélectionnés sont ceux présentés à la figure 4.29.

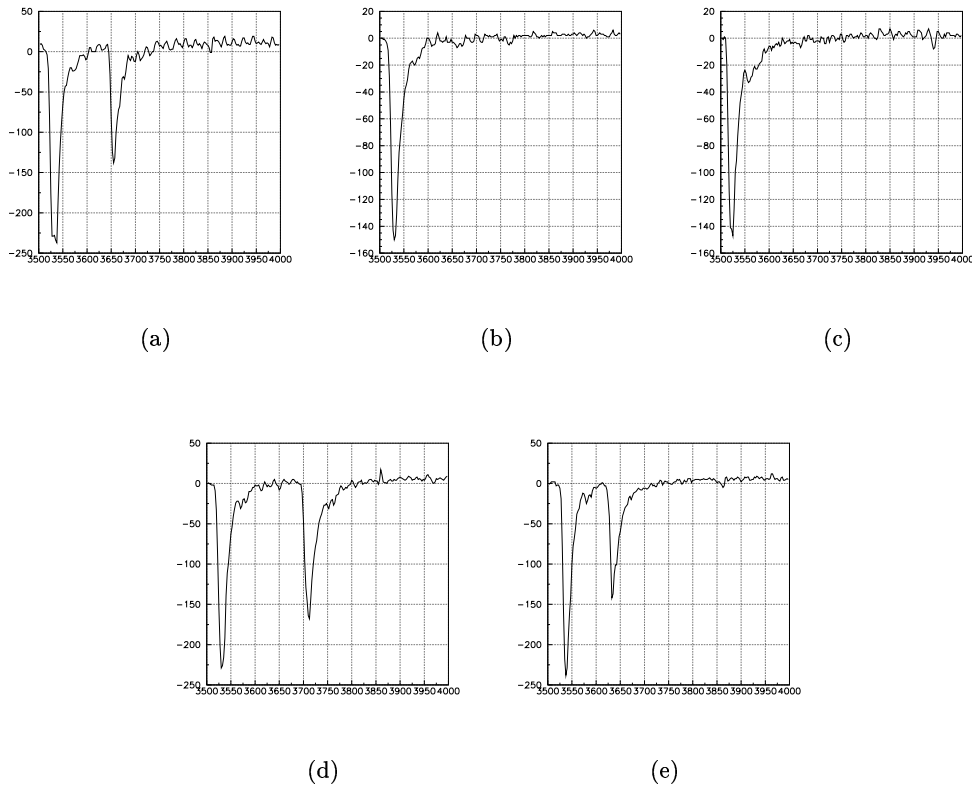


FIG. 4.29 : Événements sélectionnés pour leur charge supérieure à 7%, 150 ns après le signal principal.

4.4.2 Cas des *after pulses* longs dans CTF III

Afin de mieux comprendre la présence de pics après une impulsion principale, nous effectuons une recherche de pics dans les voies d'électronique numérisant un huitième du détecteur (*cf.* 3.2.4). Ces voies possèdent une atténuation à partir du *run* 2084 (voir 3.4) afin de maximiser la sensibilité aux photo-électrons. Nous avons pu évaluer que les photo-électrons uniques sortent du bruit pour ces voies, en comparant la numérisation effectuée par les FADC aux données des ADC de l'ElecM.

La mise en place de cet algorithme de recherche de pics a amené à remarquer la présence de nombreux événements avec au moins un pic dans un des secteurs de CTF. Et au contraire de l'impulsion principale, pour laquelle des photo-électrons sont détectés dans plusieurs secteurs, ces pics secondaires n'apparaissent que dans un unique secteur (voir par exemple la figure 4.34).

La présence de pics secondaires a été constatée dans plus de 10% des cas, sachant que l'algorithme ne recherche que des amplitudes supérieures à 20 canaux de FADC, bien au-delà du photo-électron unique. Étant donné que nous utilisons des pages de 5 μ s, le phénomène correspond à un bruit de fond de l'ordre de 20 kBq s'il s'agit d'un bruit d'origine aléatoire. Ce taux est considérable.

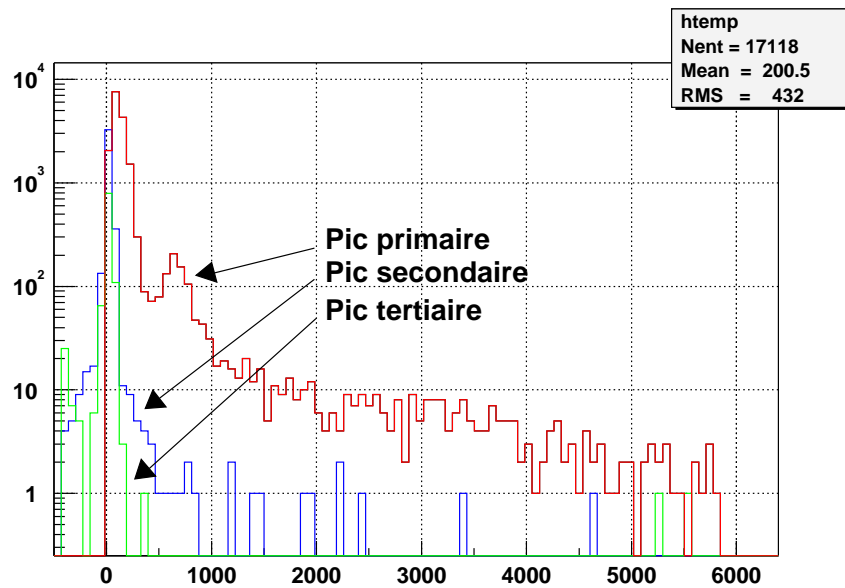


FIG. 4.30 : Spectre de l'énergie (en unité arbitraire) du pic principal et des pics secondaires et tertiaires (quand ils existent). L'énergie est calculée par une intégration du signal de somme totale dans une fenêtre de 125 ns.

Afin de tester l'hypothèse d'un bruit aléatoire ou bien corrélé avec les événements, nous avons effectué plusieurs tests :

- calcul de l'histogramme de l'énergie du pic principal et des pics secondaires ; l'énergie est calculée sur la somme totale ; voir figure 4.30 ;
- calcul de l'histogramme de l'amplitude maximum de ces pics au sein des secteurs ; voir figure 4.31 ;
- calcul de la distribution temporelle des pics secondaires ; voir figure 4.32 ;
- tracé de la corrélation entre énergie du pic principal et nombre de pics secondaires détectés ; voir figure 4.33.

Nous constatons tout d'abord que la forme des spectres entre pic principal et pics secondaires diffère. Donc les pics secondaires ne correspondent pas à des événements physiques tels que ceux usuellement retenus dans CTF. En outre, il y a une corrélation claire entre l'énergie du pic principal et le nombre de pics secondaires détectés. Il s'agit d'artéfact issus des photomultiplicateurs ou bien de l'électronique avale. Enfin, la distribution temporelle des pics secondaires montre la présence d'une bosse large autour de $2\mu\text{s}$, une haute probabilité de pic secondaire proche du pic principal (interprété comme la queue de distribution de la lumière du scintillateur) et un accident vers 400 ns correspondant à la position connue de présence d'artéfacts d'électronique (*cf.* 4.2.3).

Nous interprétons ces pics secondaires comme le résultat de l'ionisation du gaz résiduel dans le PM. En effet, les photo-électrons primaires peuvent, dans la zone comprise entre la photocathode et la première dynode, créer des ions positifs qui sont ensuite accélérés vers la cathode ; ils engendrent alors un voire

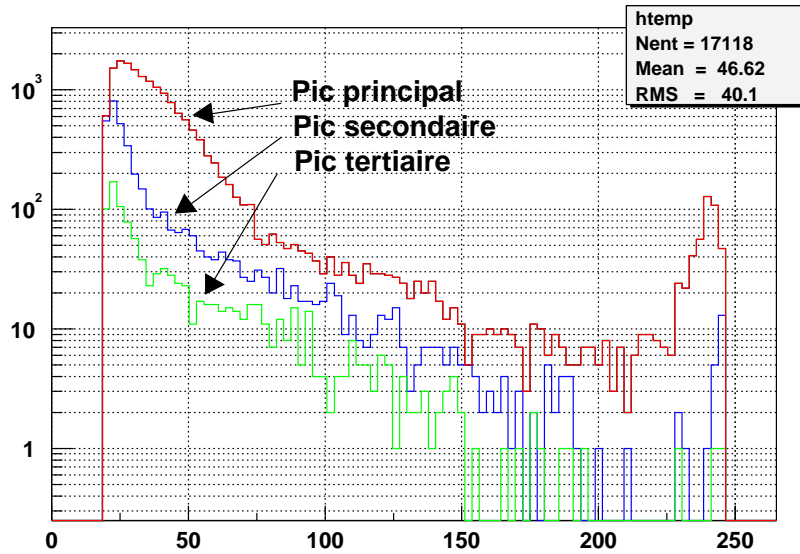


FIG. 4.31 : Spectre de l'amplitude (en échantillons FADC) du pic principal et des pics secondaires et tertiaires (quand ils existent). Ces amplitudes sont mesurées dans les voies numérisant des huitièmes de CTF, sans atténuation.

plusieurs électrons secondaires, retardés [Philips 1994]. À titre d'ordre de grandeur, pour un PM possédant une première dynode au potentiel $V = 1000$ V, un électron émis à vitesse nulle au niveau de la photocathode parcourra une distance $d = 10$ cm jusqu'à la première dynode (cas d'un gros PM) en environ 10 ns. Ce temps de parcours t est proportionnel à la racine carrée de la masse de la particule accélérée dans le champ électrique. Ainsi, dans le cas d'un atome d'hélium ionisé une fois, son parcours de la première dynode à la photocathode sera d'environ 400 ns. Afin d'expliquer la présence d'une bosse dans la distribution précédemment évoquée, nous pouvons invoquer la présence de gaz plus lourds que l'hélium dans le PM ; par exemple l'azote (3,5 fois plus lourd que l'hélium) parcourerait la distance d en environ $1,4 \mu\text{s}$. Cette interprétation permet de justifier :

- l'allure de la distribution temporelle des pics secondaires, avec une accumulation vers $2 \mu\text{s}$, créés par la présence de gaz résiduel plus lourd que l'hélium,
- la corrélation entre énergie vue par les PM et taux de ces pics secondaires (plus de photo-électrons primaires ont été créés, plus la probabilité d'ionisation du gaz résiduel est élevée),
- la présence de ces pics dans un seul secteur (en fait, dans le signal d'un unique PM, mais nous ne disposons pas de suffisamment de voies de FADC pour effectuer ce test).

Ces résultats recourent les données issues des tests sur les photomultiplicateurs donnant un taux de pics équivalent à 50 kHz pendant la première micro-seconde

suivant un événement.

À titre d'illustration, nous donnons deux autres exemples de présence de pics secondaires :

- À la figure 4.35, il s'agit d'un événement à très basse énergie retenue pour cause de haute multiplicité au sein des photomultiplicateurs. Il y a cependant de nombreux événements secondaires, parfois plus grands en amplitude que le pic principal.
- À la figure 4.36, il s'agit d'un événement d'énergie moyenne. La queue de distribution est perturbée par des pics secondaires qui sortent du bruit de fond également dans la somme totale.

Ce phénomène perturbe largement la recherche de pics pour le BiPo 212. De plus, ceci limite considérablement la possibilité de rechercher d'éventuels coïncidences, courtes ou longues, avec un événement secondaire à basse énergie, parfaitement simulé avec les "après pics" que nous avons mis en évidence. L'influence de ces pics secondaires sur le déclenchement dans Borexino a été étudiée par [Smirnov 2001], concluant sur le très faible taux de faux événements créés par ce phénomène.

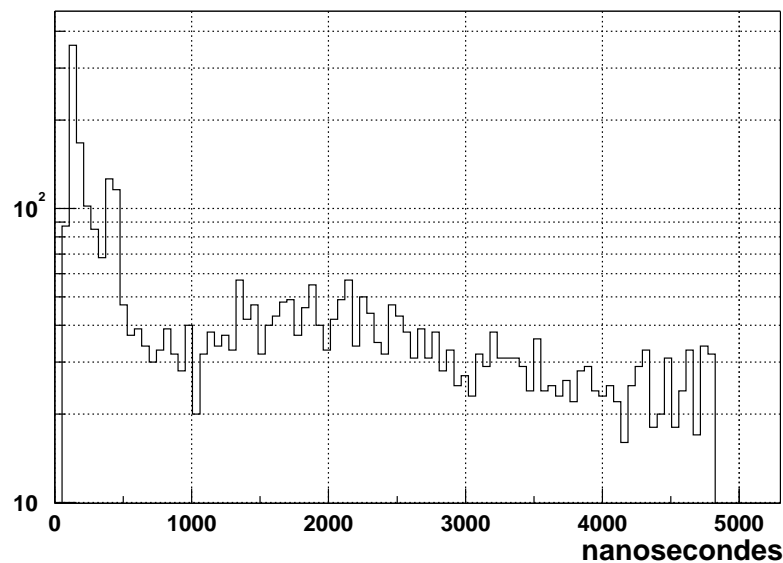


FIG. 4.32 : Distribution temporelle des pics secondaires détectés dans les secteurs de CTF par rapport à la position de référence du pic principal.

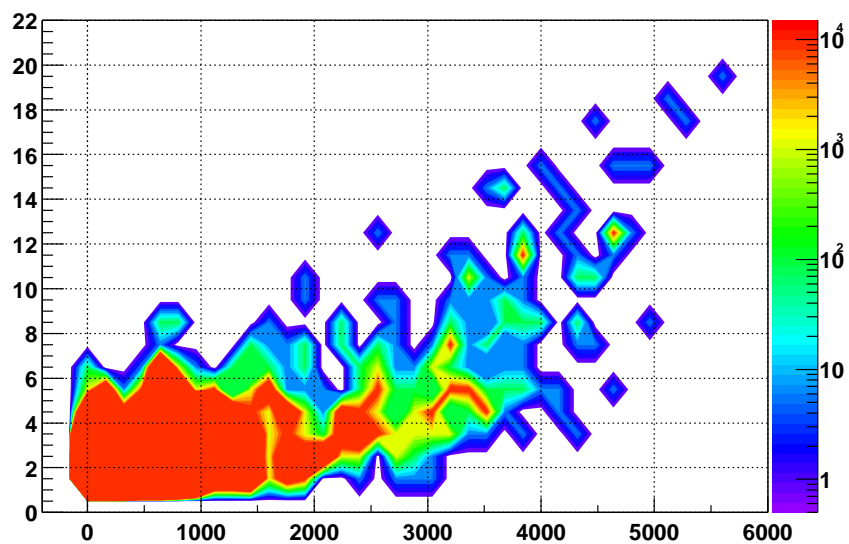


FIG. 4.33 : Nombre d'impulsions détectées dans les canaux numérisant des huitièmes de détecteur en fonction de l'énergie de l'impulsion principale. Le code couleur indique, en échelle log, l'occurrence pour l'ensemble du run 2091.

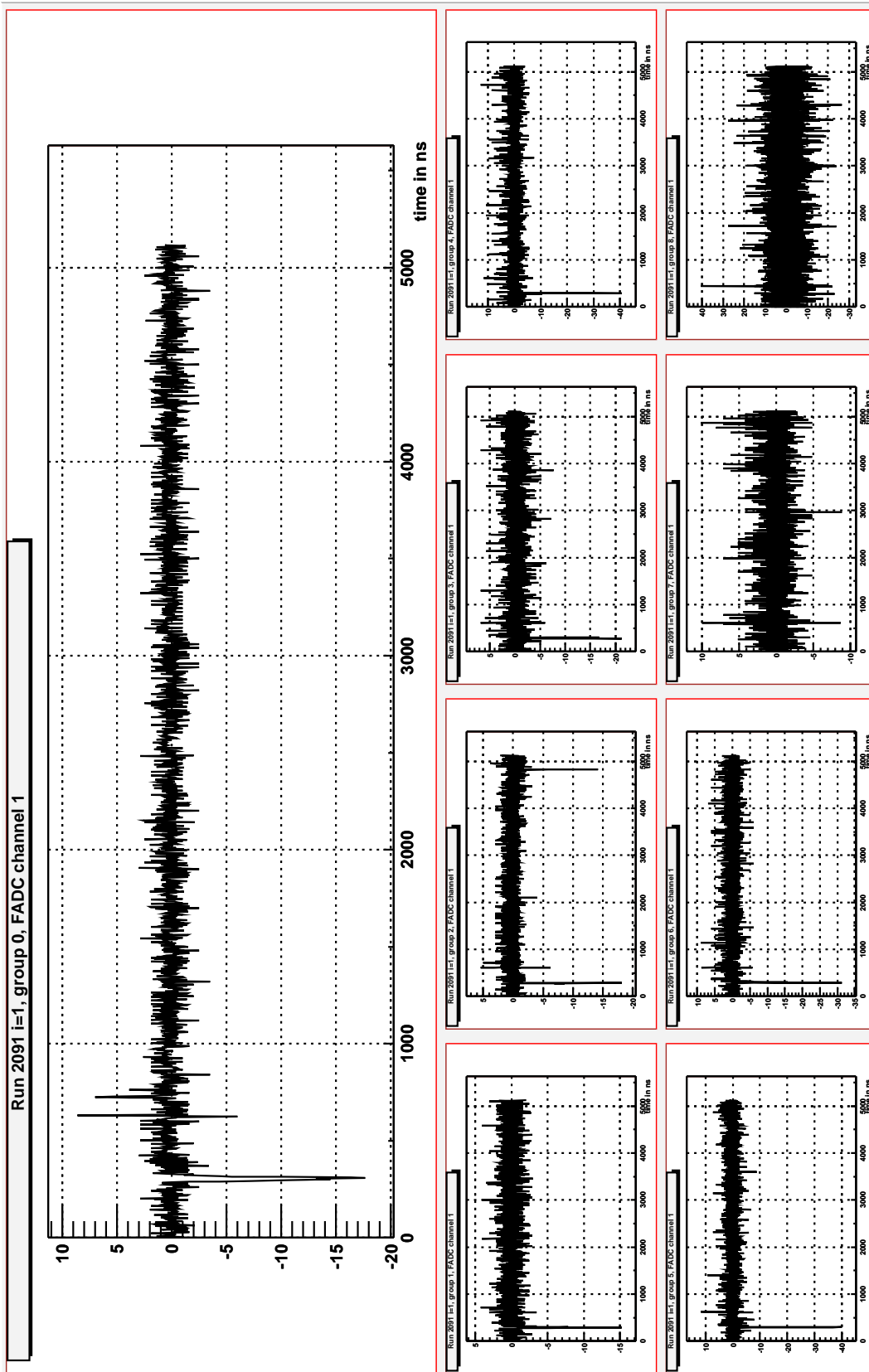


FIG. 4.34 : Événement vu par les FADC : en haut numérisation de la somme totale et en bas des 8 huitième de CTF. À noter que dans cette phase de CTF, les canaux consacrés à la somme totale et les huitièmes 1 et 2 étaient peu bruyants. Les autres canaux et en particulier les deux derniers le sont particulièrement. Exemple d'événement avec pic secondaire dans un seul secteur, le deuxième.

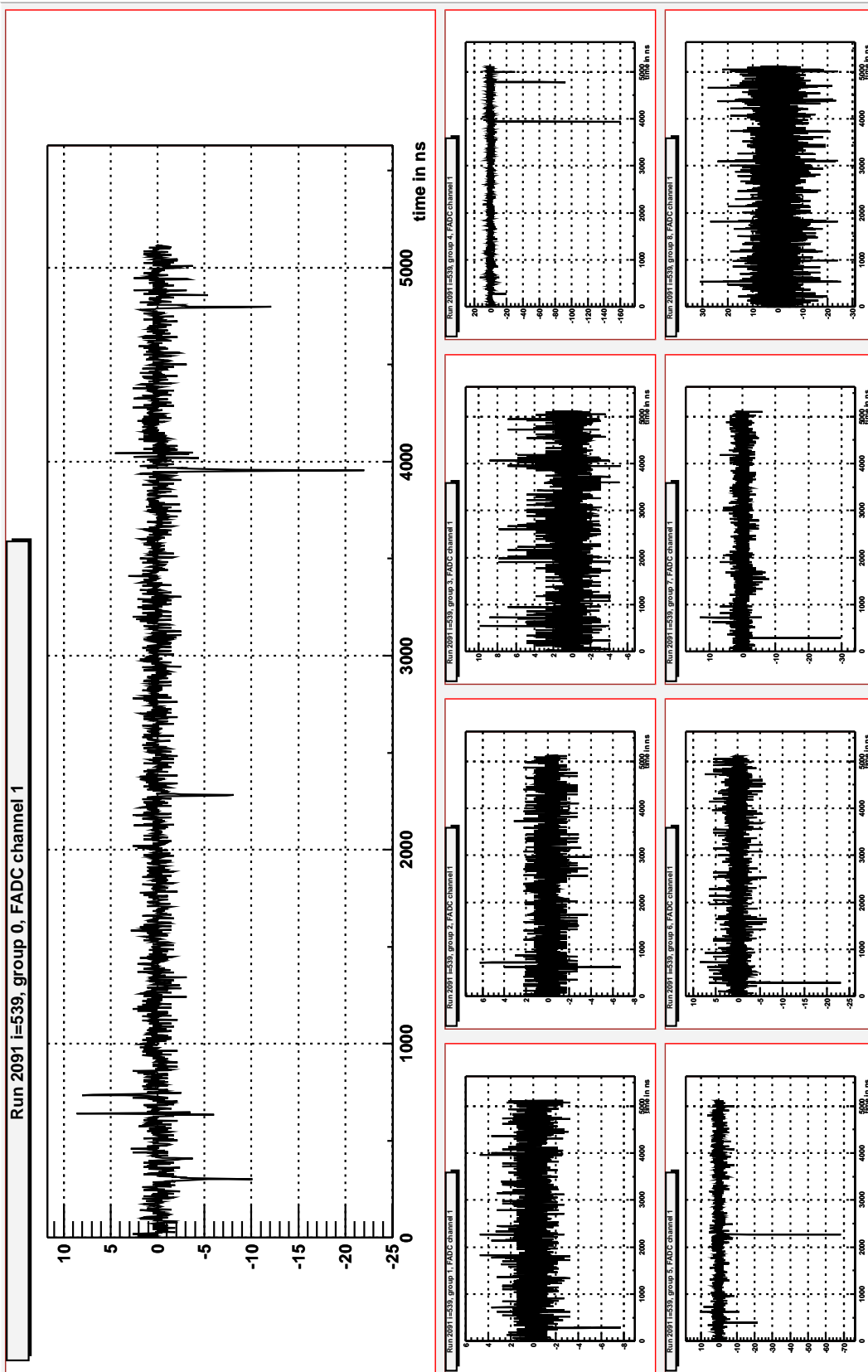


FIG. 4.35 : Événement à très grand nombre de pics secondaire ; cet événement n'était pas précédé par le passage d'un éventuel muon dans le détecteur. L'événement à haute multiplicité est celui qui a lieu vers l'instant 350 ns. On constatera que les pics secondaires sont parfois d'amplitude suffisamment importante pour influencer significativement sur la somme totale ; en outre, ils n'ont de contribution que dans un secteur

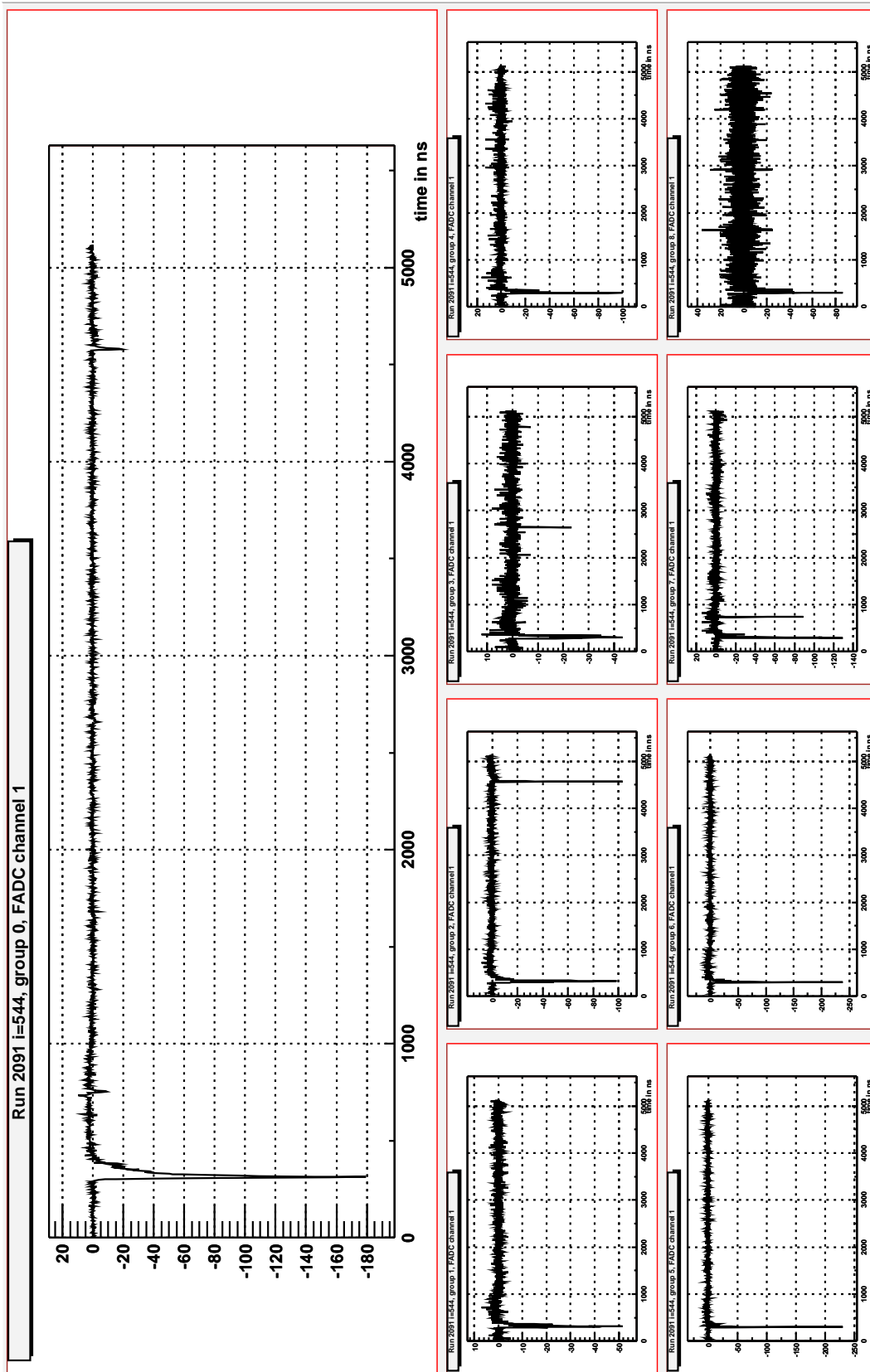


FIG. 4.36 : Autre exemple dans le cas d'un événement d'énergie 300 keV selon l'ElecM. On constate deux pics secondaires vers 800 ns et 4500 ns dans les secteurs 2 et 6 de CTF, pics qui sont visibles sur la somme totale à un niveau non négligeable. Le pic dans le secteur 3, vers 2600 ns n'a pas eu d'incidence sur le signal de somme total.

4.4.3 Distorsion de la distribution temporelle des photo-électrons

Une autre distorsion de la distribution des photo-électrons a été soulevée au sein de la collaboration. Elle concerne l'influence de la réflectivité des photomultiplicateurs eux-mêmes. Les photons peuvent se réfléchir sur ceux-ci pour arriver, avec retard, sur les photomultiplicateurs opposés dans le détecteur. Cette hypothèse a été testée par Monte-Carlo (voir figure 4.37). Cependant, des études sont en cours pour discuter la pertinence de cet argument. En effet, la distorsion semblerait provenir de seulement 5% d'événements possédant une distribution temporelle de photo-électrons rares ; ces événements ne sont pas encore clairement identifiés.

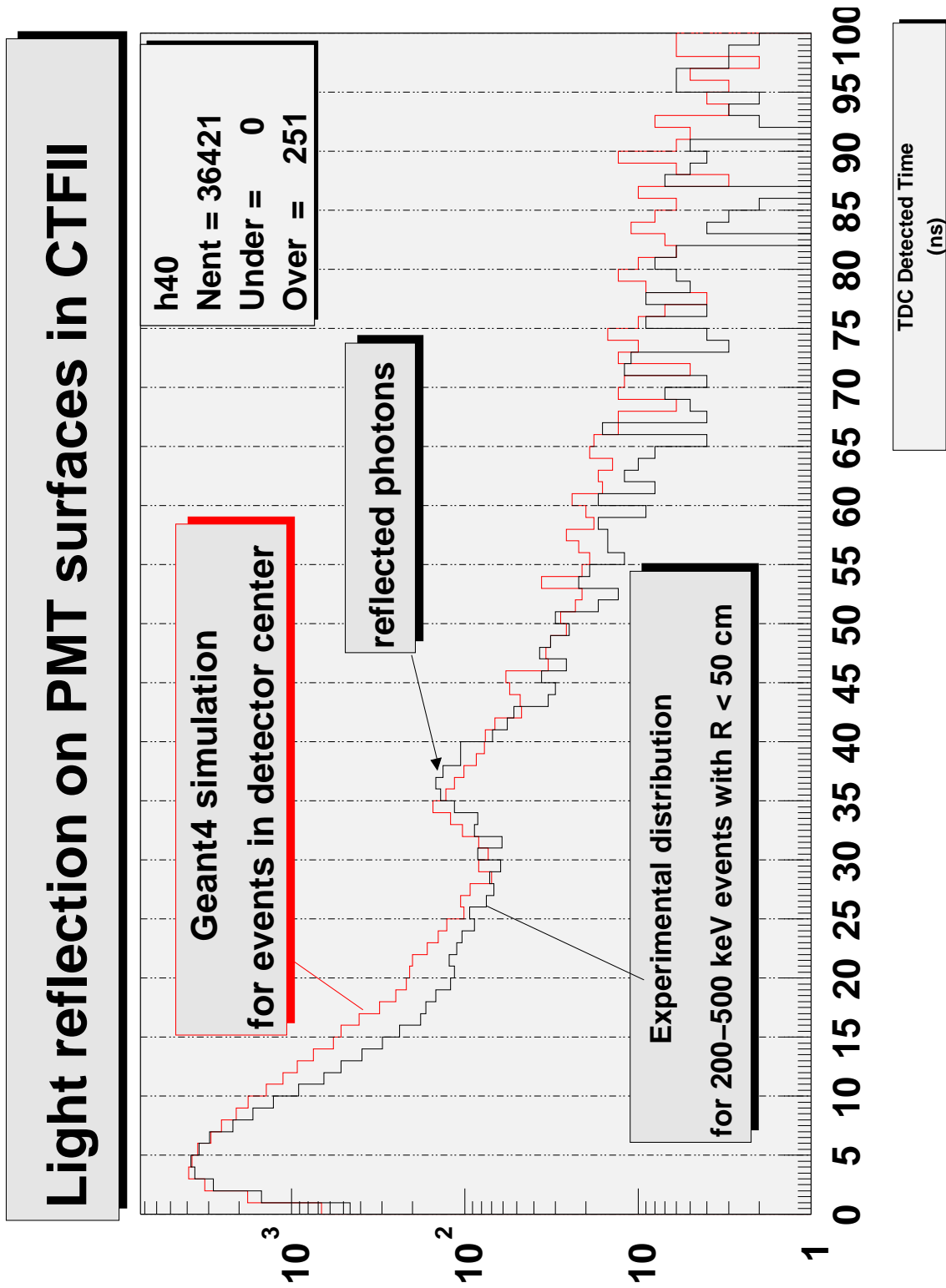


FIG. 4.37 : Illustration de la distorsion de la distribution temporelle des photo-électrons dans CTF II. Comparaison au Monte-Carlo réalisé par Igor MACHULIN incluant une réflexion sur le verre des photomultiplicateur. Transparent issu de [Machulin 2002].

Partie III

Borexino, préparation de l'acquisition et simulations

Après nous être intéressés à CTF et ses résultats, nous abordons Borexino, en phase de construction ces dernières années. Il s'agira du détecteur final alors que CTF était consacré à la validation des principes régissant Borexino. Après avoir décrit le détecteur, je présenterai le fonctionnement de la prise de données en particulier en ce qui concerne les FADC, en charge du groupe du Collège de France. J'aborderai ensuite des activités récentes autour des premiers *run* de Borexino, dits *air runs*. Enfin, je donnerai des résultats de simulations de Borexino concernant le problème de la discrimination entre particules α et β .

5.1 Présentation du détecteur

5.1.1 Aspects mécaniques

Nous avons déjà présenté CTF en tant que prototype de Borexino en miniaturité. Nous ne serons donc pas surpris de retrouver les grandes lignes de CTF dans Borexino.

La structure est schématiquement en sphères concentriques (*cf.* figure 5.1). Du centre vers l'extérieur, on trouve :

- La zone utile d'interaction, *i.e.* 300 tonnes de pseudocumène avec PPO (*cf.* 3.2.3). Ce volume est limité par le voile de nylon qui forme ce qu'on appelle l'IV¹ (pour *Inner Vessel*).
- La zone de *buffer* en PC entre deux voiles de nylon, l'IV et l'OV (pour *Outer Vessel*). Ce PC contient du DMP pour éviter la scintillation dans cette zone.

¹L'ensemble des ces abréviations sont récapitulées dans le glossaire page 137.

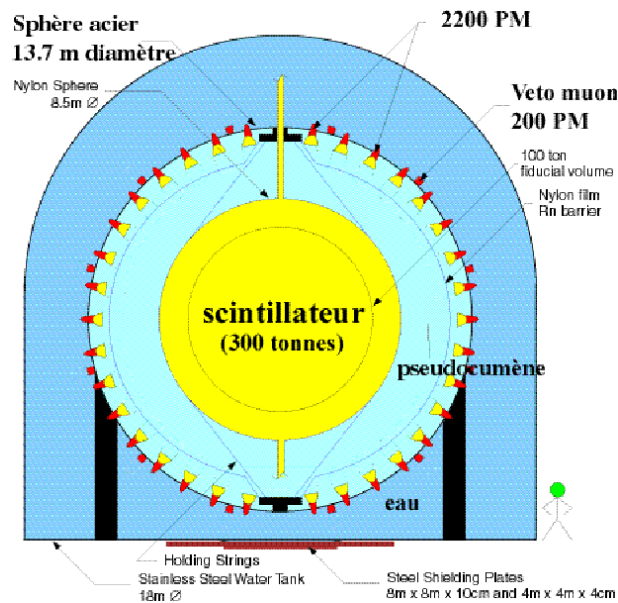


FIG. 5.1 : Structure de Borexino.

- Le *buffer* externe jusqu'à la SSS (pour *Stainless Steel Sphere*), la sphère en acier inoxydable contenant le PC. L'ensemble du *buffer* correspond à 1700 tonnes de PC.
- À l'extérieur de la sphère en acier, 2400 tonnes d'eau pure, contenue dans le tank extérieur.

Sur la SSS, nous avons 2200 photomultiplicateurs du même type que ceux de CTF qui pointent vers le centre du détecteur ; 400 d'entre eux ne sont pas munis de cônes collecteurs de lumières : ceux-ci permettent de voir les muons qui n'interagissent pas dans le volume fiduciel. À l'extérieur, pointant vers l'extérieur et posés telles les épines d'un hérisson, 200 PM sont dédiés à la détection de la lumière Čerenkov créée par les muons qui traversent l'eau.

5.1.2 Radiopureté

Si la radiopureté du scintillateur est contrôlée dans CTF avant de remplir Borexino, la radiopureté de tous les constituants de Borexino a été testée au préalable, afin de s'assurer de leur compatibilité avec les spécifications de bruit de fond².

L'eau qui se trouvera dans le détecteur est traitée par le système de purification de l'eau.

²On pourra retrouver les résultats de l'ensemble de ces tests à <http://pcbx01.lngs.infn.it/lowactivity/> et une référence sur la basse radioactivité dans Borexino à [Arpesella et al. 2002].

5.1.3 Présentation du système de prise de données

L'électronique d'acquisition, qui ne doit pas être confondu avec celle de CTF, est constituée de plusieurs éléments :

- Les châssis de détection des photo-électrons uniques, dits châssis Laben. Ils sont au nombre de 14. Ils fonctionnent à raison d'un PM unique par voie et donnent l'information de l'heure précise (à moins de 2 ns près) à laquelle un photo-électron a été détecté par un PM donné).
- Le châssis consacré au *trigger*. Celui-ci utilise les données des châssis Laben afin de détecter une occurrence de N photo-électrons dans une fenêtre de temps donné (typiquement, 50 p.e. dans une fenêtre glissante de 50 ns). Lorsqu'un autre *trigger* arrive dans les 6 μ s après un trigger, l'événement est considéré comme multiple ; dans ce cas, la fenêtre d'acquisition est rallongée et le système du trigger redéclenche le FADC.
- Le système "muon". Il s'agit de détecter la lumière Čerenkov issue de muons traversant l'eau externe à la SSS. Ce système produit une information véto pour le système d'acquisition
- Enfin, le système dit des "sommés". Il s'agit des 99 canaux de FADC, chaque canal digitalisant la somme de 24 PM proches géométriquement parlant. Nous détaillons ce système au paragraphe 5.2 et à l'annexe E.

Chacun des châssis décrits ci-dessus (14 pour les Labens, 1 pour le *trigger*, 1 pour les muons, 1 pour les sommés) est géré par un PowerPC sur bus VME (comme celui que nous avons utilisé sur CTF). Ensuite, chaque PowerPC envoie ses données via le réseau à un PC réservé à la construction des événements. Le principe logiciel est présentée figure 5.2.

Parallèlement à la construction des événements, sont calculés en temps réel les histogrammes nécessaires au suivi de l'acquisition. À cette étape, c'est une partie des programmes d'analyse qui est utilisée. Environ 1 événement sur 60 est pris en compte. Le remplissage des histogrammes peut suivre deux voies : soit les PPC envoient directement leurs histogrammes remplis au processus chargé de les recevoir, soit les histogrammes sont créés directement à partir d'une partie des données, les données ayant suivi la chaîne complète d'acquisition.

La communication entre la machine de contrôle des *runs* et les PowerPC est fixée. Les PowerPC doivent répondre à la spécification d'une machine à état fini, changeant d'état selon les instructions reçues. Le schéma de fonctionnement, donnant état du PowerPC et les ordres de changement d'état est donné à la figure 5.3. Les commandes sont envoyées par une machine PC externe via le réseau sur le port 5000, réservé à cet effet. Outre les commandes de changement d'état, on définit des commandes supplémentaires permettant de mettre à jour des paramètres dans le PowerPC ou bien de les consulter (commandes SET et GET). Voir le tableau de résumé des variables internes au PowerPC des FADC à l'annexe E.

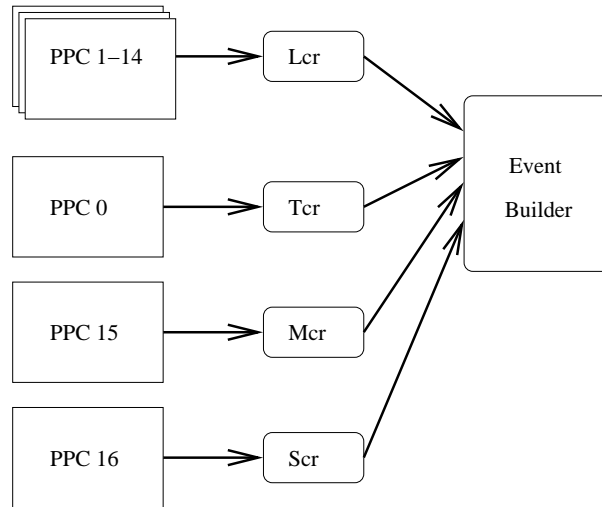


FIG. 5.2 : Logique logicielle de construction des événements à partir des données issues de chaque PowerPC. Les PPC/indexPowerPC 1 à 14 recueillent les données Laben et les envoient au Lcr, le Laben Crate Receiver. Le PPC 0 traite les données de trigger et les envoie au Tcr, le Trigger Crate Receiver. Il en va de même pour le PPC 15 (muons) et 16 (somme, i.e. FADC) qui envoient respectivement leurs données au Mcr et au Scr, le Muon Crate Receiver et le Sum Crate Receiver. L'ensemble des données sont ensuite réunies par numéro d'événement dans la machine Event Builder.

5.2 Acquisition de données FADC sur Borexino

5.2.1 Pourquoi le FADC dans Borexino ?

L'électronique d'acquisition de Borexino est basée sur le principe de la détection de photo-électrons uniques. Dans le cas d'événements à haute énergie (au-delà de 1,5MeV), cette électronique commence à saturer et n'est plus capable de fournir une bonne estimation de l'énergie. C'est également le cas lorsque les événements sont très décentrés ; par effet d'angle solide, les PM les plus proches, ont plus de chance d'être saturés que les autres.

Le FADC qui mesure l'énergie comme l'intégrale de la charge reçue n'est pas saturé dans ces cas, compte tenu des choix de gains dans la chaîne électronique. La numérisation des impulsions permet également une analyse fine permettant d'identifier les particules, de reconstruire l'énergie, de contrôler le niveau de bruit de l'électronique. Pour simplifier, nous pouvons dire que le FADC, par rapport au système Laben, permet :

- d'élargir la zone spectrale de sensibilité aux neutrinos : neutrinos du ${}^8_5\text{B}$, neutrinos CNO, neutrinos réacteurs ;

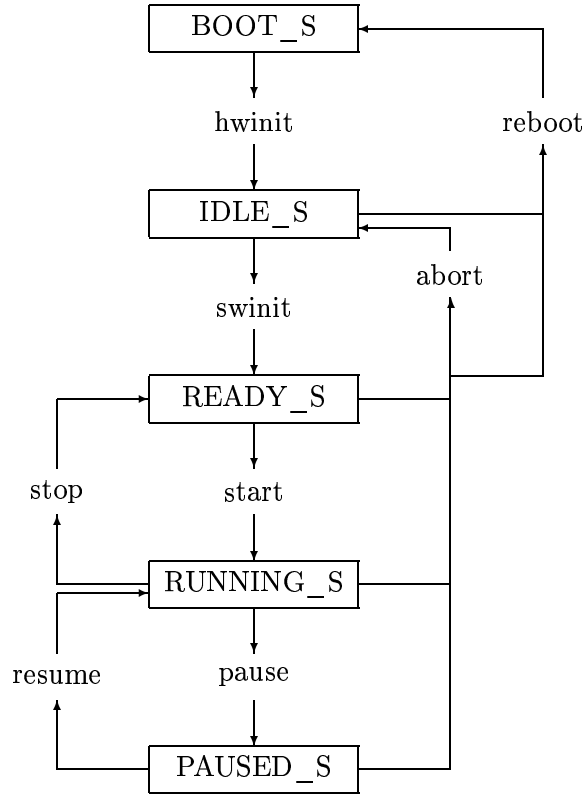


FIG. 5.3 : Diagramme d'état des PowerPC d'acquisition dans Borexino. Après que la machine ait été mise sous tension, elle se trouve dans l'état appelé BOOT_S.

- de mesurer l'énergie d'événements au-delà de 1,5 MeV ou bien excentrés dans le détecteur ;
- d'identifier par une méthode PSD (voir 5.4) les particules α ou β ;
- de contrôler l'électronique notamment au niveau du bruit de fond ;
- de reproduire, pour la fenêtre neutrino de Borexino, les résultats de l'électronique Laben, ce qui constitue une vérification forte du principe de la mesure des flux neutrinos.

5.2.2 Intégration du système à FADC dans le système d'acquisition général de Borexino

Le fonctionnement électronique a déjà été présenté au 3.3.2 dans le cadre de CTF. Les cartes FADC pour Borexino demeurent bien entendu identiques même si leur configuration n'est pas la même.

Dans Borexino, 34 cartes FADC V896 seront utilisées. C'est-à-dire que nous disposerons de 102 canaux de numérisation. Nous avons fait le choix d'une longueur de page égale à $10,24 \mu s$; le nombre de pages dans le *buffer* est donc de 64. Le choix de la longueur de la page dépend des $6 \mu s$, temps maximal d'attente

d'un éventuel *retrigger*, comme nous l'avons présenté ci-dessus au 5.1.3. Dans la mesure où $5,12 \mu\text{s}$ était un temps trop court pour assurer la digitalisation d'un événement complet au sens du système de *trigger*, nous avons choisi une fenêtre double.

Répartition des 102 canaux FADC disponibles :

- 99 digitalisent des sommes de signaux de PM. Ces sommes partielles regroupent approximativement 24 PM lorsque les cartes de Front-End Laben sont complètes. En fait, cette somme par 24 est réalisée par l'addition analogique de la sortie somme par 12 de deux cartes contiguës Laben, par une électronique spécifique étudiée à l'annexe G ;
- 1 voie est consacrée à la digitalisation de la somme totale ;
- 1 voie à la digitalisation du *trigger* ;
- 1 voie à la digitalisation d'une image de l'horloge à 20 MHz, utilisée et générée pour le système Laben.

5.2.3 Volume des données

Compte tenu de la vitesse d'échantillonnage (un échantillon toutes les $2,5\text{ns}$), et du nombre de voies de digitalisation dans Borexino (102 voies sur 8 bits), la taille des événements créés par le FADC est considérable. En effet, pour un événement simple (non redéclenché) donné, la taille de l'événement est : $S = 102 * 4096 \text{ octets} \approx 408 \text{ ko}$. Pour un taux de *trigger* attendu de l'ordre de 50 Hz, le FADC est capable de fournir 19,9 Mo/s, soit un peu moins de 1,7 To/j. Ce qui est considérable compte tenu du fait que l'électronique Laben devrait créer moins de 5 Go par jour, que le réseau par lequel circulent les données est incapable de supporter un tel flux et surtout que le FADC digitalise essentiellement, dans une fenêtre de $10 \mu\text{s}$, du bruit sans signal.

Aussi, nous devons effectuer lors de l'acquisition, directement dans le PPC, un traitement de réduction des données. L'objectif est notamment d'avoir un flux de données sensiblement identique à celui de l'électronique Laben et suffisant pour ne pas perdre d'information de physique pour l'analyse à suivre.

5.2.4 Algorithme de réduction des données

5.2.4.1 Principe

Nous utilisons comme signal principal de déclenchement des FADC le *trigger* issu de l'électronique principale. Il doit en être ainsi car la machine qui effectue la construction des événements doit avoir pour chaque événement *triggé* une réponse de chaque électronique. C'est pourquoi chaque entité constitutive du système complet doit répondre au même *trigger*. En outre, ce principe permet d'éviter l'ensemble des difficultés d'analyse des données, telles que celles que nous avons présentées concernant CTF au 4.1.1.

Le seuil de déclenchement est tel que la plus grande partie des événements seront des événements ^{14}C , à basse énergie donc. L'intérêt principal du FADC, dans Borexino, n'est pas ce type de mesure à basse énergie. Aussi nous allons constituer un second *trigger* logiciel sur l'énergie d'un événement ; mais nous

allons voir que ce second *trigger* logiciel est plus complexe. En outre, la fenêtre de $10 \mu s$ contenant essentiellement du bruit, il faut en extraire les impulsions pertinentes à conserver. C'est ce que nous appelons le fenêtrage.

5.2.4.2 Mise en œuvre

La mise en œuvre informatique utilise la souplesse d'utilisation des *threads*³, qui sont implantés sous forme d'une bibliothèque `pthread` dans Linux pour PowerPC. Plusieurs tâches se déroulent donc simultanément, chacune d'entre elles étant assujettie à un *thread* donné. Au même titre que la carte FADC possède une mémoire circulaire de 64 pages (dans le cas de Borexino), chaque *thread* possède lui aussi une mémoire circulaire avec un indice du prochain événement à traiter (indice appelé *lp* pour *low page*, comme pour le FADC) et du dernier événement arrivé à disposition (appelé *hp* pour *high page*). Si les *threads* tournent en parallèle, chacun est synchronisé à son parent qui donne l'autorisation de traitement d'un événement quand celui-ci est prêt. Un événement passe ainsi de main en main dans l'ordre suivant :

- **check**, faisant le *polling* de la carte FADC maître. Voir figure 5.4–a. Cette fonction teste régulièrement si un événement est arrivé dans le FADC, c'est-à-dire si la *high page* et la *low page* du Flash sont différentes. Nous avons choisi ce principe du *polling* plutôt que des interruptions compte tenu des possibilités offertes par le *driver* VME dont nous disposons.
- **pproc**, effectuant le *preprocessing* de la somme totale ; c'est-à-dire que le calcul des piédestaux, de l'énergie, de l'heure, de la coïncidence et des fenêtres est effectué ici. Voir figure 5.4–b. Ces opérations sont effectuées en une boucle unique et ne nécessitent que la lecture de la carte maître.
- **peren**, qui regarde si l'événement en mémoire doit être pérennisé ou non. L'algorithme suit le diagramme de la figure 5.5. Nous souhaitons non seulement conserver les événements qui ont une énergie suffisante mais nous souhaitons garder d'éventuels événements en coïncidence type BiPo dont la première occurrence (un β) peut être d'une énergie arbitrairement petite.
- **read**, qui lit l'ensemble des canaux si l'événement a été jugé bon à garder. La lecture ne concerne que la lecture des fenêtres afin de minimiser le flux de données circulant sur le bus. Les données sont alors stockées dans la mémoire du PowerPC dans une autre mémoire circulaire dont la taille est choisie indépendamment du nombre de pages du FADC. La mémoire du FADC est enfin libérée pour cet événement.
- **send**, qui envoie sur le réseau les données vers la machine de collecte des données. Les envois sont effectués par lot dans le cas de nombreux événements vides, tandis qu'un événement non vide est envoyé d'office.

Nous détaillerons le fonctionnement de l'acquisition des FADC à l'annexe E. Nous y présentons les paramètres de l'acquisition, la structure des données.

³Les *threads*, ou brindilles en français, sont des *process* coexistants sur la machine et partageant la même zone mémoire, alors que des *process* ne partagent pas *a priori* de zone mémoire.

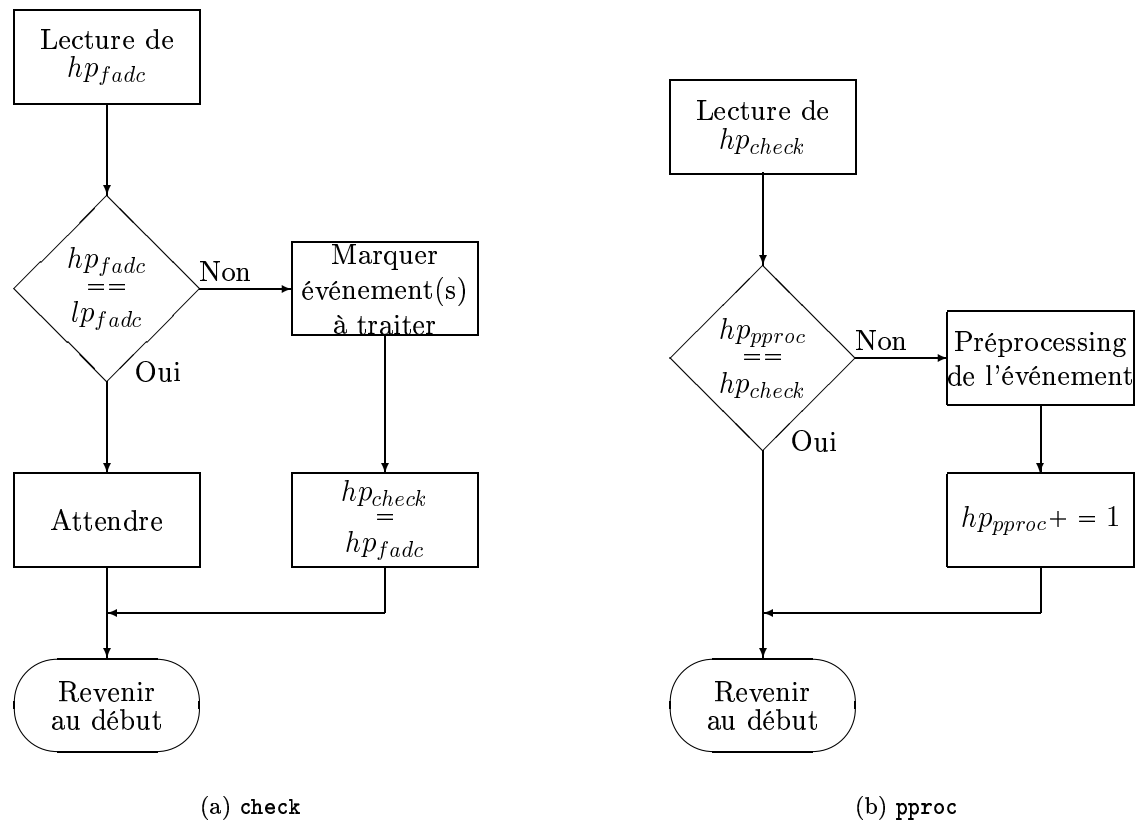


FIG. 5.4 : Polling (a) et préprocessing (b) des événements.

5.2.4.3 Test de l'acquisition

Les programmes d'acquisition ont été testés au laboratoire notamment avec le générateur électronique d'événements présenté en annexe D. En outre, ces programmes sont identiques sur CTF III et Borexino. À cet égard, le fonctionnement sans aucun problème de l'acquisition au cours de CTF III est un test grandeur nature fondamental.

En outre, courant février 2002 et avril 2002, les premiers *air run* Borexino ont eu lieu. Ce fut l'occasion de tester l'acquisition sur Borexino avec les premiers véritables signaux des photomultiplicateurs.

5.3 Premiers tests du système d'acquisition de Borexino : *Air run*

Avant que la sphère ne soit remplie de liquide (d'eau puis de pseudocumène, lors du remplissage), et que les voiles de nylon ne soient installés, il est important de tester les photomultiplicateurs *in situ* ainsi que le système d'acquisition. Si les photomultiplicateurs ont déjà été soumis à des tests qui ont permis de vérifier leur bon fonctionnement ainsi que leur tension de fonctionnement nominale,

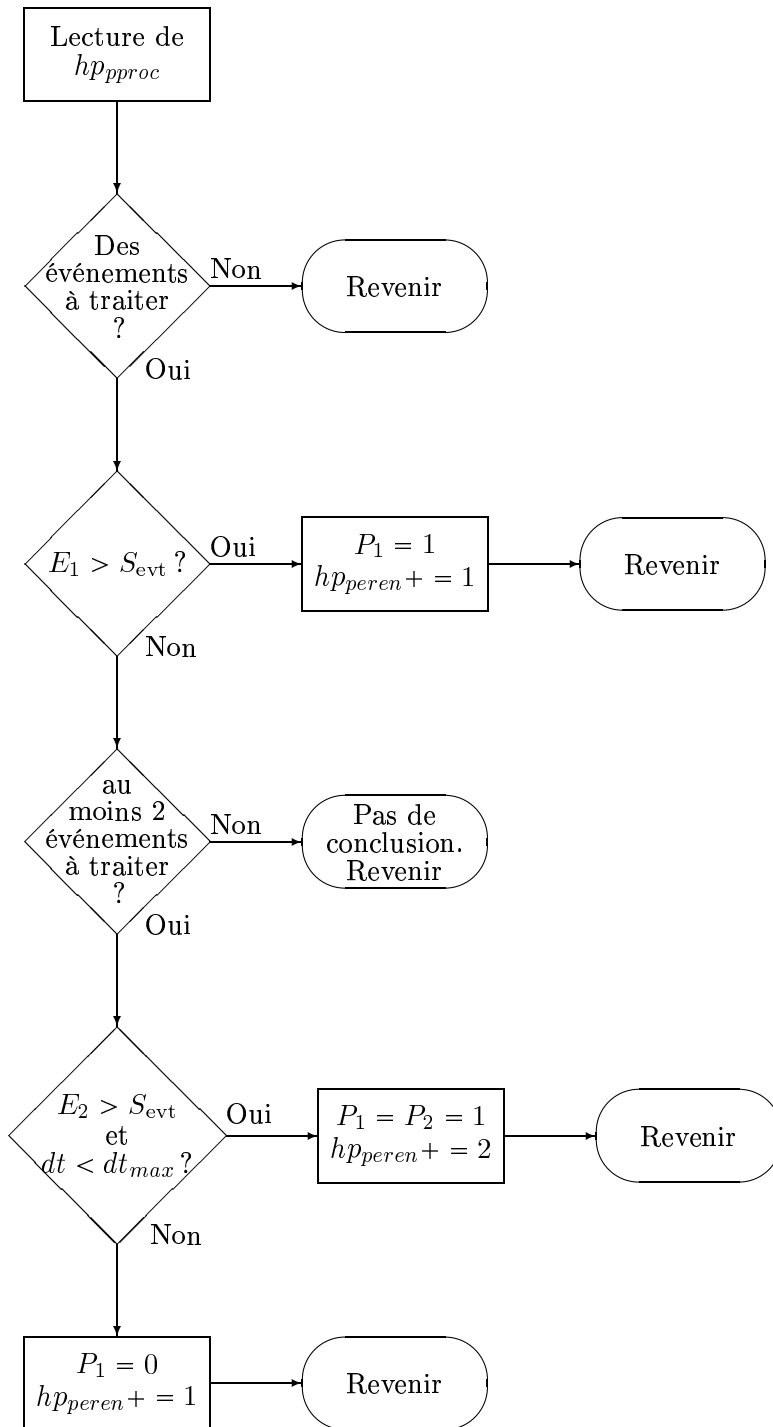


FIG. 5.5 : Algorithme de pérennisation des événements.

ils n'ont pu être testés après installation sur la SSS et lavage de la SSS. En outre, l'acquisition n'a été que simulée jusqu'à présent. La nécessité de tester toute cette chaîne d'acquisition, des PM à la machine d'analyse des données, en passant par les câbles, la haute tension, les cartes d'acquisition ou le réseau

local, tant que la sphère est accessible, impose le lancement de ce que nous appelons un *air run*.

Ces *air runs* fonctionnent comme si le détecteur était plein du point de vue de l'acquisition. L'absence de liquide scintillant permet d'évaluer le bruit de l'électronique de la chaîne d'acquisition. En outre, il est possible de faire des tests complémentaires :

- utilisation d'un pointeur muni d'une diode laser, afin de tester la localisation des PM ;
- introduction d'une source analogue à celle utilisée dans CTF (sphère en quartz contenant du scintillateur dans lequel du radon a été dissout) créant des signaux analogues à ceux que nous détecterons dans Borexino, une fois celui-ci rempli ;
- on peut également espérer détecter, si le niveau de bruit de fond est suffisamment faible, la scintillation de l'azote de l'air quand un muon traverse le détecteur.

Au moins trois de ces *air runs* sont prévus. Les premiers ont eu lieu fin février 2002 et en avril 2002. Notre activité pendant ces laps de temps a essentiellement porté sur le système à base de FADC, de la finalisation de l'écriture du logiciel d'acquisition (voir annexe E) à l'intégration de notre acquisition au sein du système complet, intégration qui n'est pas encore tout-à-fait prête à ce jour. Outre ces activités techniques, centrées sur les FADC, nous avons pu prendre quelques données avec une configuration préliminaire. Ces données ont permis de numériser des signaux réels de photomultiplicateurs et non des signaux simulés. Nous donnons à la figure 5.6 un exemple de l'allure d'un photo-électron unique, le signal numérisé étant celui d'un photomultiplicateur unique. Nous constatons l'importance de l'utilisation d'une électronique de numérisation rapide (400MHz ici) pour définir complètement l'allure du signal d'un photo-électron unique.

À l'aide d'une carte FADC, nous avons pu également participer à l'étude du bruit de photomultiplicateurs. Certains *runs* étaient particulièrement bruyants du point de vue des photomultiplicateurs. Nous avons numérisés le signal issu d'un PM unique comme ci-dessus sur une longue période, $100 * 10 \mu s = 1 \text{ ms}$ à la figure 5.7. Nous avons ainsi pu évaluer le bruit en photo-électron de ce PM. Dans l'exemple donné, il est de l'ordre de 10 à 15 kHz (13 candidats sur 1 ms), ce qui est considérable par rapport au bruit mesuré lors des tests, toujours inférieur à 1 kHz, valeur nominale requise pour le fonctionnement correct de l'électronique de Borexino. Le premier *air run* a permis de comprendre et supprimer ce bruit de fond vu par les photomultiplicateurs.

5.4 Simulation des données Borexino, application à la discrimination α/β

La possibilité d'effectuer une discrimination entre particules α et particules β dans Borexino en utilisant les propriétés du scintillateur PC+PPO a déjà été envisagée, par exemple par [Manno 1997]. En outre, d'autres méthodes ont été présentées dernièrement, comme celle de l'*Optimum filter* [Monzani 2000]

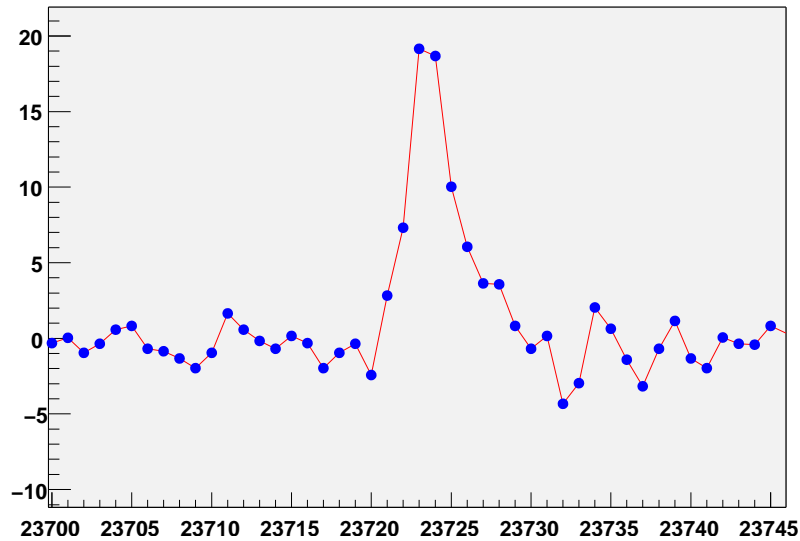


FIG. 5.6 : Exemple d'une impulsion photo-électron unique dans Borexino. En abscisse, l'index (à référence arbitraire) des échantillons; un échantillon est pris toutes les 2,5 ns. En ordonnée, canaux de FADC (1 canal correspond à 2,5 mV).

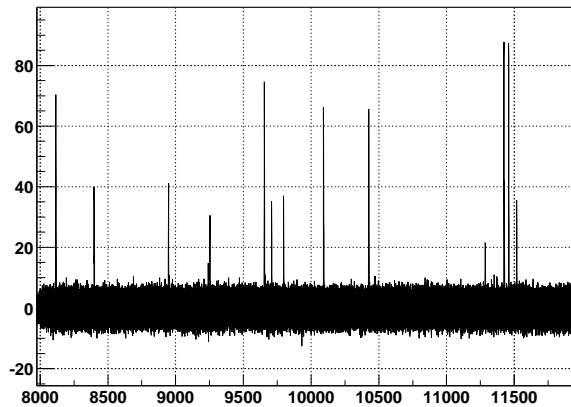


FIG. 5.7 : Superposition de 100 événements d'un photomultiplicateur unique sur 10 μ s. Le déclenchement est aléatoire et permet d'évaluer le niveau de bruit du PM.

ou bien par réseau de neurones [Göger-Neff 2001]. Je rappelle ici ce que j'ai présenté à la collaboration [Beau 2000] concernant la discrimination α/β pour le choix du temps seuil d'application de la méthode «rapport charge avant sur charge totale» et concernant une autre méthode que j'ai appelée méthode des moments.

J'ai mis en œuvre ici la simulation complète de Borexino (suite logicielle `geneb` et `bx_tracking`) [Caccianiga et al. 1997], afin de l'adapter à nos besoins au centre de calcul de Lyon.

5.4.1 Propriétés statistiques du liquide scintillant

La réponse du scintillateur de Borexino se décrit avec quatre composantes de décroissance [Manno 1999]. Ainsi la densité de probabilité de la décroissance de la scintillation en fonction du temps est :

$$f^j(t) = \sum_{i=1}^4 \frac{q_i^j}{\tau_i^j} e^{-t/\tau_i^j} \text{ où } j = \alpha \text{ ou bien } \beta \quad (5.1)$$

où les coefficients q_i^j sont donnés dans la table 5.1.

TAB. 5.1 : Coefficients q_i^j paramétrisant la réponse du scintillateur suivant que la particule incidente est un α ou un β .

indice i	q_i^α	τ_i^α	q_i^β	τ_i^β
1	63,00 %	3,254 ns	89,52 %	3,574 ns
2	17,82 %	13,49 ns	6,33 %	17,61 ns
3	11,93 %	59,95 ns	2,93 %	59,49 ns
4	7,25 %	279,1 ns	1,22 %	330,4 ns

Compte tenu de la différence de comportement du scintillateur suivant que la particule est un α ou un β , il est possible d'effectuer une discrimination.

5.4.2 Méthode du rapport charge avant sur charge totale

La première idée consiste à exploiter le fait que le signal tardif est plus important dans le cas d'un α que dans le cas d'un β . Ainsi, en comparant les queues arrières (ou avant) de distribution temporelle des photo-électrons, on peut effectuer une discrimination entre les particules en utilisant un seuil t_{th} .

Nous créons alors la variable discriminante

$$\theta = \frac{F(t_{th})}{F(\infty)} \text{ où } F(t_{th}) = \int_0^{t_{th}} f(t) dt$$

$f(t)$ étant la fonction de distribution temporelle des photo-électrons.

Afin de choisir le seuil t_{th} , nous avons calculé θ pour des particules α et β . Le t_{th} est alors choisi pour une différence maximale de $\theta(\beta) - \theta(\alpha)$. Selon la figure 5.8, on peut noter que le choix optimal de t_{th} est de $t_{th} \approx 60$ ns. Cette méthode de choix de t_{th} est la méthode classique.

Mais nous pouvons aussi essayer d'autres t_{th} . À la figure 5.9, on trouvera pour deux seuils temporels différents, les distributions conjointes pour des α et des β de la variable θ . Il semble que la discrimination à $t_{th} = 60$ ns ne soit pas la meilleure. Aussi, afin de caractériser l'efficacité de la méthode, nous définissons le facteur de mérite à partir des distributions pour les α et les β comme

$$M = \frac{\text{Moy}(\beta) - \text{Moy}(\alpha)}{\sigma(\beta) + \sigma(\alpha)}$$

2000/02/16 09.43

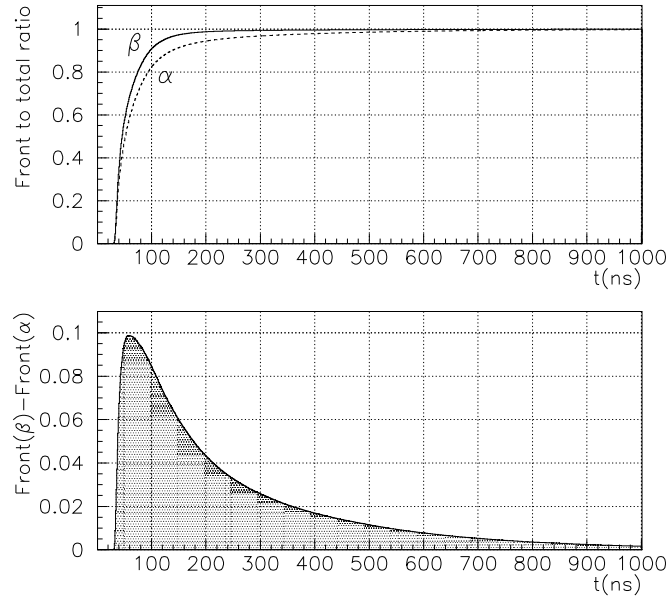


FIG. 5.8 : Étude de la différence entre $\theta(\alpha)$ et $\theta(\beta)$, en fonction du seuil temporel t_{th} choisi. En haut nous avons respectivement $\theta(\alpha)$ et $\theta(\beta)$ tandis qu'en bas nous en avons la différence $\theta(\beta) - \theta(\alpha)$.

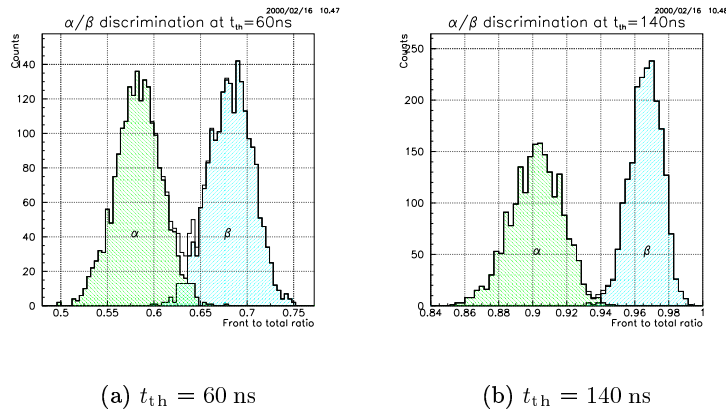
(a) $t_{th} = 60$ ns(b) $t_{th} = 140$ ns

FIG. 5.9 : Distribution de θ pour des particules α ou β , à différents t_{th} .

Si l'on trace le facteur de mérite M en fonction de t_{th} (voir figure 5.10-a), on note que l'optimum de M ne se trouve pas au t_{th} choisi classiquement mais plutôt vers $t_{th} \approx 140$ ns. En revanche, la dépendance en fonction de l'énergie est faible (voir la figure 5.10-b).

J'ai effectué une simulation avec 2000 événements α et 2000 événements β ,

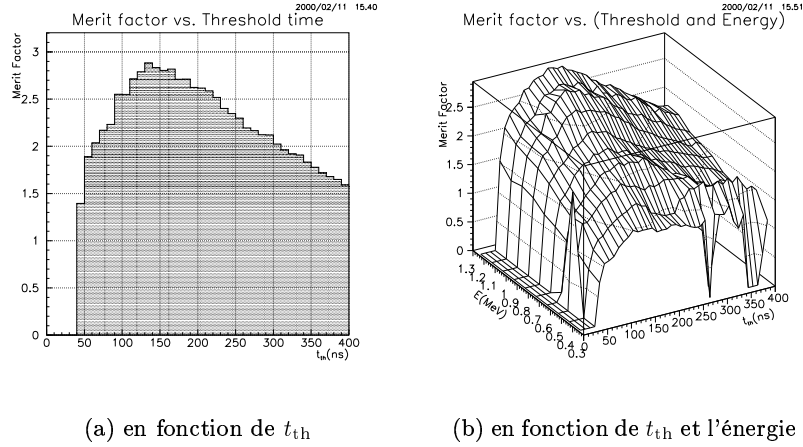


FIG. 5.10 : Influence sur le facteur de mérite M de t_{th} et de l'énergie.

pour des événements de 1 MeV (ou bien équivalent à 1 MeV pour les α , au centre du détecteur). En acceptant une contamination en α de $\sim 1\%$, nous obtenons :

- Pour $t_{th} = 60\text{ns}$, coupure à $\theta = 0,41$ (*i.e.* à $1,79\sigma_\beta$ du maximum), $\begin{cases} n_\alpha = 20 \\ n_\beta = 1911 \end{cases}$,
l'efficacité est de 95,55% ;
- Pour $t_{th} = 140\text{ ns}$, coupure à $\theta = 0,934$ (*i.e.* à $3,56\sigma_\beta$ du maximum),
 $\begin{cases} n_\alpha = 21 \\ n_\beta = 1997 \end{cases}$, l'efficacité est de 99,85%.

Le choix de $t_{th} = 140\text{ ns}$ doit donc être préféré.

5.4.3 Méthode des moments

J'introduis ici une nouvelle méthode qui utilise le calcul de moments d'ordre 1 et supérieur à la densité de probabilité d'arrivée des photo-électrons. Compte tenu de la forme 5.1, il est possible de calculer analytiquement les premiers moments :

$$\begin{aligned}
 n = 1, M_1^j &= \int_0^\infty t f(t) dt \\
 &= \sum q_i^j \tau_i^j = \langle t \rangle^j \text{ qui est la moyenne;} \\
 n = 2, M_2^j &= \int_0^\infty (t - \langle t \rangle^j)^2 f(t) dt \\
 &= 2 \sum q_i^j (\tau_i^j)^2 - \left(\sum q_i^j \tau_i^j \right)^2 = (\sigma^j)^2 \text{ qui est la variance;} \\
 n = 3, M_3^j &= \int_0^\infty (t - \langle t \rangle^j)^3 f(t) dt \\
 &= 6 \sum q_i^j (\tau_i^j)^3 - 6 \left(\sum q_i^j (\tau_i^j)^2 \right) \left(\sum q_i^j \tau_i^j \right) + 2 \left(\sum q_i^j \tau_i^j \right)^3.
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

Avec les données simulées, on peut calculer les M_n^j pour chaque temps d'ar-

rivée des photo-électrons, sous l'hypothèse qu'il y a un unique photo-électron par PM touché. Voir figure 5.11. Nous pouvons ensuite comparer les prévisions théoriques venant des relations 5.2 et les simulations. Les résultats des calculs sont présentés au tableau 5.2.

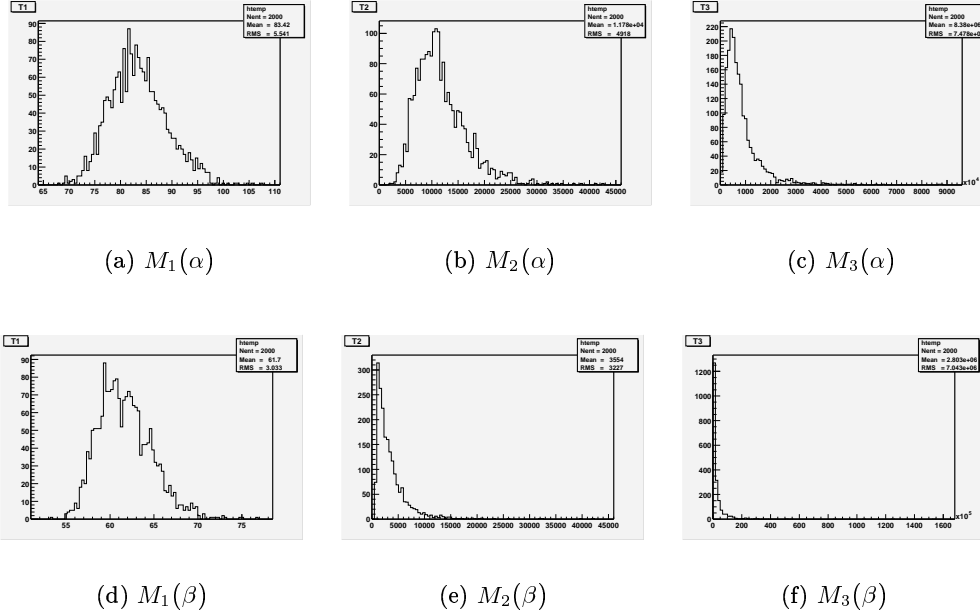


FIG. 5.11 : Distribution des trois premiers moments pour des particules α et β .

TAB. 5.2 : Comparaison entre simulations et prévisions analytiques pour les moments d'ordre 1 à 3, pour les particules α et β .

Moments	α		β	
	Calc.	Simul.	Calc.	Simul.
M_1 (ns)	31,84	83,43	10,09	61,70
M_2 (ns ²)	$11,22 \cdot 10^3$	$11,8 \cdot 10^3$	$2,83 \cdot 10^3$	$3,57 \cdot 10^3$
M_3 (ns ³)	$8,51 \cdot 10^6$	$8,47 \cdot 10^6$	$2,59 \cdot 10^6$	$2,83 \cdot 10^6$

Le calcul de M_1 ne prend pas en compte le temps de vol alors que les simulations le font. Afin de comparer convenablement ces valeurs, il faut comparer les différences $M_1^\alpha - M_1^\beta$, *i.e.* 21,75 ns et 21,73 ns pour les calculs théoriques et pour la simulation.

Ni la simulation ni les calculs théoriques ne prennent en compte la résolution temporelle de l'heure d'arrivée des photo-électrons sur les PM. Si l'on avait une résolution Δt sur le temps, avec une réponse plate non gaussienne, on pourrait

montrer qu'au lieu de la distribution 5.1, nous aurions :

$$\begin{aligned} t > \Delta t, f(t) &= \frac{1}{\Delta t} \sum_{i=1}^4 q_i e^{-t/\tau_i} \sinh \frac{\Delta t}{\tau_i} \\ |t| < \Delta t, f(t) &= \frac{1}{2\Delta t} \left(1 - \sum_{i=1}^4 q_i e^{-t/\tau_i} \right) \end{aligned} \quad (5.3)$$

D'où nous tirons :

$$M_1 = \sum q_i \tau_i \left(e^{-\Delta t/\tau_i} \cosh \frac{\Delta t}{\tau_i} + \sinh \frac{\Delta t}{\tau_i} \right) \quad (5.4)$$

et ainsi que

$$\begin{aligned} M_2 = \sigma^2 &= - \left(\sum q_i \tau_i \left(e^{-\Delta t/\tau_i} \cosh \frac{\Delta t}{\tau_i} + \sinh \frac{\Delta t}{\tau_i} \right) \right)^2 \\ &+ \frac{\Delta t^2}{3} + \sum q_i \tau_i \left[\frac{\Delta t}{2} (1 - e^{-2\Delta t/\tau_i}) + \tau_i (e^{-2\Delta t/\tau_i} + 1) \right. \\ &+ \frac{\tau_i^2}{\Delta t} (e^{-2\Delta t/\tau_i} - 1) \\ &\left. + \sinh \frac{\Delta t}{\tau_i} \left(\Delta t \cdot e^{-\Delta t/\tau_i} + 2\tau_i + 2\frac{\tau_i^2}{\Delta t} e^{-\Delta t/\tau_i} \right) \right] \end{aligned} \quad (5.5)$$

À titre indicatif, pour $\Delta t = 4$ ns, nous obtenons :

- $M_1(\alpha) = 13,09$ ns, à comparer à 10,08 ns sans résolution temporelle ;
- $M_1(\beta) = 34,33$ ns, à comparer à 31,84 ns sans résolution temporelle.

En utilisant uniquement M_1^j comme variable discriminante, nous obtenons

(cf. figure 5.12) pour une coupure à 72ns (*i.e.* à $3,39\sigma_\beta$ du maximum), $\begin{cases} n_\alpha = 19 \\ n_\beta = 1993 \end{cases}$,

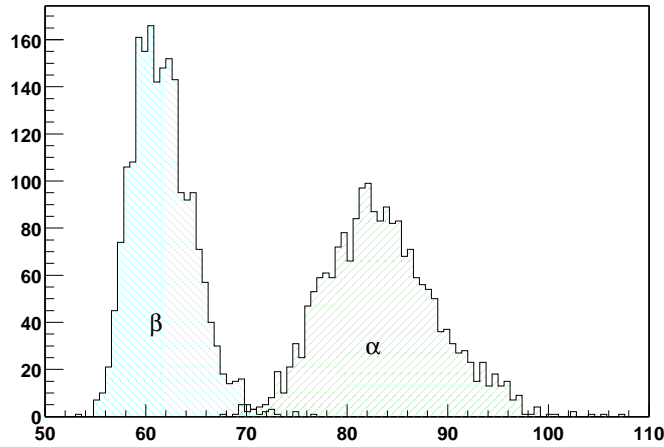


FIG. 5.12 : Distribution de M_1 pour les α et les β simulés.

soit une efficacité de 99,65%, comparable à celle de la méthode du rapport de la charge avant sur la charge totale pour le choix le meilleur de t_{th} .

Cette dernière méthode donne des résultats encourageants et est particulièrement simple à mettre en œuvre (seuls des moments sont à calculer). Elle pourrait être associée à terme à d'autres méthodes afin d'améliorer la performance globale de discrimination de Borexino entre particules α et β . En outre, cette méthode devra également être testée sur les données réelles afin d'évaluer sa performance vis-à-vis d'un éventuel PSD pour les neutrons.

Conclusions

Borexino devrait avoir sa première « lumière neutrino » dans le courant de l'année 2003. Les tests sans liquide (*air runs*) ont permis de qualifier l'ensemble de l'électronique d'acquisition, ainsi que le bon fonctionnement des photomultiplicateurs. L'électronique principale est en place et sa partie logicielle testée intégralement. Le système muons et le système à base de FADC seront installés pendant l'automne 2002.

En outre, l'expertise de CTF nous permet d'être confiants au sujet du remplissage qui aura lieu à partir l'automne. Les premières données de Borexino rempli d'eau (essentiellement muons par effet Čerenkov) devraient arriver l'hiver prochain. Les toutes premières données avec un remplissage partiel de pseudocumène devraient quant à elles survenir courant 2003.

Le travail que j'ai présenté dans ce mémoire s'est essentiellement articulé autour du FADC développé par le groupe du Collège de France. J'ai montré comment ce système sans temps mort et permettant la numérisation d'un signal temporel, a pu améliorer la compréhension de CTF, affiner les mesures de bruit de fond radioactif et permettre la discrimination entre α et β ; nous avons ainsi également validé le fonctionnement électronique des cartes FADC. De plus, l'expérience de CTF nous a permis de définir les contraintes du logiciel d'acquisition nécessaire pour les FADC dans Borexino. Ainsi, dans la phase III de CTF, c'est un logiciel entièrement réécrit dans l'esprit de l'acquisition de Borexino que nous avons utilisé. L'implantation finale à grande échelle de FADC dans Borexino (99 voies de numérisation) est en cours d'achèvement.

Bibliographie

- [Abdurashitov et al. 1999] Abdurashitov et al., Phys. Rev. C, **60**, 1999.
- [Ahmad et al. 2001] Q. R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett., **87**, 2001.
- [Ahmad et al. 2002] Q. R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett., **89**, 2002.
- [Alimonti et al. 1998] G. Alimonti et al., NIM, **A406** :411, 1998.
- [Altmann et al. 2000] M. Altmann et al., Physics Letters, **B** :16, 2000.
- [Apollonio et al. 1999] M. Apollonio et al., Phys. Lett. B, **466** :415, 1999.
- [Arpesella et al. 2002] C. Arpesella et al., Astroparticle Physics, **18** :1, 2002.
- [Bahcall and Ulmer 1996] J. N. Bahcall and A. Ulmer, Physical Review D, **53** :4202, 1996.
- [Bahcall et al. 2001a] J. N. Bahcall, M. C. Gonzalez-Garcia, and C. Peña Garay, JHEP, **014**, 2001, hep-ph/0106258.
- [Bahcall et al. 2001b] J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault, and S. Basu, Astrophysical Journal, **555** :990, 2001.
- [Bahcall et al. 2002] J. N. Bahcall, M. C. Gonzalez-Garcia, and C. Peña-Garay, hep-ph/0204314, 2002.
- [Bahcall 1989] J. N. Bahcall, *Neutrino Astrophysics*, Cambridge University Press, 1989.
- [Bahcall 1993] J. N. Bahcall, Physical Review Letters, **71** :2369, 1993.
- [Bahcall 1994] J. N. Bahcall, Physical Review D, **49** :3923, 1994.
- [Bahcall 2002] J. N. Bahcall, Phys. Rev. C, **65**, 2002.
- [Bari et al. 1989] G. Bari et al., Nucl. Instrum. Meth., **A277** :11, 1989.
- [Beau 1999] T. J. Beau, Detecting vacuum oscillation with the 7be solar neutrino flux, Technical Report PCC 99 11 S, Laboratoire de Physique Corpusculaire et Cosmologie, Collège de France, 1999.

- [Beau 2000] T. Beau, Pulse shape discrimination in borexino, Meeting de collaboration Borexino, Février 2000.
- [Benziger et al. 1998] J. Benziger et al., NIM A, **417** :278, 1998.
- [Berezinsky et al. 1998] V. Berezinsky, G. Fiorentini, and M. Lissia, hep-ph/9811352, 1998.
- [Bethe 1939] H. A. Bethe, Physical Review, **55** :434, 1939.
- [Bilenky et al. 1998] S. M. Bilenky, C. Giunti, and W. Grimus, hep-ph/9812360, 1998.
- [Birks 1951] J. B. Birks, Proc. Phys. Soc. A, **64**, 1951.
- [Borexino collaboration 1998] Borexino collaboration, Phys. Lett. B, **422** :349, 1998.
- [Borexino collaboration 2002] Borexino collaboration, Astroparticle Physics, **16** :205, 2002.
- [Browne et al. 1986] E. Browne et al., *Table of Radioactive Isotopes*, Wiley Interscience, 1986.
- [Busenitz et al. 1999] J. Busenitz et al., Proposal for us participation in KamLAND, <http://kamland.lbl.gov/KamLAND.US.Proposal.pdf>, March 1999.
- [Caccianiga et al. 1997] B. Caccianiga, S. Bonetti, M. Giammarchi, and J. Maneira, GENEBA : GENEration of NEutrino and Background, Borexino internal report, October 1997.
- [Chen et al. 1999] M. Chen et al., NIM A, **420** :189, 1999.
- [Cleveland et al. 1998] B. T. Cleveland et al., Astrophysical Journal, **496** :505, March 1998.
- [Cribier 2000a] M. Cribier, Nuclear Physics B, **87** :195, 2000.
- [Cribier 2000b] M. Cribier, Nucl. Phys. B, **87** :195, 2000, Invited talk to the Sixth International Workshop on Topics Astroparticle and Underground Physics, TAUP99, Paris ,6–10 september 1999.
- [de Gouvêa et al. 1999a] A. de Gouvêa, A. Friedland, and H. Murayama, hep-ph/9910286, 1999.
- [de Gouvêa et al. 1999b] A. de Gouvêa, A. Friedland, and H. Murayama, Phys. Rev. D, **60**, 1999.
- [De Marzo et al. 1986] C. De Marzo et al., Nuovo Cim., **C9** :281, 1986.
- [Elisei et al. 1997] F. Elisei et al., NIM A, **400** :53, 1997.
- [Fukuda et al. 1996] Y. Fukuda et al., Physical Review Letters, **77** :1683, 1996.
- [Galbiati 1998] C. Galbiati, *Data taking and analysis of the Counting Test Facility of Borexino*, PhD thesis, Università degli Studi di Milano, Dipartimento di Fisica, 1998.

- [Giammarchi et al. 1997] M. G. Giammarchi, S. Bonetti, and E. Resconi, Neutrino oscillation simulation, neutrino fluxes and neutrino scattering in the Borexino Monte Carlo, Borex Report, October 1997.
- [Göger-Neff 2001] M. Göger-Neff, *Development of a liquid scintillator and of data analysis methods for Borexino*, PhD thesis, Fakultät für Physik der Technischen Universität München, 2001.
- [Goldbrunnera et al. 1998] T. Goldbrunnera et al., Nuclear Physics B – Proceedings Supplement, **61**, 1998.
- [Gouvêa 2000] A. d. Gouvêa, Phys.Lett. B, **490** :125, 2000.
- [Günther et al. 1997] M. Günther et al., Phys. Rev. D, **55** :54, 1997.
- [Hagner et al. 2000] T. Hagner et al., Astroparticle Physics, **14** :33, 2000.
- [Halzen and Martin 1984] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and leptons : an introduction course in modern particle physics*, John Wiley & Sons, 1984.
- [Hampel et al. 1999] W. Hampel et al., Physics Letters, **B** :127, 1999.
- [Hata and Langacker 1997] N. Hata and P. Langacker, Phys.Rev.D, **56** :6107, 1997.
- [Horowitz et al. 1980] P. Horowitz et al., *The art of electronics*, Cambridge University Press, 1980.
- [INFN-web 2002] INFN-web, <http://www.infn.it>, on the web, 2002.
- [JENDL 2002] JENDL, www.ndc.tokai.jaeri.go.jp/, Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Japan Atomic Energy Research Institute, 2002.
- [Krastev and Petcov 1988] P. I. Krastev and S. T. Petcov, Phys. Lett. B, **307** :64, June 1988.
- [Kukuda et al. 2001] S. Kukuda et al., Phys. Rev. Lett., **86** :5651, 2001.
- [Lendvai 2001] C. Lendvai, *Photomultiplier-Einkapselung für das Myon-Veto des Borexino-Experiments und Messung myoninduzierter Neutronen in der CTF II*, PhD thesis, Technische Universität München, 2001.
- [LNGS-web 2002] LNGS-web, <http://www.lngs.infn.it>, on the web, 2002.
- [Machulin 2002] I. Machulin, Geant 4 light tracking code for borexino experiment, Meeting de collaboration Borexino, Février 2002.
- [Manneville and Esquieu 1997] F. c. Manneville and J. Esquieu, *Électronique, théorie du signal et composants*, Dunod, 1997.

- [Manno 1997] I. Manno, Pulse shape discrimination in Borexino, Borexino internal report, 1997.
- [Manno 1999] I. Manno, Scintillator decay fit, Borexino internal report, 1999.
- [Mikheyev and Smirnov 1986] S. P. Mikheyev and A. Y. Smirnov, Il nuovo cimento, **9C** :17, 1986.
- [Monzani 2000] M.-E. Monzani, *Metodi di identificazione delle particelle α/β in grandi volumi di scintillatore liquido, par la reiezione del fondo radioattivo nell'esperimento Borexino*, PhD thesis, Università degli studi di Milano, 2000.
- [Murayama 2001] H. Murayama, Theory of neutrino masses and mixings, Technical Report hep-ph/0201022, LBNL, 2001, Talk at Lepton Photon 2001.
- [Murayama 2002] H. Murayama, <http://hitoshi.berkeley.edu/neutrino/>, 2002.
- [NNDC] NNDC, www.nndc.bnl.gov/nndc/, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory.
- [Pannetier 1980] R. Pannetier, *Vade-mecum du technicien nucléaire*, volume Tome 2, S.C.F. du Bastet, 1980.
- [Petcov 1988] S. T. Petcov, Phys. Lett. B, **214** :139, 1988.
- [Philips 1994] Philips, editor, *Photomultiplier tubes, principles and applications*, Philips Photonics, 1994.
- [PPB 1998] Particule Physics Booklet, Springer, July 1998.
- [Ranucci et al. 1993] G. Ranucci et al., NIM A, **333** :553, 1993.
- [Ranucci et al. 1998] G. Ranucci et al., NIM A, **412** :374, 1998.
- [Ranucci et al. 2001] G. Ranucci et al., Nucl.Phys.Proc.Suppl., **91** :58, 2001.
- [Ranucci 1998] G. Ranucci, Borexino : the detector and the physics program, in *New Era in Neutrino Physics Symposium*, Tokyo, June 1998.
- [Rich 1992] J. Rich, Solar neutrinos, in *Le neutrino et ses mystères, École de GIF*, 1992.
- [Rich 1993] J. Rich, Physical Review D, **48** :4318, November 1993.
- [Sarrat 2001] A. Sarrat, *Étude de la détermination de la direction d'un électron de recul dans le cadre du projet de spectroscopie des neutrinos solaires Hellaz*, PhD thesis, Université Louis PASTEUR, 2001.
- [Smirnov 2000] O. Smirnov, ^{14}C events as ctf stability monitor, Borexino collaboration memo, juillet 2000.

- [Smirnov 2001] O. Smirnov, Estimation of the probability of the borexino fake events due to the pmt afterpulses, Borexino collaboration memo, juillet 2001.
- [SNO Collaboration 2002] SNO Collaboration, Neutral current and day/night measurement from the pure-D₂O phase of SNO, in *Conference Neutrino 2002, Munich*, 2002.
- [Spiro 2002] M. Spiro, Where do we stand, where are we going? Experiments, in *Conference Neutrino 2002, Munich*, 2002.
- [Suzuki 1998] Y. Suzuki, Goal of SuperKamiokande solar neutrino measurement, in *Neutrino 98, Proceedings of the XVIII International conference on neutrino physics and astrophysics*, Takayama, Japan, June 1998.
- [t2database 2002] t2database, <http://t2.lanl.gov/>, T2 nuclear information service, Los Alamos, 2002.
- [Turck-Chièze et al. 2001] S. Turck-Chièze et al., *The astrophysical journal*, **555** :69, 2001.
- [Wolfenstein 1978] F. Wolfenstein, *Physical Review D*, **17** :2369, 1978.

Glossaire

Liste des anglicismes courants

buffer : Il s'agit dans cet ouvrage de liquide protégeant de rayons cosmiques ou de γ la cible centrale d'un détecteur à scintillateur.

cross-compilation : Action de compiler un programme, un logiciel, sur une plateforme A différente de la plateforme cible B .

pattern : Mot, motif numérique à N bits envoyé sur une nappe à N fils, permettant d'échanger des informations numériques entre modules électroniques. Dans cet ouvrage, le *pattern* correspond à un numéro d'événement.

run : Période au cours de laquelle l'acquisition fonctionne sur un détecteur.

single : Décroissance sans coïncidence remarquable d'un isotope radioactif.

trigger : Signal de déclenchement indiquant à l'ensemble des modules d'acquisition d'une électronique d'effectuer la digitalisation de l'événement en cours. La génération de ce signal suit un algorithme propre à chaque système d'acquisition.

Liste des sigles et abréviations

ADC : (pour *Analogue to Digital Converter*). Il s'agit d'un dispositif électronique convertissant une donnée analogique (souvent une charge dans l'électronique utilisée en physique des particules) en une donnée numérique.

BiPo : Abréviation utilisée pour désigner les événements en coïncidence de la décroissance d'un atome de bismuth (émetteur β) suivie de celle d'une atome de polonium (émetteur α).

CC : Abréviation pour *Charged Current*, interaction de ν par courant chargé (échange de W).

CTF : (pour *Counting Test Facility*). Prototype de Borexino, comprenant 4m^3 de scintillateur, permettant la mesure du bruit de fond radioactif du scintillateur jusqu'à un très bas niveau.

- DAQ** : Abréviatiion pour *Data Acquisition*, Aquisition de données ; désigne l'ensemble du système d'acquisition, de la partie matérielle à la partie logicielle.
- ElecM** : Abréviatiion désignant l'électronique de Milan utilisée sur CTF. Il s'agit de l'ensemble du système d'acquisition de CTF hors l'ElecP.
- ElecP** : Abréviatiion désignant l'électronique de Paris utilisée sur CTF. Cette électronique est constituée de cartes FADC et de quelques modules NIM.
- FADC** : (pour *Flash ADC*, ADC rapide).
- IV** : (pour *Inner Vessel*). Voile en nylon intérieur dans Borexino qui sépare le scintillateur cible du *buffer*.
- NC** : Abréviatiion pour *Neutral Current*, interaction de ν par courant neutre (échange de Z).
- NIM** : (pour *Nuclear Instrument Module*). Ce sigle désigne les modules électronique couramment utilisés en physique nucléaire ; mais il désigne aussi la norme logique associée selon laquelle la valeur booléenne vraie est représentée par une tension de 0,8 V sous 50 Ω et la valeur fausse par 0 V.
- OV** : (pour *Outer Vessel*). Voile en nylon extérieur dans Borexino qui sert de barrière anti-radon.
- p.e.** : Abréviatiion pour photo-électron, c'est-à-dire photon détecté par un PM.
- PM** : Abréviatiion pour photomultiplicateur.
- PC** : Abréviatiion pour Pseudocumène, mais aussi de *Personnal Computer* dans le domaine de la micro-informatique.
- PPC** : Abréviatiion pour PowerPC, sous entendu machine à base de processeur Motorola PowerPC.
- PSD** : (pour *Pulse Shape Discrimination*), discrimination d'après la forme des impulsions, permettant la distinction entre les événements α et β .
- SSS** : (pour *Stainless Steel Sphere*). Sphère en acier inoxydable qui contient le scintillateur et son *buffer* de 1700 m³ dans Borexino.
- TDC** : (pour *Time to Digital Converter*). Il s'agit d'un dispositif électronique convertissant un temps (entre deux signaux le plus souvent) en un mot numérique.
- VO** : (pour *Vacuum Oscillation*). Abréviatiion désignant les oscillations dans le vide (pour les neutrinos).

Annexes

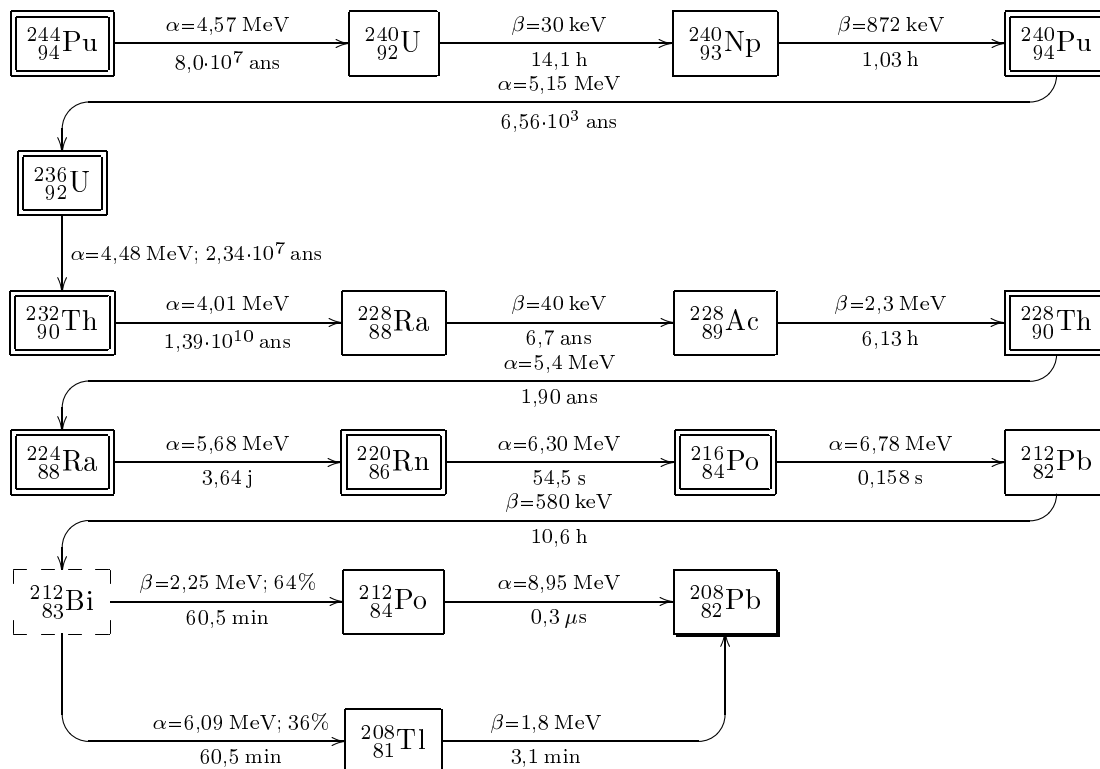
Chaînes de désintégration pour des initiateurs à long temps de vie

Nous avons présenté au 2.2.3.2 les aspects formels liés à la compréhension des phénomènes de décroissance des éléments d'une chaîne radioactive. Nous redonnons ici les chaînes déjà présentées et nous complétons par l'ensemble des chaînes (ne possédant éventuellement qu'un unique isotope instable) pour lesquelles l'élément initiateur a une demi-vie supérieure à 10^7 ans. Dans ces chaînes de désintégrations, les émetteurs α sont entourés d'un double trait tandis que les émetteurs β d'un simple trait.

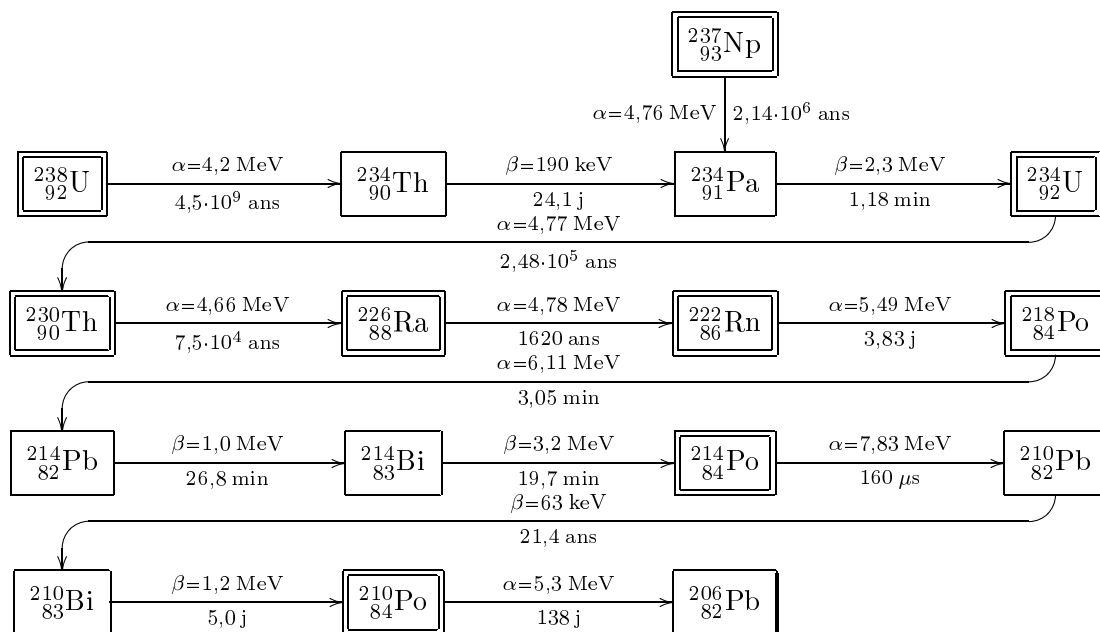
Nous donnons ensuite l'allure de l'évolution temporelle des concentrations et activités des isotopes issus du radon ($^{220}_{86}\text{Rn}$ ou $^{222}_{86}\text{Rn}$), lorsque celui-ci est introduit à $t = 0$.

Les temps de demi-vie et les énergies en jeu sont issus de [Browne et al. 1986], [Pannetier 1980] et de bases de données sur internet [NNDC , t2database 2002, JENDL 2002]. Lorsque les rapports de branchement sont faibles, la décroissance en jeu n'est pas mentionnée. Les énergies β données correspondent à l'énergie maximale du β dans le spectre continu, hors γ .

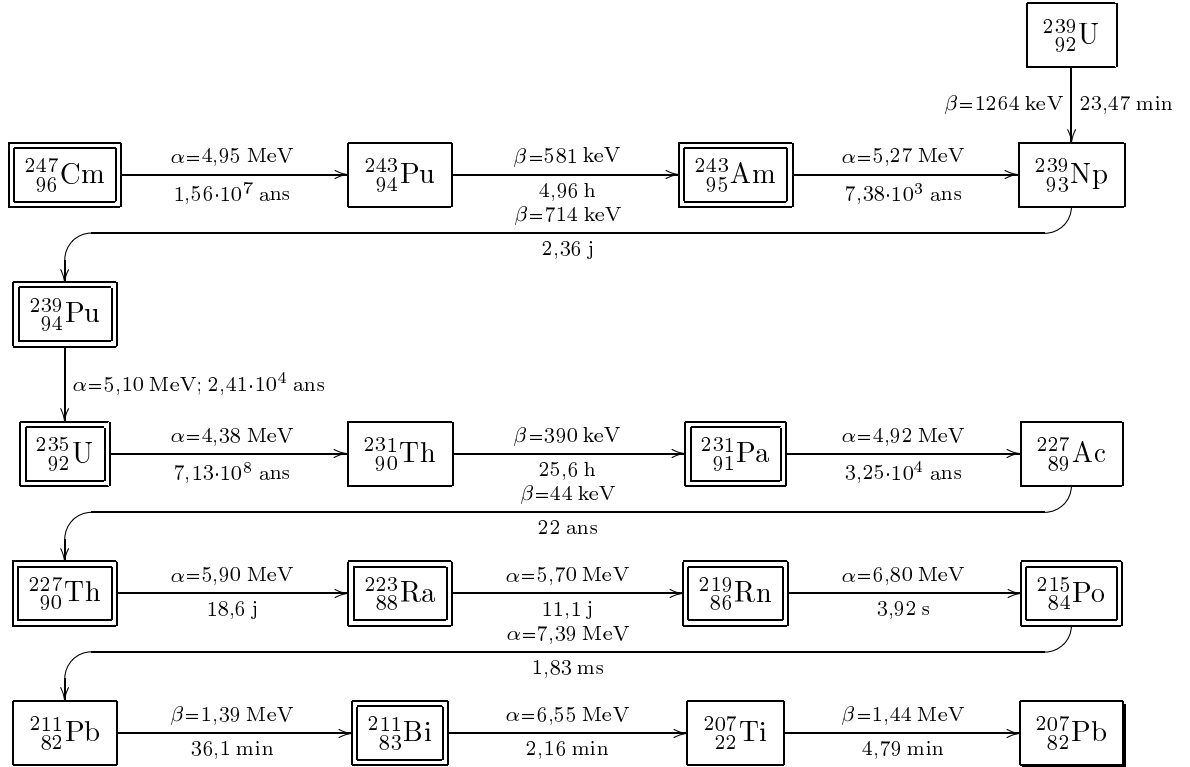
Chaîne du Thorium 232



Chaîne de l'Uranium 238

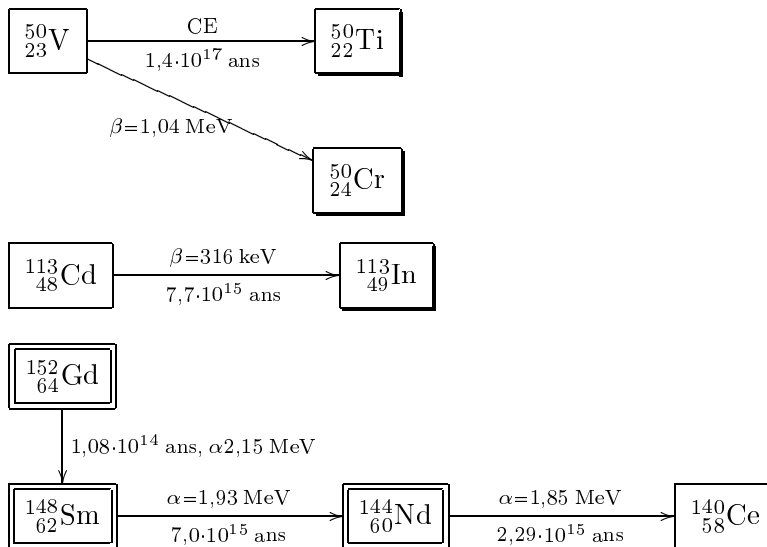


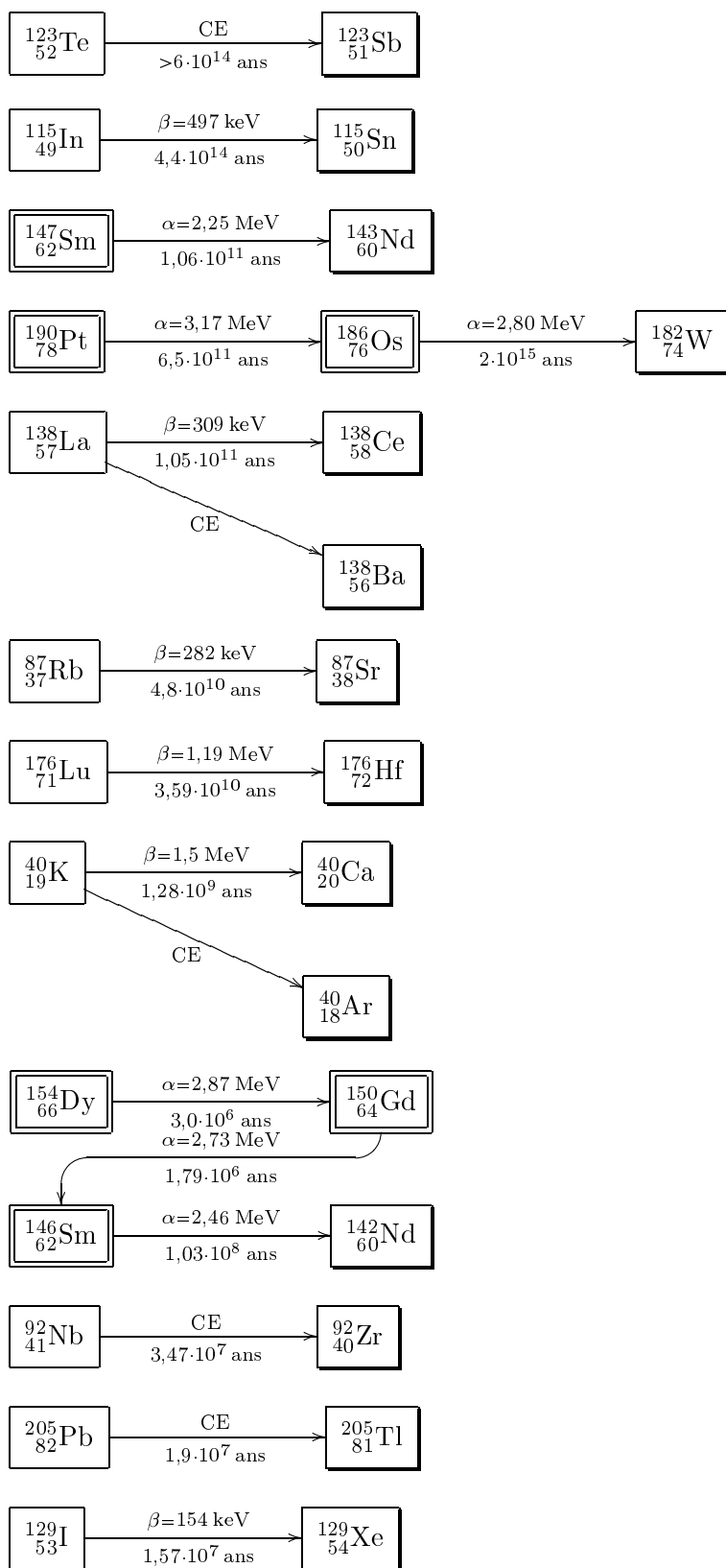
Chaîne de l'Uranium 235

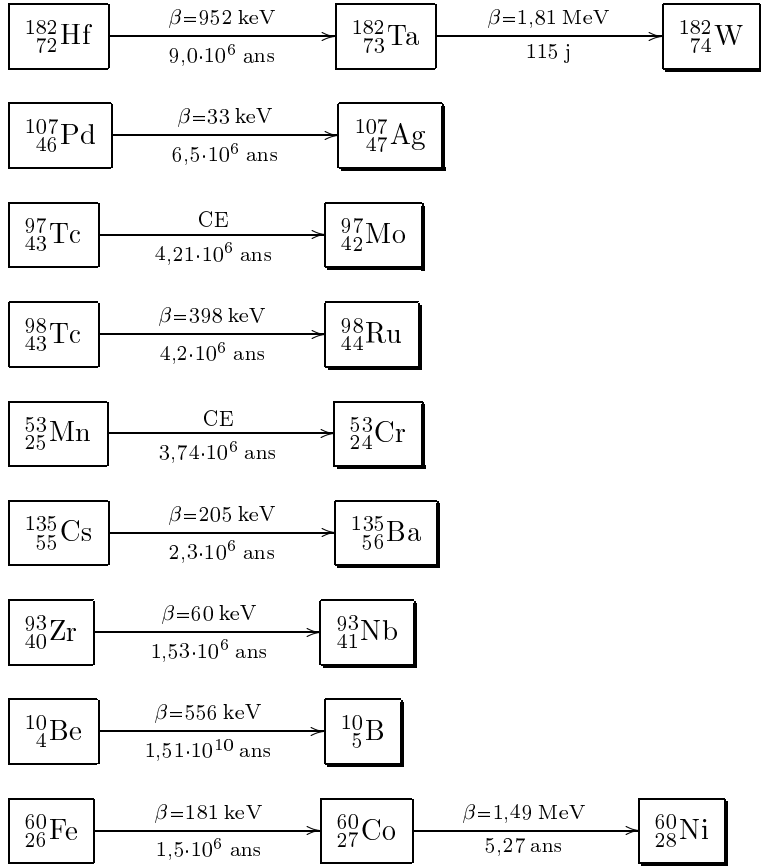


Cas des chaînes courtes à $\tau_{1/2} > 10^7$ ans

Ces chaînes sont classées par ordre décroissant du $\tau_{1/2}$ de l'isotope initiateur. CE signifie capture électronique.







Activité et concentration des isotopes issus du radon

Nous donnons ici les activités et concentration des isotopes issus du radon des chaînes de $^{238}_{92}\text{U}$ et du $^{232}_{90}\text{Th}$. C'est une application des résultats formels présentés au 2.2.3.2.

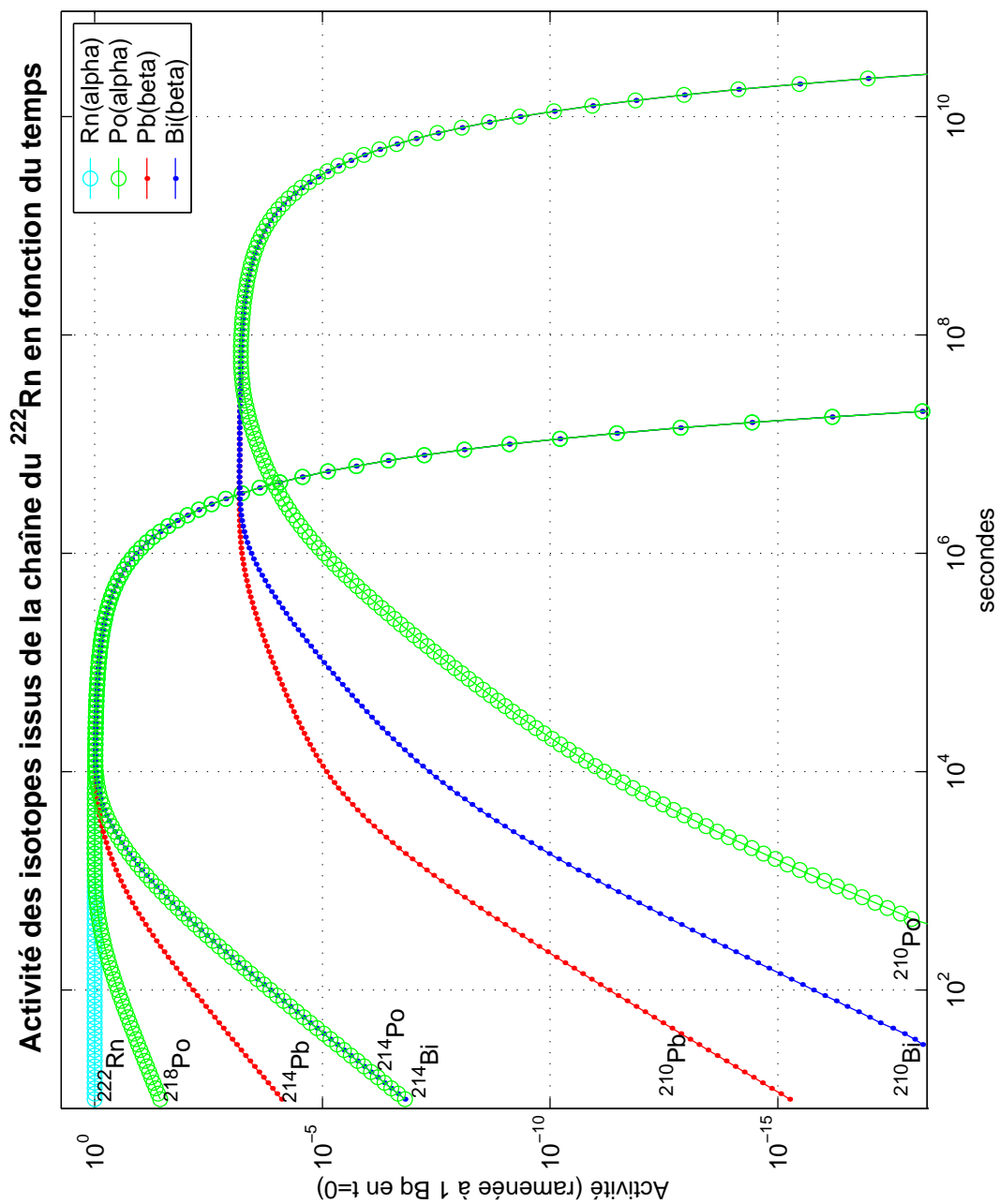


FIG. A.1 : Activité des isotopes issus du ^{222}Rn introduit à $t = 0$

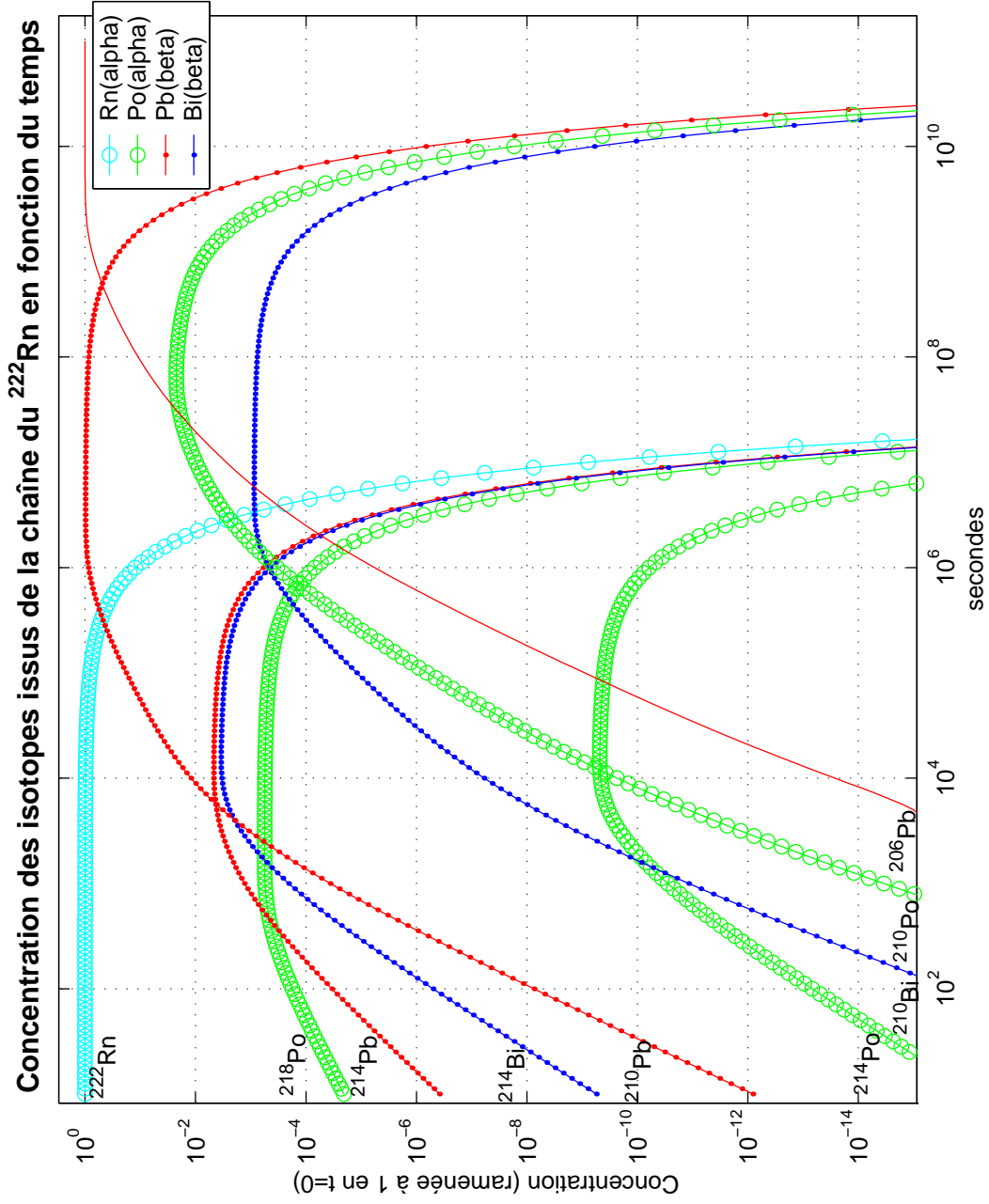


FIG. A.2 : Concentration des isotopes issus du ^{222}Rn introduit à $t = 0$

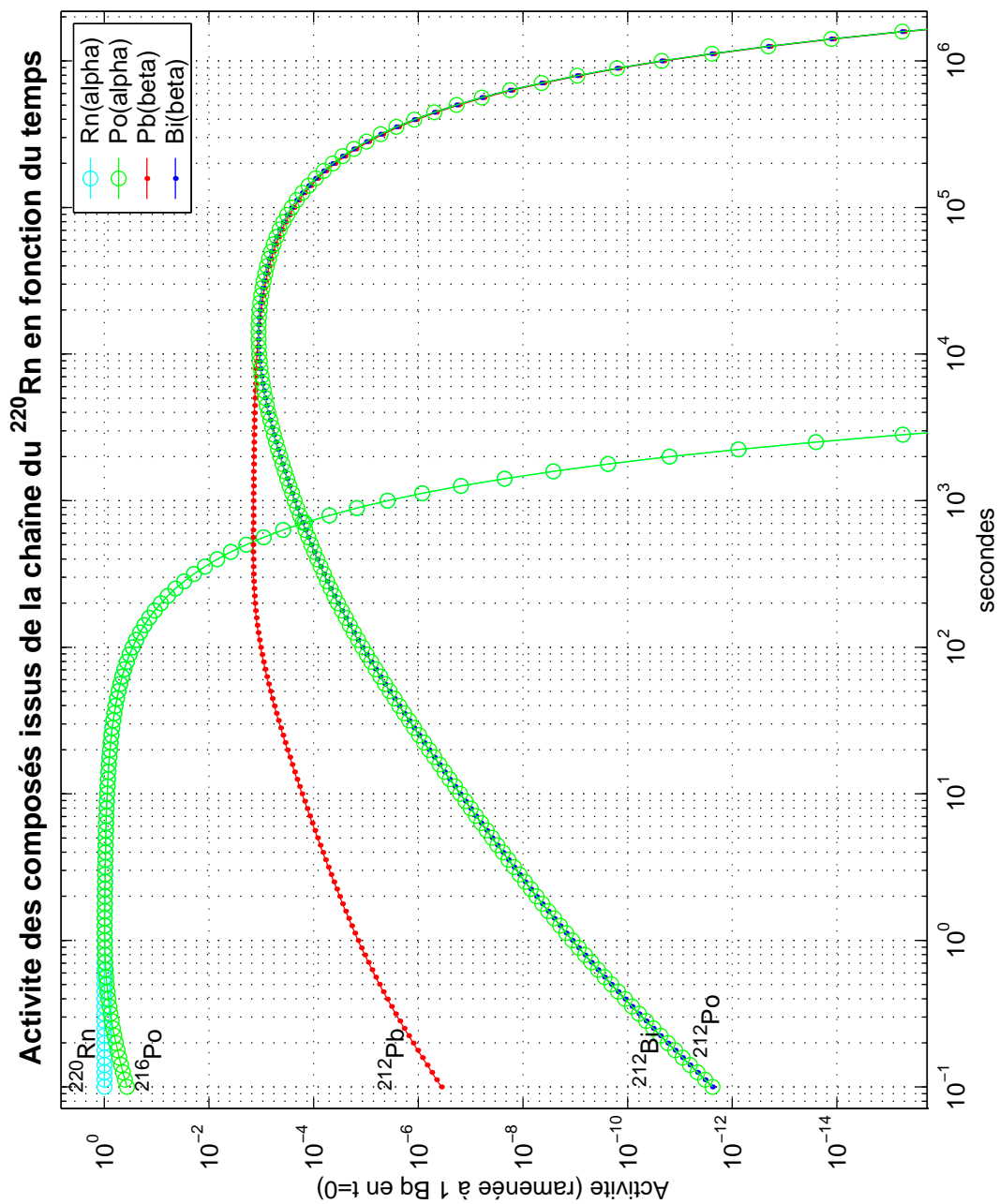


FIG. A.3 : Activité des isotopes issus du ^{220}Rn introduit à $t = 0$

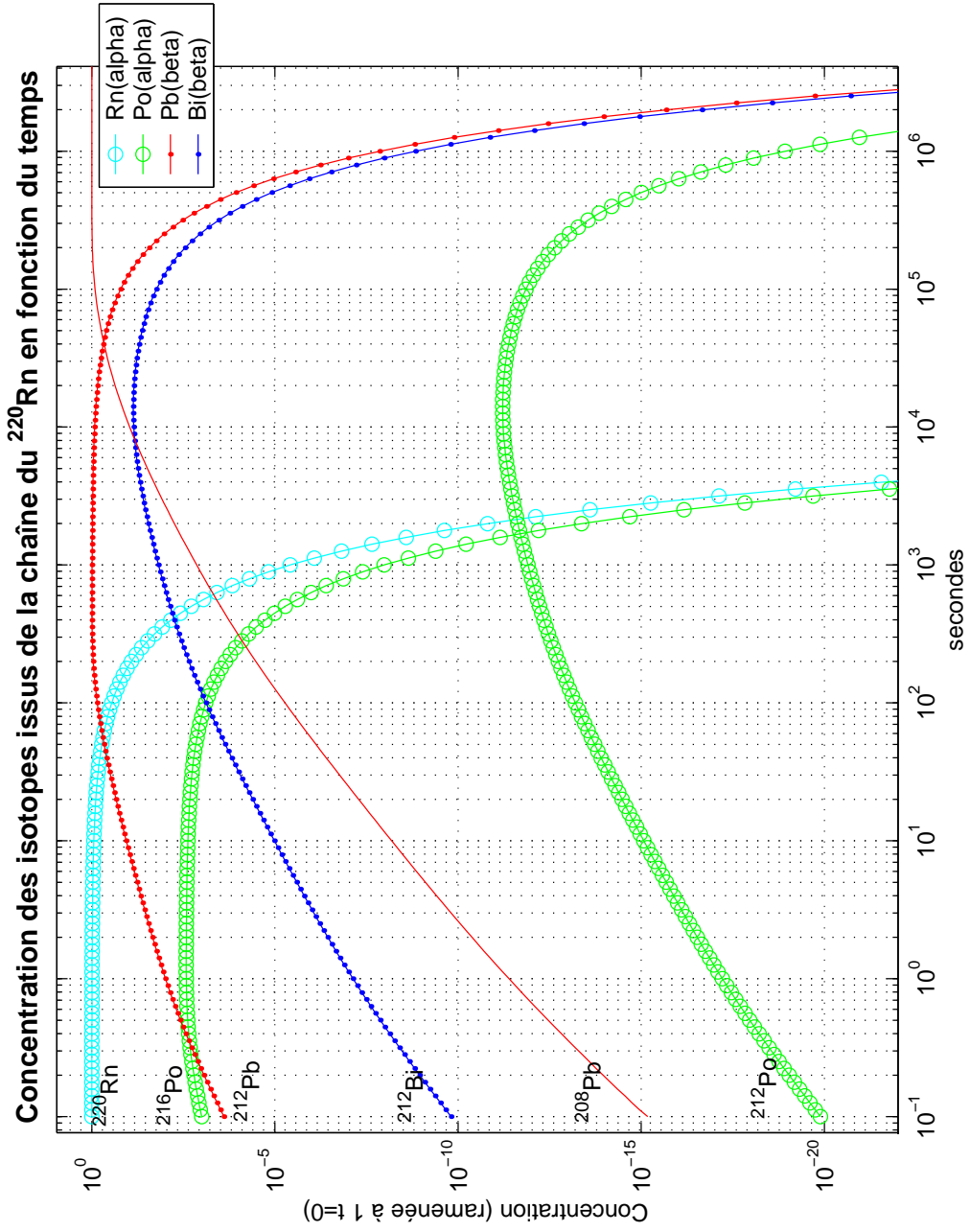


FIG. A.4 : Concentration des isotopes issus du ^{220}Rn introduit à $t = 0$

Points techniques concernant la carte FADC V896

Nous rappelons ici les spécifications de la carte de numérisation rapide V896 de la société italienne CAEN¹. Nous insistons ensuite sur quelques points particuliers qui ont fait l'objet de mises au point récentes, lors de la définition du modèle industriel. Les modèles industriels nous ont été livrés septembre 2001. Ils devraient prochainement être disponibles au catalogue de la société CAEN (www.caen.it). Les informations pratiques d'utilisation de cette carte (description des entrées, réglages, *etc.*) sont disponibles dans la note présente à l'annexe C.

B.1 Spécifications

Nous avons déjà évoqué les spécifications du V896 au 3.3.2. Quelques précisions :

- Carte fonctionnant sur bus VME.
- 3 canaux indépendants de numérisation à 400 MHz sur 8 bits (environ 2,5 mV par canal).
- Choix entre horloge interne ou bien horloge externe (50 MHz) pour synchroniser un ensemble de cartes.
- Réglage par potentiomètre du signal d'entrée [−500 mV; +500 mV].
- Enregistrement d'événements par pages. Le nombre de page dépend de leur taille. La mémoire totale disponible est de 655,36 μ s par page, divisible en un nombre de pages 2^n . À titre d'exemple, pour des événements enregistrés de 10,24 μ s, 64 pages sont disponibles.
- Un signal de déclenchement impose la mémorisation du signal d'entrée

¹Ces spécifications et le manuel technique de référence sont disponibles à <http://cdfinfo.in2p3.fr/Nominatif/kryn/fwfd/manual/manual.html>



FIG. B.1 : Photographie du modèle industriel de la carte V896.

qui a eu lieu *avant* l'arrivée du déclenchement. Ce principe assure un fonctionnement sans temps mort (*zero dead-time system*).

- Un mot de 16 bits (appelé *pattern*) est enregistré pour chaque *trigger*. Ce mot est constitué de signaux TTL.
- Les entrées numériques sont à la norme NIM² et les connecteurs sont de type LEMO 00. Les entrées analogiques ont une impédance de 50 Ω et les connecteurs sont de type SMB.

B.2 Électronique de digitalisation

La carte V896 est constituée d'une carte mère sur laquelle se trouvent les circuits liés à la logique (horloge, signaux logiques d'entrée, *pattern*) et les circuits liés à la communication avec le bus VME. Sur cette carte mère s'insèrent trois cartes filles, identiques, au sein desquelles a lieu la numérisation. Voir la photographie de la carte à la figure B.1.

B.2.1 Puce de digitalisation

Le V896 est basé autour du FADC d'Analog Device (www.analogdevices.com) numéro AD9288. Les caractéristiques essentielles de ce composant sont :

- échantillonnage sur 8 bits, à 40, 80 ou 100 MHz ;
- largeur de bande d'entrée, 475 MHz.

²Impédance 50 Ω , 0 V pour *faux*, -0,8 V pour *vrai*.

B.2.2 Étage d'entrée

L'étage d'entrée requiert un préamplificateur : il a été établi qu'un gain 2 était nécessaire pour la numérisation des signaux de Borexino³ ; en outre, il est nécessaire d'introduire un réglage de tension par potentiomètre, pour ajuster à la gamme de numérisation fixe le signal d'entrée. Un étage d'entrée est donc nécessaire et regroupera ces deux fonctions. Il est basé autour de l'amplificateur opérationnel à retour de courant HFA1130 de Harris semiconductors (www.harris.com), ayant une bande passante de 850MHz. Le schéma finalement retenu est celui présenté à la figure B.2.

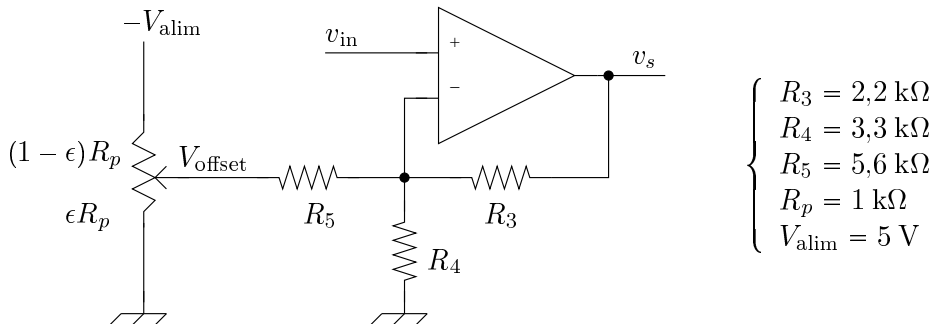


FIG. B.2 : Étage d'entrée analogique sur les cartes filles du V896.

Sur ce schéma ne figurent ni la résistance d'entrée de 50Ω , ni l'alimentation de l'amplificateur, ni les résistances permettant de régler les seuils de sortie nécessaires pour protéger le convertisseur. Il assure :

- une plage de sortie entre 0 V et 1,96 V qui recouvre la plage de numérisation ;
- un gain de l'ordre de 2 (plage [2,042; 2,059] soit $\frac{\Delta \text{gain}}{\text{gain}} \approx 0,86\%$), quasiment constant quelque soit la position de l'index sur le potentiomètre.

B.2.3 Digitalisation effective à 400 MHz

Nous avons vu que la digitalisation est basée sur un convertisseur fonctionnant à 100 MHz. Pour obtenir une digitalisation à 400 MHz, nous utilisons 4 de ces convertisseurs (c'est-à-dire 2 puces car chacune possède 2 convertisseurs). Et l'instant de conversion est déphasé de $\pi/2$ pour chaque convertisseur.

L'horloge à disposition sur la carte mère a une fréquence de 50 MHz. Il faut, à partir de cette horloge, créer 4 nouvelles horloges (pour les 4 convertisseurs) à 100 MHz chacune et déphasées de $\pi/2$. Nous utilisons pour cette opération des "roboclock" de Cypress (www.cypress.com) numéro CY7B9911. Ces puces permettent, par leurs PLL internes, la multiplication et la division de fréquence d'horloge ainsi que le réglage de déphasage. 5 de ces "roboclock" sont utilisés pour obtenir 4 nouvelles horloges notées CLK0 à CLK3, selon le chronogramme de la figure B.3. Deux horloges en opposition de phase (CLK0 et CLK1, ou bien

³Nous souhaitons numériser des signaux d'amplitude 500 mV alors que la plage de numérisation s'étale de 0,7 V à 1,7 V.

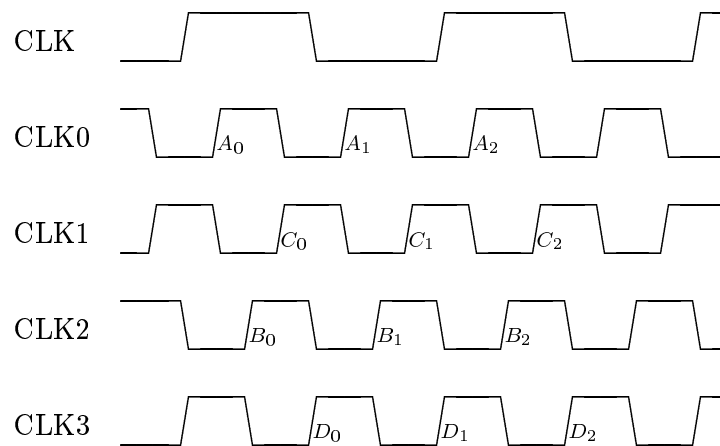


FIG. B.3 : Chronogramme des horloges à 100 MHz pour les 4 convertisseurs de chaque carte fille du V896.

CLK2 et CLK3) sont distribuées sur une même face de chaque carte fille. Les instants A_i , B_i , C_i et D_i sont les instants successifs de digitalisation à 400 MHz. À chaque coup d'horloge de la carte mère (à 50MHz), sont stockés sur la mémoire de chaque face des cartes filles 4 échantillons. Sur une face les échantillons A_i , C_i , A_{i+1} , C_{i+1} et sur l'autre les échantillons B_i , D_i , B_{i+1} et D_{i+1} . L'ordre temporel des échantillons est rétabli soit lors de l'analyse des données (cas de l'acquisition pour CTF II) soit directement par le programme d'acquisition des données (cas de l'acquisition pour CTF III ou Borexino).

B.3 Gestion de la mémoire

B.3.1 Gestion des pages

La mémoire est divisée en 2^p pages qui s'incrémentent circulairement.

Nous appelons *hp* (ou *hpage* pour *High Page*, page haute) la page en cours d'écriture. Afin d'assurer un fonctionnement sans temps mort, la numérisation a lieu continuellement et s'inscrit dans la zone mémoire de cette *hp* circulairement. Lorsqu'un signal de *trigger* arrive, cette *high page* en cours d'écriture reste dans son état actuel et le V896 incrémente *hp* pour commencer l'écriture des échantillons dans une nouvelle zone mémoire ($hp+1$).

Nous appelons *lp* (ou *lpage* pour *Low Page*, page basse) la page la plus anciennement écrite par le V896. Entre *lp* et *hp*, se trouvent les événements en mémoire. Lorsque le plus ancien événement a été lu, une commande spécifique permet d'incrémenter *lp* pour libérer de l'espace mémoire.

Dans l'hypothèse où le système de lecture n'a pas eu suffisamment de temps pour traiter les événements et que *hp* atteint $lp-1$, plutôt que de surécrire des événements non lus, le V896 se place dans un état *full* et les prochains *triggers*

seront perdus tant qu'il n'y aura pas d'incrémation de lp .

Nous symbolisons le fonctionnement de cette double mémoire circulaire à la figure B.4.

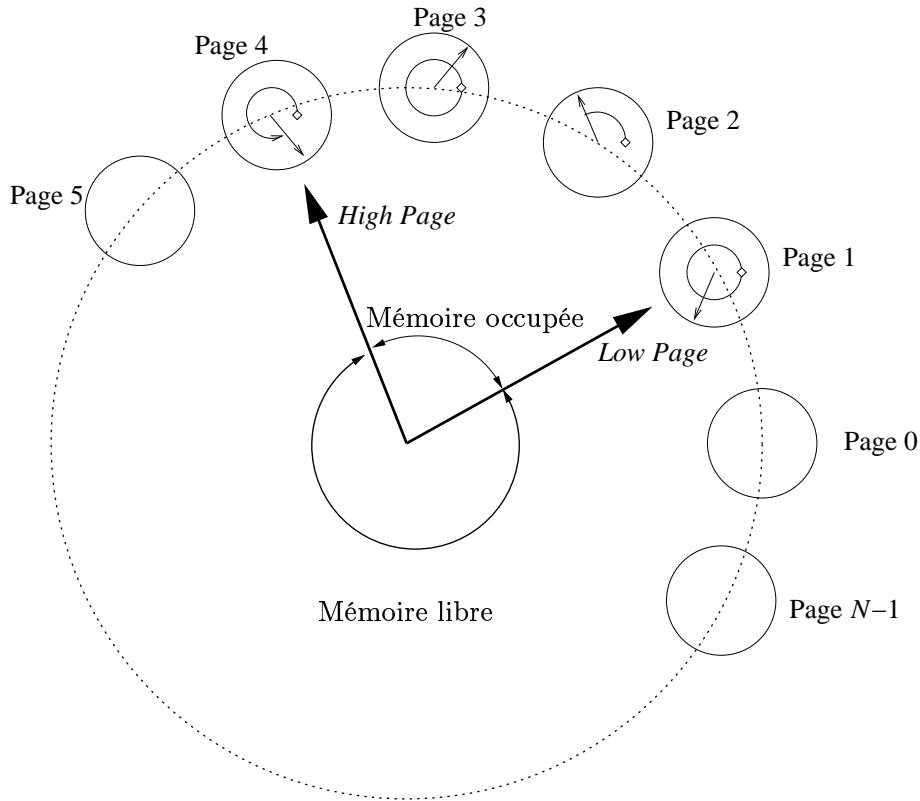


FIG. B.4 : Principe de la double mémoire circulaire du V896 : mémoire circulaire inter-pages à 2^p pages et mémoire circulaire intra-page. La mémoire est libre entre les pages 5 et $N - 1 = 2^p - 1$. La hp est actuellement la page 4, en cours d'écriture circulaire. Pour les pages en mémoires, de la lp 1 à 3, sont notées les dernières positions d'écriture des échantillons; ainsi il est possible de retrouver l'ensemble du signal numérisé. Dans le cas de la page 1 et 3, la page est remplie; dans le cas de la page 2, seule une partie est remplie et le début de la page commence donc à la position standard de début d'écriture des pages, marquée par un petit losange.

B.3.2 Échantillons au sein d'une page

L'écriture des échantillons au sein d'une page n a lieu en continu jusqu'à l'arrivée d'un signal *trigger* qui fait changer de page (*i.e.* à la page $n + 1[2^p]$). En ce cas, la page n reste en son état.

Dans le cas où un signal de *trigger* arrive avant que la mémoire circulaire de la page n n'ait été parcourue entièrement, le signal numérisé se situe entre le

début de la page et la dernière position écrite et non, comme dans le cas général, entre la dernière position écrite plus 1 et la dernière position écrite.

Note interne au groupe : Mise en place des cartes FADC dans CTF

J'ai écrit une note interne au groupe Borexino du Collège de France concernant l'installation des cartes FADC sur CTF III. Cette note regroupe l'ensemble des informations dont on peut avoir besoin lorsque l'on se trouve en *run* sur CTF. Cette note interne a également été distribuée à la collaboration Borexino. Elle apparaît ci-après en *fac-simile*.

Installation des cartes FADC CAEN V896 sur CTF3 : note aux shifters.*

Tristan J. BEAU[†]

Version 0.3 du 7 août 2001

Résumé

Je rappelle dans cette note l'ensemble des opérations d'installation ou de maintenance des cartes FADC 400 MHz CAEN V896 sur CTF3, ainsi que les procédures de lancement de run. La sommation de CTF3 est explicitée. Concernant le hardware, on trouvera une référence concernant les connecteurs et les éléments du flash (aussi désigné ensuite comme FADC ou V896), comment placer le flash dans le châssis VME, comment régler le problème de la synchronisation des horloges des cartes, du trigger sur les différentes cartes. Côté software, on trouvera sa description partielle et la description de son installation sur le PPC d'acquisition. Enfin un chapitre est consacré aux procédures de lancement d'acquisition, à la vérification des données enregistrées et enfin aux procédures de préanalyse.

*On peut retrouver la dernière mise à jour de ce document sous CVS. Le nom du projet à récupérer est `fadc_install_ctf3`.

[†]`beau@in2p3.fr`

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	2
---------------------------	---

Table des matières

1 CTF3	3
1.1 Quels signaux à digitaliser	3
1.2 Sommation des signaux PM de CTF3	3
1.3 Où trouver les signaux de somme totale, sommes partiels, trigger	3
2 Hardware	5
2.1 Description sommaire de la carte	5
2.1.1 Principe de la digitalisation	5
2.1.2 Description de la carte?	5
2.2 Châssis VME, cartes V896 et PowerPC	6
2.3 Les horloges des différentes cartes	7
2.4 Le signal de trigger	8
2.4.1 Calage du trigger par rapport aux événements	8
2.4.2 Calage du trigger par rapport aux horloges	9
2.5 Fin du travail d'installation	9
3 Acquisition des données	10
3.1 Software d'acquisition	10
3.1.1 Principe général	10
3.1.2 DAQ Server	11
3.1.3 Reader	12
3.1.4 Writer	12
3.2 Installation du software	12
3.2.1 Mise à jour du software	12
3.2.2 Fichiers d'initialisation	13
3.2.3 Fichiers log	14
3.3 Interaction avec le VAX	14
4 La prise de données	16
4.1 Format des données	16
4.2 Réglage pedestal	17
4.3 Analyse plus fine des données	17
4.3.1 Obtention des histogrammes des pedestaux	17
4.3.2 Obtention de l'allure des pulses	20
5 Remarques finales	22

1 CTF3

Avec CTF3, nous devrions avoir la disponibilité de plus d'une voie FADC. Si sur CTF2 (consacré à la prise de données PXE) une seule voie a finalement été utilisable, 9 devraient être disponibles sur CTF3.

1.1 Quels signaux à digitaliser

Afin de pouvoir effectuer une analyse similaire à celle effectuée sur CTF2, le signal de somme totale de CTF est nécessaire. Cela constitue une première voie. Logiquement, les 8 autres voies doivent être consacrées à la digitalisation de 1/8èmes de CTF. Ces signaux n'étaient pas disponibles sur CTF2. Il a fallu les fabriquer en effectuant une resommation de CTF.

1.2 Sommation des signaux PM de CTF3

CTF2 et CTF3 possèdent 100 PMTs. Compte tenu d'impératifs hardware, ces 100 PMTs sont resommés en 64 voies. Les voies numérotées de 1 à 28 sont constituées de PMTs seuls. Les autres constituent la somme de 2 PMTs géographiquement voisins. Cette correspondance fera l'objet d'une note sur la numérotation et la position des PMTs dans CTF. Sinon, la correspondance est présente dans la pièce de l'électronique de CTF au LNGS.

La somme totale de CTF, utilisée par plusieurs parties de l'électronique principale de Milan (TTR, DPSA, Discrimination Alpha/Beta, Trigger et V896) est obtenue à partir des 64 voies par une cascade de 3 sommes par 4. Une telle cascade ne possède pas d'intermédiaire constituant 1/8ème de détecteur. À l'issue de la première sommation par 4, une autre sommation est donc effectuée par 2 cette fois-ci ; on peut vérifier trivialement que cela constitue 1/8ème du détecteur. On trouvera dans la table 1 l'implantation, dans le châssis NIM consacré aux sommations, des différents additionneurs linéaires permettant l'obtention de :

- Les 1/8èmes de détecteur : de *i* à *viii*
- Les quarts de détecteur : de *A* à *D*
- La somme totale Σ

1.3 Où trouver les signaux de somme totale, sommes partiels, trigger

Pour chaque signal, une paire de cables (16 ns, avec terminaison LEMO ou SMB, à choisir en fonction des connecteurs implantés sur la carte flash) est installée. Ces câbles sont numérotés à chaque extrémité :

- 0 : trigger. Actuellement un fil unique qui devra être triple par la suite.
- 1 à 8 : signaux *i* à *viii*.
- 12345678 : somme totale Σ .

1 CTF3

4

2 } 3 } 9 } 10 }	6 } 7 } 12 } 13 }	1* } 1† } i	1* } 1† } 2* } 2† }	5* } 5† } 6* } 6† }	5* } 5† } v	61 } 18 } 25 } 26 }	59 } 15 } 21 } 22 }
29 } 35 } 36 } 37 }	32 } 41 } 42 } 43 }	2* } 2† } ii	3* } 3† } 4* } 4† }	7* } 7† } 8* } 8† }	6* } 6† } vi	62 } 51 } 52 } 53 }	47 } 58 } 57 } 64 }
4 } 5 } 30 } 11 }	8 } 1 } 33 } 14 }	3* } 3† } iii	A } B } C } D }		7* } 7† } vii	19 } 20 } 27 } 28 }	16 } 17 } 23 } 24 }
31 } 38 } 39 } 40 }	34 } 44 } 45 } 46 }	4* } 4† } iv			8* } 8† } viii	63 } 54 } 55 } 56 }	60 } 48 } 49 } 50 }

TAB. 1 – Implantation physique et connectique des modules NIM de sommation des canaux d'électronique de 1 à 64 de CTF3.

2 Hardware

2.1 Description sommaire de la carte

Je décris ici brièvement la carte FADC. De plus amples informations sont disponibles à l'URL :

<http://cdfinfo.in2p3.fr/~kryn/fwfd/manual/manual.html>

2.1.1 Principe de la digitalisation

La carte flash possède, dans sa version CTF3, 128 pages pouvant contenir chacune des pulses d'événements d'au plus 5.12 microsecondes (c'est à dire pour un FADC à 400 MHz, 2048 échantillons). Pendant une acquisition, le signal fourni au flash est continuellement digitalisé et enregistré dans une mémoire circulaire de 2048 bytes. Lors de l'arrivée d'un trigger sur le FADC, cette mémoire reste en l'état et l'on change de page. L'opération de digitalisation se continue sans qu'il y ait eu de temps mort.

Autrement dit, seront conservés seulement les 5.12 microsecondes qui *précèdent* le trigger du flash. La figure 1 explicite ce timing.

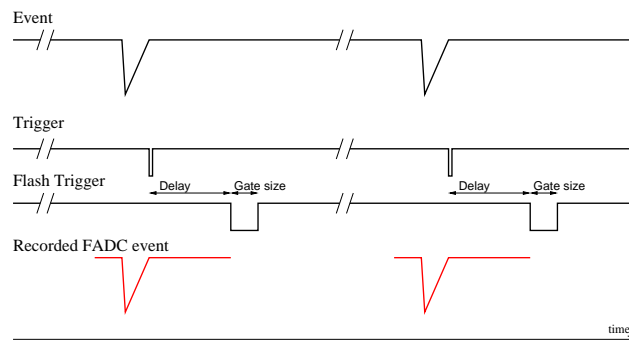


FIG. 1 – Digitalisation d'un événements et position du trigger par rapport à celui-ci.

Si les pages ne sont pas lues et que le nombre de triggers est supérieur à 128, le flash passe dans l'état *full*. Dans ce cas, des triggers sont perdus.

2.1.2 Description de la carte ?

Dans la figure 2, on trouvera l'implantation des principaux éléments du flash.

Quelques mots sur cette carte :

- La diode verte s'allume dès qu'il y a un accès à la carte *via* le VME. C'est un bon test pour voir si le soft lit la bonne carte.
- Les niveaux logiques du pattern sont TTL.
- Les autres niveaux logiques sont NIM.

2 HARDWARE

6

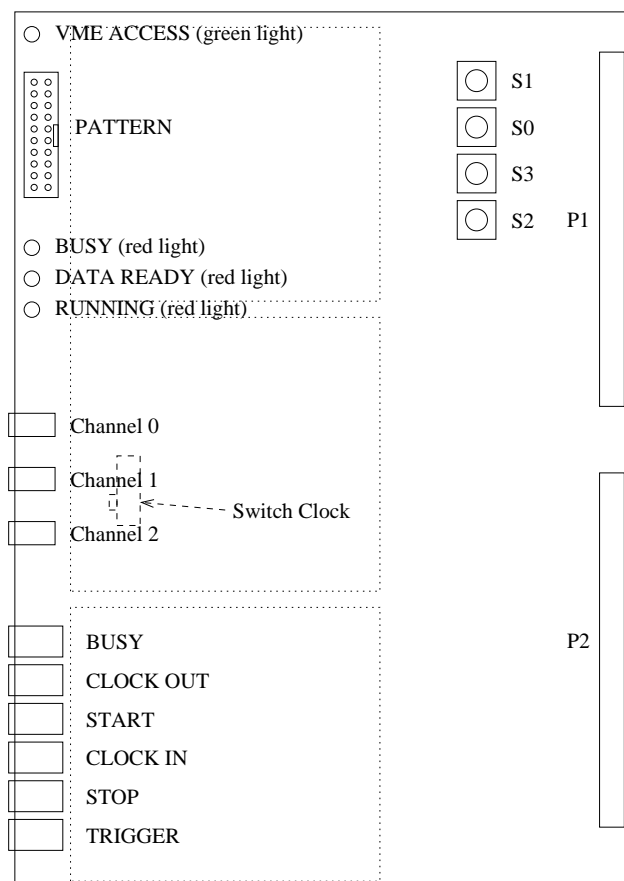


FIG. 2 – Schéma de la carte flash.

- Le switch présent sous la carte fille centrale (voie 1) permet de sélectionner l'utilisation de la clock interne ou bien l'utilisation de la clock externe (entrée NIM *CLOCK IN*). Pour changer sa position il faut démonter la face avant. Placé comme sur la figure (position basse), l'horloge interne sera utilisée.
- Les sélecteurs S_0 à S_3 correspondent à la sélection du numéro de carte. S_0 doit rester à 0. S_1 à S_3 sont des sélecteurs octaux et forment un numéro de carte $0xS_3S_2S_1$. Dans la pratique, pour CTF3, seul S_1 sera utilisé. Un numéro unique doit être attribué à chaque carte.

2.2 Châssis VME, cartes V896 et PowerPC

La carte V896 fonctionne sur bus VME. C'est un PowerPC avec son propre disque système qui effectue l'acquisition en gérant le bus VME d'un châssis

unique dans CTF3. La position des carte et du PPC n'a pas d'importance. En revanche, il n'est pas possible d'enchâsser sans conflit plusieurs PPC dans un même châssis VME.

2.3 Les horloges des différentes cartes

Par défaut, les cartes FADC utilisent leur propre horloge 50 MHz. Afin de disposer d'une référence de temps, il faut s'assurer que toutes les cartes utilisent une horloge unique, dans le cas où plusieurs cartes sont utilisées

Dans CTF3, 3 cartes FADC seront implantées. L'une (appelons-la master board) délivrera sa propre horloge au deux autres. Il faut également s'assurer que ces 3 horloges sont en phase. Le schéma de la figure 3 permet d'obtenir ce

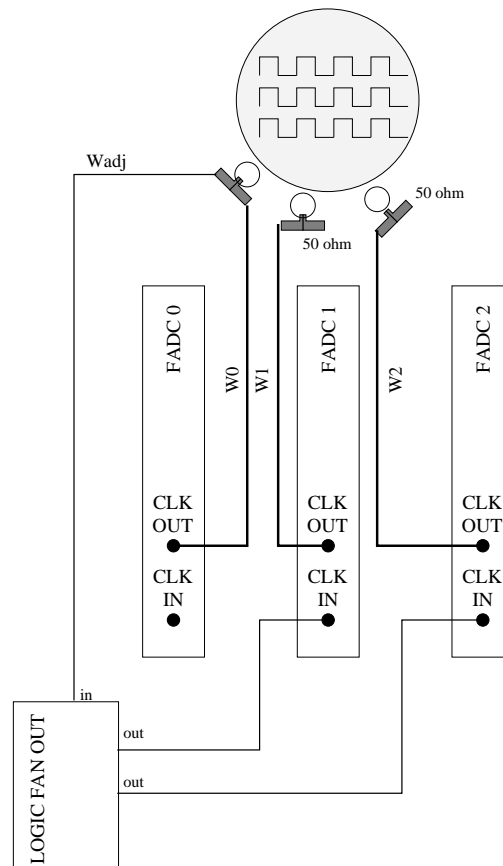


FIG. 3 – Distribution et rephasage de l'horloge de la master board 0.

résultat moyennant quelques observations :

- S'assurer que les cartes notées ici 1 et 2 acceptent une horloge externe (position du switch haute).

2 HARDWARE

8

- Les câbles W_0 , W_1 et W_2 doivent être de même longueur.
- Ajuster la longueur de W_{adj} afin que les 3 horloges soient correctement en phase.
- Le T liant W_0 et W_{adj} ne doit pas être enlevé afin de conserver le timing effectué.

2.4 Le signal de trigger

Le signal de trigger utilisé est le *MAIN TRIGGER* de CTF. Voir la figure 4. Cela nous assure d'avoir l'ensemble des événements triggés de CTF (groupe

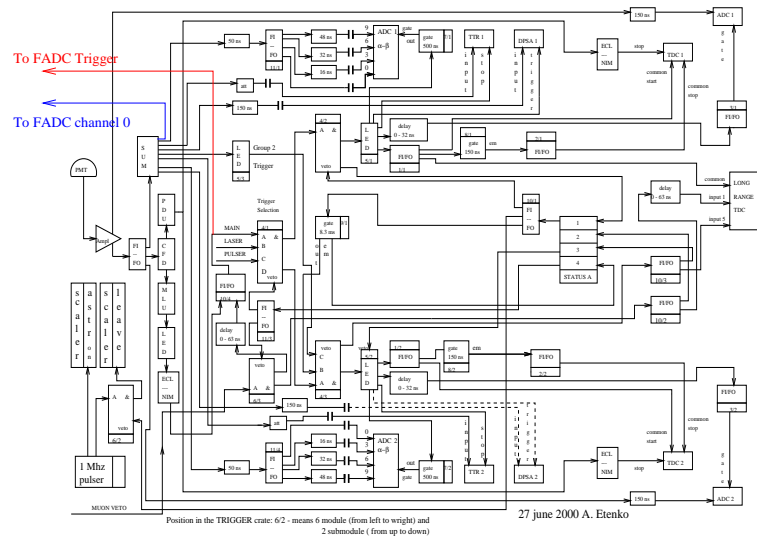


FIG. 4 – Signal de trigger utilisé pour les événements FADC.

1 et groupe 2).

2.4.1 Calage du trigger par rapport aux événements

Le trigger de CTF arrive quelques dizaines de nanosecondes après les pulses. Ce délai est insuffisant compte tenu du type de digitalisation qu'effectue le FADC (voir 2.1.1). Afin de ne perdre aucun signal de trigger et de le retarder suffisamment, il faut réaliser le montage de la figure 5.

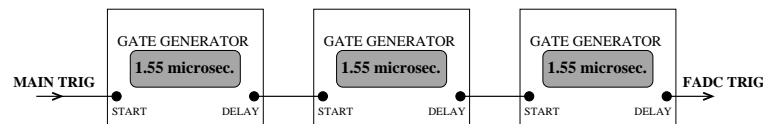


FIG. 5 – Mise en œuvre du retard du MAIN TRIGGER pour le FADC.

2.4.2 Calage du trigger par rapport aux horloges

Afin que le trigger soit pris en compte par toutes les cartes FADC, il faut dupliquer le trigger précédemment formé. Mais il faut également s'assurer que le trigger soit pris en compte, pour toutes les cartes, sur le même front d'horloge. Le montage de la figure 6 assure un repositionnement du trigger par rapport à l'horloge avec un jitter de seulement 3.5 ns. Dupliquer le signal trigger ainsi

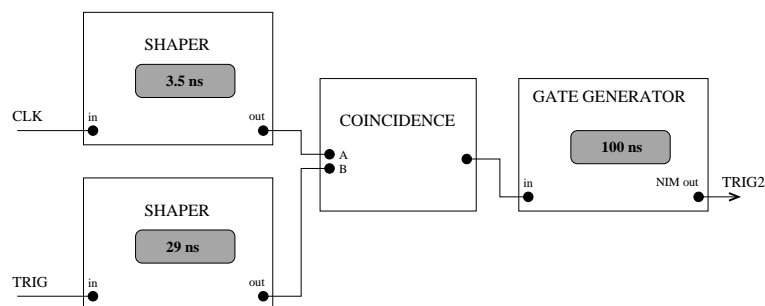


FIG. 6 – Calage du trigger et de l'horloge.

obtenu et l'amener aux cartes FADC. Il faut ensuite ajuster (en jouant sur la longueur du câble de la sortie du *Gate Generator* et l'entrée du *LOGIC FAN IN/OUT* précédemment évoqué) le trigger à 12 ± 4 nanosecondes avant le front descendant (de 0V à $-0.8V$) de *CLOCK IN* d'une carte FADC (supposant que les horloges des différentes cartes FADC ont été rephasées, voir 2.3).

2.5 Fin du travail d'installation

Au final, doivent être en place :

- Le PPC dans le châssis VME, relié à son disque. Le câble réseau vers le *hub* à côté du VAX et le câble série *DEBUG* vers la console.
- Les cartes FADC enfichées. Elles doivent toutes posséder un numéro distinct.
- 1 seule des 3 cartes FADC possède sa propre horloge interne. Elle est distribuée aux 2 autres.
- Le trigger est distribué aux 3 cartes FADC.
- Le pattern est branché sur la Master Board. Il vient d'un module CAMAC géré par le VAX.
- Brancher la somme totale et les 8 sommes partielles sur les 9 canaux à disposition. Préférentiellement la somme totale sur la voie 0 de la Master Board. Bien noter à quel canal va chaque somme.
- C'est fini! Allumer le châssis et passons au software.

3 Acquisition des données

3.1 Software d'acquisition

C'est le software d'acquisition de Borexino qui va être utilisé sur CTF3. Cela permet de tester en quasi vraie grandeur ce software avant que Borexino ne fonctionne réellement. Quelques aménagements ont été mis en œuvre pour correspondre aux besoins de CTF.

3.1.1 Principe général

Le software d'acquisition proprement dit se divise essentiellement en deux parties. Le *DAQ Server* reçoit des commandes, les interprète et les invalide si besoin. La main passe ensuite au *reader* qui gère le bus VME et l'acquisition des données. Ensuite les données sont envoyées vers un port TCP/IP d'une machine donnée. Dans le cas de CTF, cette machine est le PPC lui-même, et non un PC. Le software de réception des données les écrit sur disque ; il s'appelle donc *writer*.

Dans la figure 7, l'interface entre ces process est décrit. La description de

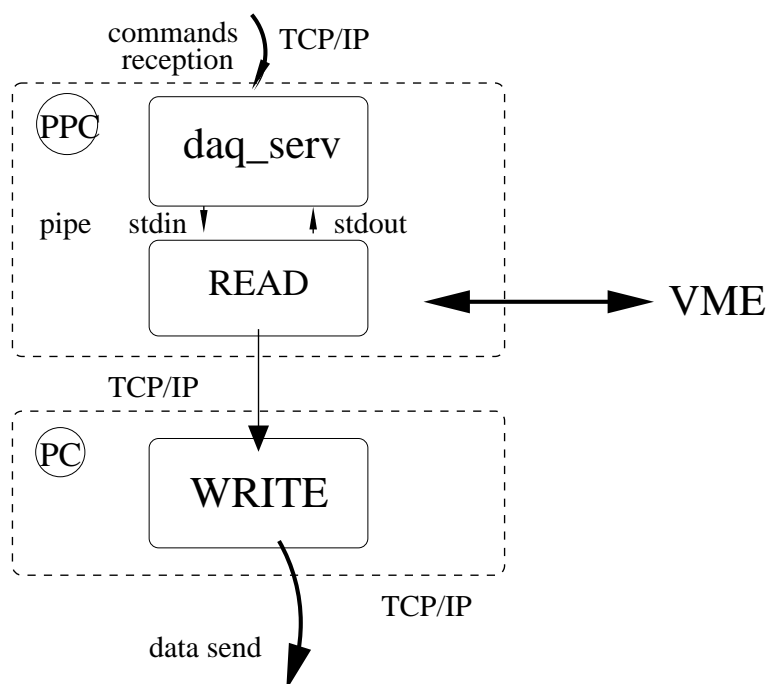


FIG. 7 – Interaction entre process d'acquisition.

l'acquisition peut être trouvée à l'URL :

<http://cdfinfo.in2p3.fr/~dadoun/BXFlash.html>

3.1.2 DAQ Server

C'est le serveur de commandes. Il faut voir le software d'acquisition comme une machine à état fini dont le diagramme de fonctionnement est décrit dans la figure 8.

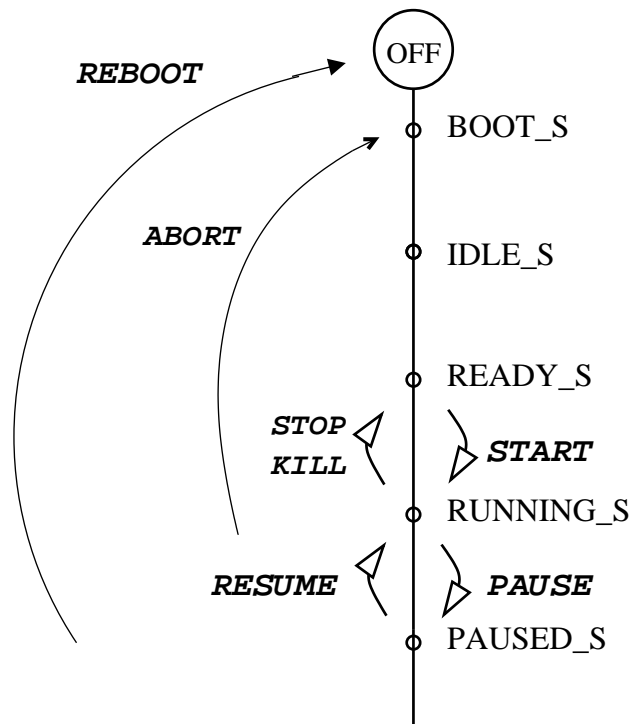


FIG. 8 – États et changement d'état du software d'acquisition.

Quelques précisions concernant ce serveur :

- Le port de réception des commandes est le port 5000. Changement de ce paramètre dans `daqd.h`.
- Il est possible de mettre à jour, créer ou bien vérifier des variables d'environnement ; cela se fait via des commandes `set` ou `get`, suivies du nom de la variable. Pour CTF, la variable `CTF_RUN` est impérativement mise à 1 ; le numéro de run est alors requis : `set run_id 1234` par exemple. Pour certaines variables prédéfinies, plutôt que les commandes `set` et `get`, il est possible d'utiliser une syntaxe simplifiée : `variable=contenu`.
- La liste des numéros de cartes FADC utilisées doit être spécifiée : si la carte 1 est la *master board*, il faut donner par exemple `set fadc_list 1,5,6`. L'ordre donné est important car il impose quelle carte sera la *master board*, la première de la liste, et dans quel ordre seront enregistrées les données (ici d'abord les 3 canaux de la carte 1, puis ceux de la carte 5 et enfin

3 ACQUISITION DES DONNÉES

12

ceux de la carte 6).

- L'état de l'acquisition est dans la variable `STATUS` ou `MACHINE_STATUS`.
- Quand une commande est passée correctement, le serveur renvoie 1 suivi du nouvel état de l'acquisition. Quand la commande n'a pas fonctionné, le serveur renvoie 0 suivi de l'état effectif de l'acquisition.
- Il est possible d'enchaîner les commandes séparées par des point virgules (;). Si l'on sépare les commandes par ; les commandes sont toutes effectuées sans test. Si on les sépare par ; ;, elles sont effectuées dans l'ordre mais le serveur s'arrête si l'une ne s'est pas déroulée normalement.

Un README est disponible dans le répertoire `daqserv`.

3.1.3 Reader

Il n'y a pas d'interaction directe entre le shifter le `reader`. L'interaction a lieu au niveau du serveur de commande. Il faut cependant noter que le `reader` est lancé après la commande `swinit`. Dès lors, toute modification de variable d'environnement n'est plus prise en compte. Si des modifications doivent avoir lieu, il faut réinitialiser le software par une commande `abort`.

Le `reader` envoie ses données sur le port spécifié dans la variable `TPORT` sur la machine `TADDR`. Pour CTF3, ce port est le port 12345 et la machine le PPC lui-même, c'est à dire la machine de numéro IP 127.0.0.1.

Une variable `VERBOSE` peut être mise à 0, 1, 2 ou plus, suivant le niveau d'information que l'on souhaite avoir. Néanmoins, un mode verbose supérieur à 1 crée beaucoup de sortie qui peut remplir inutilement les fichiers log ; à n'utiliser que pour du debugage.

Un README est disponible dans le répertoire `read`.

3.1.4 Writer

C'est le process qui s'occupe de réceptionner les données envoyées par le `reader`. Quelques remarques :

- Le `writer` refuse d'écrire sur disque si moins de 100 Mo sont disponibles sur disque. Ce paramètre peut être changé dans `write.c`.
- Le nom par défaut est `/scr/data/CTF3_<RUN_ID>_#.dat`. # commence à 0 ; un nouveau fichier est créé incrémentalement tous les 500 Mo réceptionnés.

3.2 Installation du software

3.2.1 Mise à jour du software

Le software est disponible sous CVS sous le nom de projet `BXFlash`. En cas de besoin, il est toujours possible de récupérer une nouvelle version et éventuellement y apporter des modifications. Dans ce cas, il faut recompiler l'ensemble du projet (`make clean`, puis `make` dans le répertoire `BXFlash/`).

Les binaires se trouvent dans le répertoire `BXFlash/bin`. Les binaires utilisés par le système dans `/usr/local/bin`. En cas de mise à jour, c'est dans ce dernier répertoire qu'il faut placer les fichiers `daqd`, `reader` et `writer`. Mais

3 ACQUISITION DES DONNÉES

13

attention, si l'un de ces binaires est déjà lancé, il faut tuer auparavant le process correspondant.

3.2.2 Fichiers d'initialisation

Après que le PPC ait booté, le serveur de commande est lancé. C'est le lien `/etc/rc2.d/S99zdaqlaunch` vers le script `/etc/init.d/daqlaunch` qui s'en charge. Dans ce script on trouve :

```
#!/bin/bash

export PATH=$PATH:/etc/init.d:/usr/local/bin
export DAQLOG=/var/log/daqlog
export WRITERLOG=/var/log/writerlog

echo "" >> $DAQLOG
echo "-----" >> $DAQLOG
echo "daqlaunch log..." >> $DAQLOG
date >> $DAQLOG

echo "" >> $WRITERLOG
echo "-----" >> $WRITERLOG
echo "writer log..." >> $WRITERLOG
date >> $WRITERLOG

su -c "writer" acq 2>> $WRITERLOG &
maindaq 2>> $DAQLOG &
```

Le script `maindaq` en question a pour contenu :

```
#!/bin/bash

daqd -fu 1005.1005 < /etc/daqprofile
if [ $PIPESTATUS -eq 16 ]
then /sbin/shutdown -r now
fi
```

Initialement, vous pouvez vérifier que `daqd` et `writer` sont bien des process existant sur le système.

Il est possible d'envoyer un ensemble de commandes d'initialisation à `daqd`. Ces commandes sont dans le fichier `/etc/daqprofile` que je liste ci-dessous :

```
tport=12345; taddr=127.0.0.1;
fadc_list=0; example_fadc_list=0,1,etc
addr_sum=0x0000; addr_clock=0x0001; addr_trig=0x0002;
verbose=1;
thr_evt=1000; thr_win=200; thr_min=20;
timeout_read=100; timeout_write=1000; max_evt=10;
set ctf_run 1;
```

3 ACQUISITION DES DONNÉES

14

C'est notamment ce fichier que vous devez changer lorsque plusieurs FADC seront disponible dans le châssis VME. La variable `fadc_list` devra être mise à jour (voir 3.1.2).

Enfin on remarquera que les process d'acquisition sont attribués à l'utilisateur `acq` du groupe `acq` (numéro d'utilisateur 1005, numéro de groupe 1005), ce qui permet d'effectuer l'acquisition hors des droits privilégiés de `root`. Cette procédure sécurise le système.

3.2.3 Fichiers log

Le script `/etc/init.d/daqlaunch` définit des fichiers log. Ils se trouvent dans `/var/log/` et se nomment `daqlog` et `writerlog`. À la fin de ces fichiers vous trouverez les dernières opérations effectuées concernant l'acquisition. En cas d'erreurs, ces fichiers log devraient vous aider à comprendre ce qui s'est passé ...

3.3 Interaction avec le VAX

C'est un VAX qui gère l'acquisition de l'électronique principale de CTF. Pour CTF2, notre système était parfaitement indépendant du VAX et soumis au bon vouloir des shifters. Afin d'automatiser notre acquisition et de la phaser avec l'acquisition principale, le VAX doit lancer les commandes d'acquisition au PPC. Pour ce faire, on trouvera dans le répertoire `[daq.tristan]`¹ du VAX les binaires et scripts nécessaire à l'envoi de commandes.

Le script utilisé se nomme `flashcommand.com`. Il se lance avec une commande du type :

```
@flashcommand [-v] -e <a command> [<host>] [<port>]
```

L'option `-v` permet d'écrire la réponse du serveur de commande à l'écran. Par défaut le nom de l'hôte et le numéro de port sont ceux du PPC. Si une commande s'est bien passée, le script doit renvoyer le status 0, c'est à dire écrire en sortie :

```
Message number 00000000
```

La séquence de commande que le VAX doit envoyer² à chaque nouveau run est :

```
abort
run_id=####
```

1

- Pour changer de répertoire sous VMS : `set def [daq.tristan]`
- Pour lister le contenu du répertoire en cours : `dir`
- Pour lister le contenu d'un fichier : `type <nom du fichier>`
- Pour éditer un fichier, il y a l'éditeur `eve` (^z pour quitter et sauvegarder)

²Cette opération est automatisée par Andrew Sabelnikov dans les scripts de lancement de runs. Si ce n'est pas ou plus le cas, ces lignes de commandes sont à lancer *via* l'utilitaire `flashcommand.com` sur le VAX.

3 ACQUISITION DES DONNÉES

15

```
hwinit  
swinit  
start
```

La commande de fin de run est simplement :

```
stop
```

Attention : `run_id` doit être différent à chaque nouveau run ; dans le cas contraire les données précédentes sont écrasées.

4 La prise de données

Le lancement d'un run s'effectue comme décrit précédemment. L'envoi de commandes au serveur de commande du PPC peut s'effectuer depuis le VAX ou depuis un PC Debian avec l'utilitaire `socket`.

Après mise en place du hardware et vérification du bon fonctionnement du software, il faut vérifier que les données sont enregistrées convenablement et que les pedestaux sont réglés.

4.1 Format des données

Les données FADC pour CTF3 ont une structure analogue à celle de CTF2. À savoir que les événements sont collés les uns derrière les autres avec dans l'ordre :

- Un mot clef (4 bytes) `0x12345678`.
- La taille (4 bytes), typiquement 256, *i.e.* `0x00000100`.
- Le numéro de run (2 bytes), par exemple si `run_id` vaut 1000, `0x03e8`.
- Le pattern (2 bytes).
- La digitalisation de chaque événement, pour chaque canal. C'est à dire que pour 9 canaux (pour 3 cartes FADC telles que `fadc_list=0,1,2`), 2048 bytes pour le canal 0 de la carte 0, 2048 bytes pour le canal 1 de la carte 0, 2048 bytes pour le canal 2 de la carte 0, 2048 bytes pour le canal 0 de la carte 1, *etc.*

Vous pouvez vérifier cette structure avec la commande (si `CTF3_1362_0.dat` est le nom du fichier de données) :

```
vmebx01 > cat CTF3_1362_0.dat | od -Ad -w20 -tx | more
0000000 12345678 00000005c 0552ffb4 c9c6cac8 c6c4c9c9
0000020 c7c4cac8 c6c4c9c9 c7c3c8c9 c6c4c9c9 c7c3c9ca
0000040 c7c6c9c9 cbc6cac9 c7c4c9c9 c7c4cac9 c7c4c9c9
0000060 c7c3c9c9 c7c5c9c9 c8c5cac9 c7c5c9c9 c8c4cac9
0000080 c7c4c8c9 c7c5cac7 c5c4c9c9 c9c5cac7 c5c4c9c9
0000100 c7c3c9c9 c7c5c9c9 c6c3c9c9 c7c4c9cb c9c4c9c9
...
0002020 cbc6c9c7 c7c4caca c7c4cac9 c7c6c9c9 c8c3c9c9
0002040 c7c4c9ca c8c4c9c9 c7c4c9ca cac6cac7 c6c3c9cb
0002060 858a8e87 83888d89 85898e87 848a8d89 878a8e87
0002080 84898d88 83889087 85888d8a 85878e88 85898d88
0002100 83868f89 84888d88 84888f87 848a8d89 85898e87
...
```

La première colonne compte le nombre de bytes passés.

Chaque événement étant l'un derrière l'autre, après 2048 bytes du premier événement, on trouve le second, et ainsi de suite. Dans l'exemple précédent, nous voyons bien la transition entre le canal 0 et le canal 1.

4.2 Réglage pedestal

D'après le réglage de la position du trigger par rapport à un événement, les premiers échantillons pour chaque voie, n'ont pas de pulse. Cela permet de calculer le pedestal offline.

Dans CTF, les pulses sont négatifs. Aussi, il est nécessaire d'ajuster le pedestal de chaque canal dans le haut de la plage. C'est à dire vers 240, *i.e.* 0xf0. Cela se fait par l'intermédiaire du potentiomètre présent sur chaque carte fille. Attention, les versions pour CTF3 de ces cartes filles, CAEN a choisi un potentiomètre 3/4 de tour. Le réglage est délicat !

Afin de connaître le niveau du pedestal, il faut inspecter les données comme fait précédemment, en consultant le niveau pour toutes les voies. Puis relancer un acquisition.

4.3 Analyse plus fine des données

Si vous souhaitez analyser plus finement les données FADC, il faut utiliser le software d'analyse `ctfDataReading`. Pour assurer la compatibilité entre les différents software d'acquisition qui ne génèrent pas exactement les mêmes données, un flag dans le `GNUmakefile` est à placer. Pour CTF3, il faut que :

```
CTF_FLAG = -DPROG_ACQ=2
```

Ce programme d'analyse est aussi disponible sous CVS.

4.3.1 Obtention des histogrammes des pedestaux

Le programme ci-dessous, utilisant les objets définis dans `ctfDataReading`, crée un fichier `root` contenant les pedestaux d'un canal d'une carte flash :

```
#include <iostream>

#include "myiomani.h"
#include "CtfEvent.h"
#include "myalgo.h"

#include <vector>

#define ROOT

#ifdef ROOT
#include "TROOT.h"
#include "TFile.h"
#include "TTree.h"
#include "TNtuple.h"
#include "TBranch.h"
#include "TRint.h"

int Error;
```

4 LA PRISE DE DONNÉES

18

```

extern void InitGui();
VoidFuncPtr_t initfuncs[] = { InitGui, 0};
TROOT root("Rint","The ROOT Interactive Interface.",initfuncs);
#endif

//#####

int main(int argc, char **argv)
{
    int channel;
    if(argc<4) exit(1);
    channel = atoi(argv[3]);
    TFile f(argv[2],"RECREATE");
    TNTuple *N =
        new TNTuple("N","the ntuple","n:i:a1:b1:c1:d1:a2:b2:c2:d2");
    Float_t data_to_fill[10];
    unsigned int i,j,n;
    CtfEvent evt(argv[1],CtfEvent::Flash);

    while( evt.getNextEvent() ) {
        for(n=0; n<evt.FlashEvents().size(); n++) {
            data_to_fill[0] = n;
            for(j=0;
                j<evt.FlashEvents()[n]->FAdc()[channel]
                    .getInitValue().size();
                j+=8) {
                data_to_fill[1] = j;
                for(i=0;i<8;i++)
                    data_to_fill[i+2]=
                        (Float_t)evt.FlashEvents()[n]->FAdc()[channel]
                            .getInitValue()[j+i];
                N->Fill(data_to_fill);
            }
        }
    }

    f.Write(); f.Close();
    cerr << "Normal End." << endl;
    return 0;
}

```

On le lance (après compilation) avec une commande du type :

```
bin/mon_prog <${DIR_1}/CTF3_12345_> <${DIR_2}/run12345.root> 1
```

ce qui crée un fichier root contenant les pedestaux du canal 1 issus du run 12345.

4 LA PRISE DE DONNÉES

19

Ensuite, l'analyse se fait dans root avec une séquence de commandes root du type :

```
TFile f("$DIR_2/run12345.root");

TNtuple *n3 = (TNtuple *)f.Get("N");

c1 = new TCanvas("c1","Analysis of FADC data",200,10,1200,800);

c1.SetFillColor(7);

TPad pada1("pada1","A1",0.01,0.51,0.24,0.99);
TPad padb1("padb1","B1",0.26,0.51,0.49,0.99);
TPad padc1("padc1","C1",0.51,0.51,0.74,0.99);
TPad padd1("padd1","D1",0.76,0.51,0.99,0.99);
TPad pada2("pada2","A2",0.01,0.01,0.24,0.49);
TPad padb2("padb2","B2",0.26,0.01,0.49,0.49);
TPad padc2("padc2","C2",0.51,0.01,0.74,0.49);
TPad padd2("padd2","D2",0.76,0.01,0.99,0.49);

pada1.SetFillColor(10);
padb1.SetFillColor(10);
padc1.SetFillColor(10);
padd1.SetFillColor(10);
pada2.SetFillColor(10);
padb2.SetFillColor(10);
padc2.SetFillColor(10);
padd2.SetFillColor(10);

pada1.Draw();padb1.Draw();padc1.Draw();padd1.Draw();
pada2.Draw();padb2.Draw();padc2.Draw();padd2.Draw();

n3.SetLineColor(3);

pada1.cd();n3.Draw("a1");
htemp.SetLineColor(2); htemp.Fit("gaus");

padb1.cd();n3.Draw("b1");
htemp.SetLineColor(2); htemp.Fit("gaus");

padc1.cd();n3.Draw("c1");
htemp.SetLineColor(2); htemp.Fit("gaus");

padd1.cd();n3.Draw("d1");
htemp.SetLineColor(2); htemp.Fit("gaus");

pada2.cd();n3.Draw("a2");
```

4 LA PRISE DE DONNÉES

20

```

htemp.SetLineColor(2); htemp.Fit("gaus");

padb2.cd();n3.Draw("b2");
htemp.SetLineColor(2); htemp.Fit("gaus");

padc2.cd();n3.Draw("c2");
htemp.SetLineColor(2); htemp.Fit("gaus");

padd2.cd();n3.Draw("d2");
htemp.SetLineColor(2); htemp.Fit("gaus");

c1.cd();

```

4.3.2 Obtention de l'allure des pulses

Si l'on veut obtenir l'allure des pulses enregistrés, le plus facile est de créer un fichier ASCII et de le relire sous PAW. Le listing qui suit permet de créer un tel fichier texte où l'on trouve en colonne :

- Le numéro de l'échantillon ;
- Les canaux 0 à 2, sans suppression du pedestal ;
- Les canaux 0 à 2, avec soustraction du pedestal.

Listing en question :

```

#include <iostream>

#include "myiomanip.hpp"
#include "CtfEvent.hpp"
#include "myalgo.hpp"

#include <vector>

//#####

int main(int argc, char **argv)
{
    if (argc<2) exit(1);
    CtfEvent evt(argv[1],CtfEvent::Flash);

    evt.getNextEvent();

    for(unsigned i=0;
        i<evt.FlashEvents()[0]->FAdc()[1].get().size();
        i++)
        cout << i << tab
            << (int)evt.FlashEvents()[0]->FAdc()[0].getInitValue()[i]
            << tab
            << (int)evt.FlashEvents()[0]->FAdc()[1].getInitValue()[i]

```

4 LA PRISE DE DONNÉES

21

```
<< tab
<< (int)evt.FlashEvents() [0]->FAdc()[2].getInitValue() [i]
<< tab
<< evt.FlashEvents() [0]->FAdc()[0].get() [i]
<< tab
<< evt.FlashEvents() [0]->FAdc()[1].get() [i]
<< tab
<< evt.FlashEvents() [0]->FAdc()[2].get() [i] << endl;

return 0;
}
```

On lance le programme avec une commande du type :

```
bin/mon_prog $DATA_DIRECTORY/CTF3_12345_ > $OUTPUT_DIR/allure.txt
```

Puis sous PAW, on peut faire le tracé :

```
nt/cr 1 ' ' 7 ' ' 1000 n a0 a1 a2 b0 b1 b2
nt/read 1 $OUTPUT_DIR/allure.txt
nt/pl 1.b1%n ! ! ! ! 1
```

5 Remarques finales

Il est bien sûr impossible de rentrer dans le détail pour chacun des points évoqués ici. Néanmoins, j'attends toutes les remarques afin d'améliorer la qualité et la clarté de ce document qui doit devenir une référence pour le shifter, de dernier devant pouvoir lancer voire résoudre les soucis qui peuvent se présenter au LNCS.

Évidemment, un certain nombre de logins sont nécessaires pour lancer une acquisition ou bien faire de la maintenance sur le PPC. Me demander ces logins et les passwords associés avant d'être là-bas.

Ciao!

Simulation électronique d'événements CTF pour tests du FADC

Afin de tester à la fois les cartes V896 prototypes, le logiciel d'acquisition (présenté à l'annexe E) et ses fonctionnalités, nous souhaitons posséder un dispositif de simulation d'événements réalistes, simulant correctement le taux d'événements, les événements multiples et leurs énergies.

Nous ne disposons pas d'un détecteur miniature au laboratoire. Aussi cette simulation doit-elle être réalisée par un montage électronique simulant le comportement du détecteur. Nous utilisons ainsi les mesures déjà réalisées sur CTF II.

D.1 Principe de la simulation

D.1.1 Les différents événements

Nous devons prendre en compte trois types d'événements :

- les événements simples ;
- les événements doubles à coïncidence longue, de plusieurs centaines de microsecondes, tels que sont les BiPo 214 ;
- les événements doubles à coïncidence courte, de moins d'une microseconde, tels que sont les BiPo 212.

Les événements à coïncidence courte sont difficiles à simuler électroniquement car nous ne disposons pas de monostables travaillant dans ces gammes de temps. Aussi, nous fixons le temps de coïncidence par une ligne à retard, choisie arbitrairement à 500 ns. La simulation de ces événements doit essentiellement mettre en évidence la présence des deux pics dans une même page du V896 (voir annexe B) ; aussi il n'est pas crucial, compte tenu de la taille de la page de $5\ \mu\text{s}$,

que le second événement en coïncidence soit retardé selon une distribution temporelle exponentielle comme c'est le cas pour des événements physiques BiPo 212.

Les événements à coïncidence longue en revanche doivent posséder une distribution temporelle réaliste afin de vérifier la mesure du temps par le FADC. Dans la plage de coïncidence [100 μ s; 1 ms], nous utilisons un monostable réglable par une tension d'entrée (réalisé à partir d'un tiroir NIM classique auquel nous avons substitué le potentiomètre de réglage en une entrée en tension)

La distribution temporelle des événements (multiples ou simples) au cours du temps sera assuré par un processeur de traitement.

D.1.2 Schéma de principe

Nous utilisons le schéma de principe de la figure D.1. En entrée, nous im-

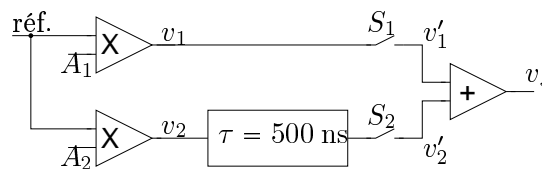


FIG. D.1 : Principe du schéma permettant de réaliser, suivant les configurations de S_1 et S_2 , des événements simples, doubles en coïncidence longue ou bien doubles en coïncidence courte. Les entrées A_1 et A_2 correspondent au gain que l'on souhaite attribué au signal de référence.

posons une impulsion de référence, d'amplitude fixe. Deux multiplicateurs de gain A_1 et A_2 permettent l'obtention de deux nouvelles impulsions d'amplitude variable. Suivant le comportement de S_1 et S_2 nous obtenons des événements différents :

- lorsque S_1 seul est fermé, nous obtenons une impulsion unique en sortie (un événement dit simple) ;
- lorsque S_1 et S_2 sont fermés, nous obtenons une double impulsion à courte coïncidence (500 ns), c'est un événement à coïncidence courte ;
- lorsque S_1 et S_2 sont fermés l'un après l'autre, et que deux impulsions corrélées viennent du signal de référence, nous créons un événement à coïncidence longue.

Le choix des amplitudes est ensuite fait suivant les mesures de CTF II. Ainsi, pour les événements simples, nous simulons le spectre de CTF (voir à la fin, figure D.7), pour les événements multiples, le premier suit un spectre large (spectre continu β) tandis que le second est mono-énergétique (spectre α).

D.2 Réalisation technique

Nous allons réaliser le schéma de principe présenté ci-dessus avec des composants discrets. Nous ne détaillerons pas les choix des solutions utilisées ; celles-ci

sont notamment inspirées de [Horowitz et al. 1980] et de [Manneville and Esquieu 1997]. La commande du dispositif sera quant à elle contrôlée par un processeur *via* des modules CAMAC.

D.2.1 Éléments du schéma de principe

Trois fonctions sont nécessaires pour la réalisation du schéma de principe de la figure D.1 : deux multiplicateurs, deux interrupteurs commandés et un additionneur. Ces fonctions sont réalisées par les schémas D.2, D.3 et D.4. Les amplificateurs opérationnels utilisés sont alimentés en $\pm 5V$. Les signaux logiques de commande des interrupteurs sont des signaux à la norme NIM¹. Nous donnons une photographie de cette maquette test à la figure D.5.

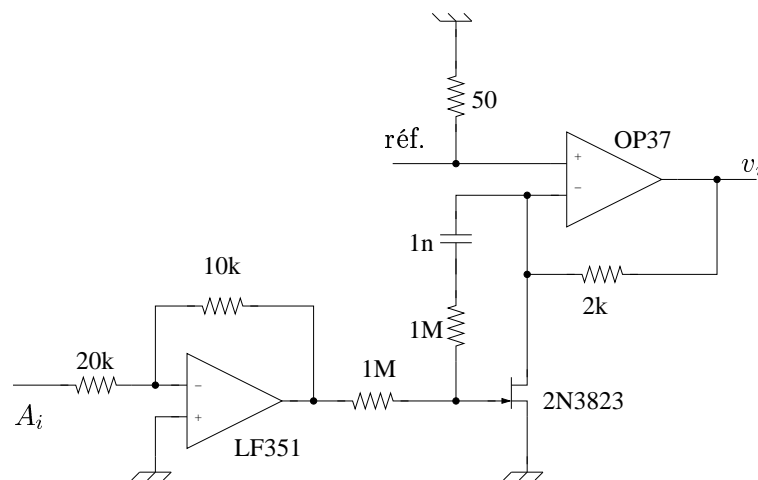


FIG. D.2 : Multiplicateur de l'impulsion de référence par A_i .

D.2.2 Logique de commande du dispositif

La logique de commande du dispositif est d'une part assurée par un circuit logique câblé à partir de module NIM et d'autre part par un programme de simulation utilisant des modules sur bus CAMAC. La machine utilisée est un PPC sur bus VME. L'interface entre le bus VME et le bus CAMAC est assurée par le couple de module de CES (www.ces.ch) CC-2089 et CBD-8210. La librairie utilisée est l'extension CAMAC de la *vmelib* écrite par Didier Kryn.

Les principaux modules NIM utilisés sont :

- Lecroy 465 (coincidence unit), ET logique ;
- Lecroy 429 A (Logic Fan In / Fan Out) ;
- Lecroy 222 (Dual Gate Generator), monostable réglable ;
- Ortec LI-380 (Logic Interface), convertisseur NIM / TTL.

Ces modules ont permis de réaliser le schéma logique présenté à la figure D.6. Cette logique est commandée par les signaux :

- bit_{trig} , déclenchant la génération d'une impulsion à numériser ;

¹voir note page 152.

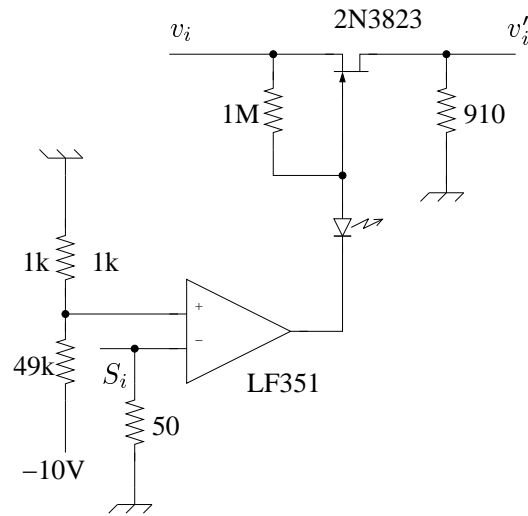


FIG. D.3 : Interrupteur commandé par S_i

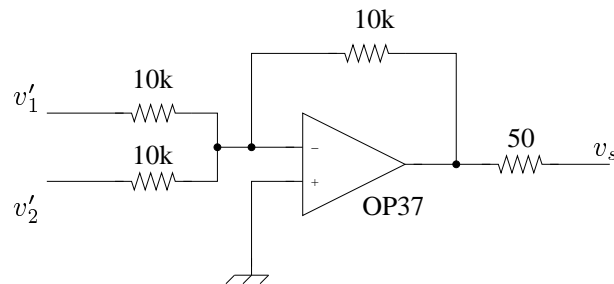


FIG. D.4 : Additionneur des tensions v'_1 et v'_2 .

- bit_{sum} , imposant une coïncidence longue, dont le temps est réglable ;
- bit_{dbl} , imposant une coïncidence courte, dont le temps constant est assuré par le retard fixe de 500 ns du schéma D.1.

Les principaux modules CAMAC utilisés sont :

- Kinetic system 3110, 10 bits DAC, permettant le réglage de la coïncidence longue et des gains A_1 et A_2 ;
- SEN OR-2027 (Output register), sortie logique, commandant les signaux bit_{trig} , bit_{sum} et bit_{dbl} ; un deuxième module de ce type est utilisé pour générer un numéro d'événement incrémental utilisé pour le *pattern* du FADC.

D.3 Conclusion

Ce dispositif de simulation d'événements a permis la mise au point du logiciel d'acquisition de CTF III et de Borexino. Le comportement de ce logiciel est en effet assez différent suivant les énergies mises en jeu et les coïncidences. Le présent dispositif de simulation, sous forme d'une maquette, était indispensable.

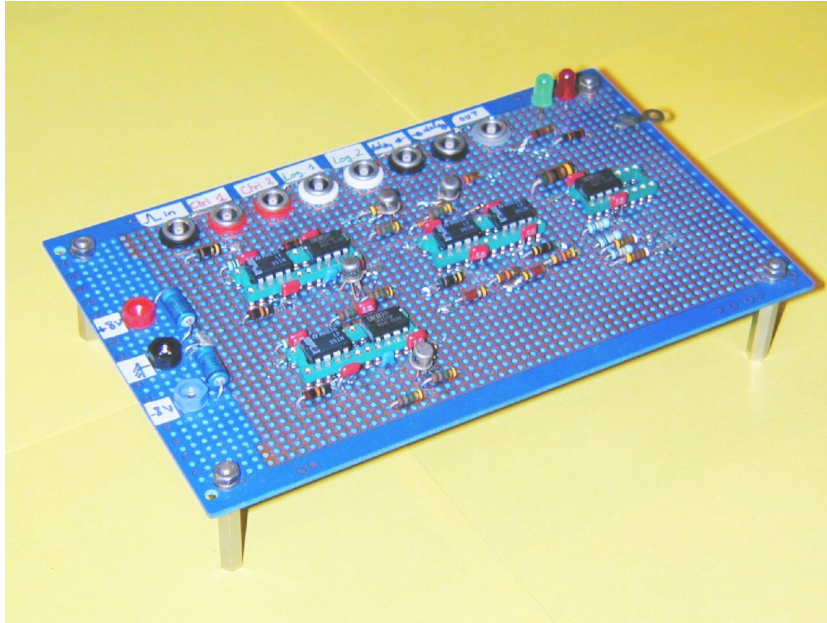


FIG. D.5 : Photographie de la carte test.

À titre d'exemple, nous donnons à la figure D.7 une comparaison entre le spectre de CTF II et le spectre obtenu avec la carte FADC enregistrant des données simulées.

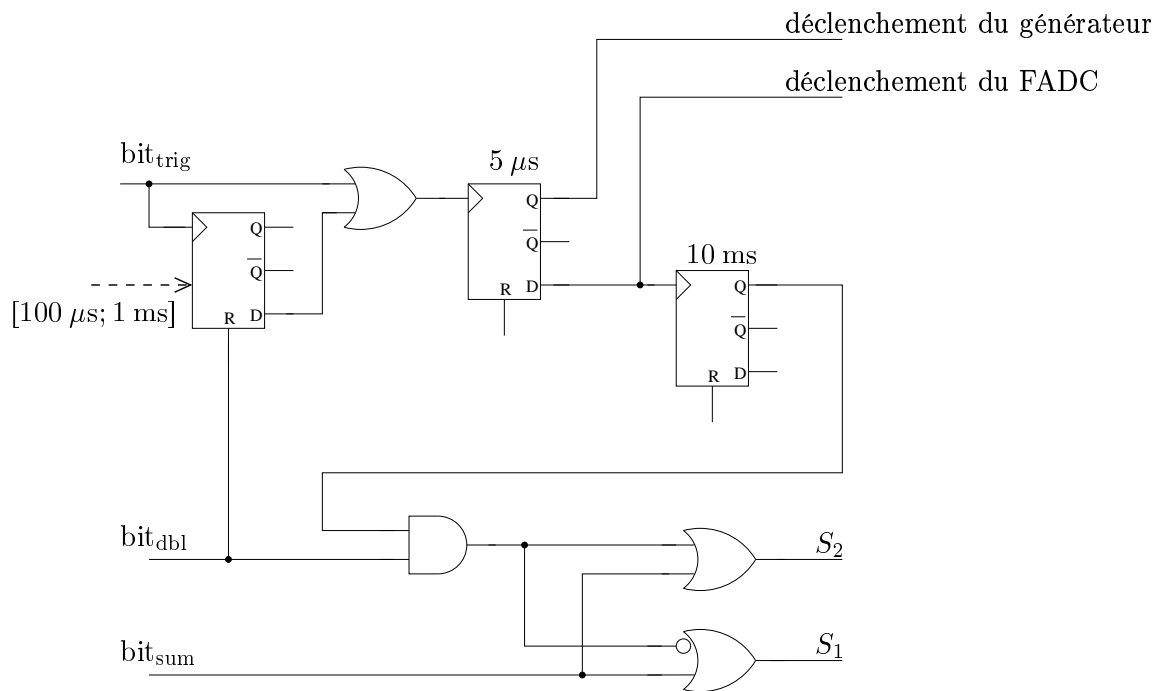


FIG. D.6 : Logique utilisée pour la commande de la carte test. Les 3 blocs représentés sont des doubles monostables permettant l'obtention d'une impulsion de sortie Q et sont complément \bar{Q} ainsi qu'une impulsion courte D (delayed) marquant la fin de Q ; l'entrée R (reset) interdit la génération des impulsions.

2001/06/06 13.39

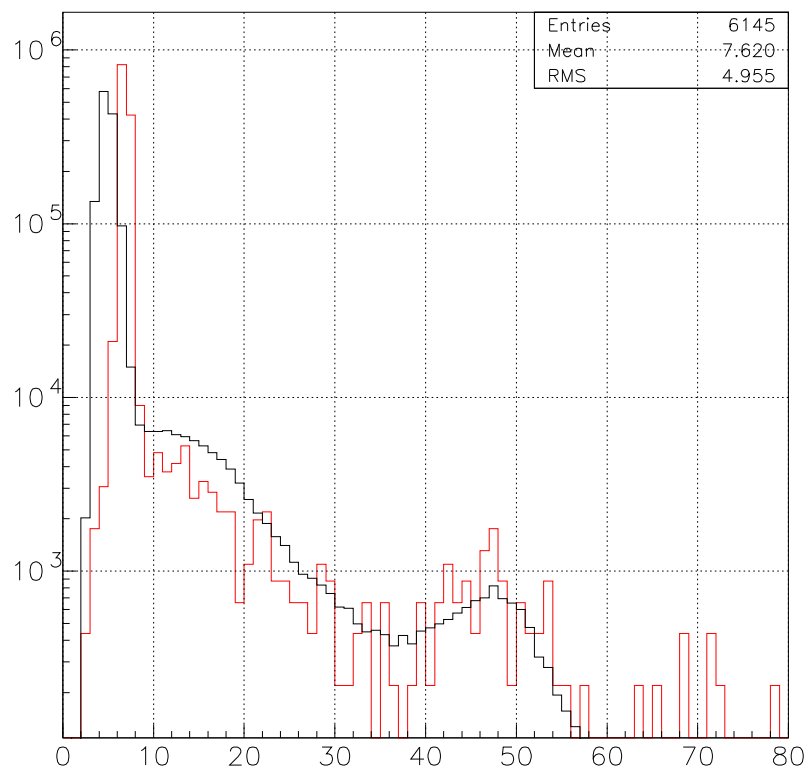


FIG. D.7 : Comparaison entre spectre théorique issu de CTF II (en noir) et spectre simulé mesuré au FADC (en rouge). Échelle arbitraire en abscisse.

Partie logicielle de l'acquisition Borexino concernant les FADC

Je reproduis ici en *fac-simile* une note interne à la collaboration à destination du groupe se consacrant à l'électronique d'acquisition.

FADC Acquisition on Borexino : data reading, preprocessing and sending

Tristan J. BEAU*, Borexino internal report

July 2002

Contents

1	Introduction	2
1.1	What is digitalized ?	2
1.2	FADC data flow	2
1.3	Online data reduction ideas	2
1.4	Where is the fadc online project located ?	3
2	Communication with other processes	3
2.1	Communication with the daq daemon, a ppc process	3
2.2	Data sending to the Scr	4
3	Algorithm	4
4	Multithread programming	4
4.1	All threads	6
4.1.1	the <code>manager</code> thread, the main one	6
4.2	polling : <code>check</code>	6
4.2.1	preprocessing : <code>preproc</code>	7
4.2.2	perenity of events : <code>peren</code>	7
4.2.3	vme reading : <code>reader</code>	7
4.2.4	data sending : <code>send</code>	7
4.3	Abot the VME access VME	8
4.3.1	Atomic access to the VME	8
4.3.2	Reading boards	8
4.4	How threads give their hand to others	8
5	Some detailed points	9
5.1	Data structure	9
5.2	Used environment parameters	10
5.3	Some usefull <code>define</code> variable	11
6	What should be done...	12

*beau@in2p3.fr

1 Introduction

One can divide the FADC¹ software acquisition system into 3 parts² :

- VME initialization by hwinit;
- Command server;
- Data reading, preprocessing and sending;

This document will describe the latest.

We have developed this online code for Borexino. But it has been tested with CTF. That is why one can find in the code some specific parts for CTF whose needs was a bit different as in Borexino.

1.1 What is digitalized ?

This document does not review hardware specifications and implementation of FADC in the Borexino electronics. But let's remind briefly what is done by the sum electronics :

There is 3 independant channels by VME FADC board. The sampling rate is 400 MHz and for each event, a 10,24 μ s window is digitalized. There will be such 99 channels which means that, according to the number of PMTs in Borexino, we raghly need to digitalize analogical sums of 24 PMTs. This sum is done by a fast adder (Kurchatov adder) which add 2 sum*12, each one being created in the laben front end.

Moreover, a total sum is made and is digitalized for specific data reduction purpose (see below).

1.2 FADC data flow

On Borexino, there will be 99 channels of digitalization. The event window size is 10.24 μ s long and a sample is created each 2.5 ns. This means that for each event, the size will be : $S \approx 100 * 4096 \approx 400$ kbytes. For an expected trigger rate at 50 Hz, the FADC system will create 20 Mbytes/s, *i.e.* around 2Tbytes/day. This amount of data is neither compatible with the data sending throw the network nor with data storage capabilities. Moreover, most of the event window area will be empty (let's say pure noise).

That is why we need an online reduction software.

1.3 Online data reduction ideas

The very big amount of data created is mainly due to two reasons :

¹See <http://cdfinfo.in2p3.fr/kryn/fwfd/manual/manual.html> for hardware information and <http://cdfinfo.in2p3.fr/Experiences/Borexino/daq-wfd/set-up.html> for the Borexino setup of FADC boards

²For the first two, one can find a documentation at <http://cdfinfo.in2p3.fr/Experiences/Borexino/daq-wfd/bxflash/daqserv.html>

- there is mainly ^{14}C events, *i.e.* low energy events, whereas the FADC system is not usefull at very low energy;
- event windows will be mainly full of noise, what is not interesting to store

Therefore, we will need :

- to reject too low events;
- to define usefull area in window event.

Nevertheless, we should not loose any interesting physical events with such a new online trigger. We would need coincidence events, even if the first one (a β one in a BiPo case) is at very low energy³. So the internal online new trigger will need some computation, done by a preprocessing (see 4.2.1). And this will induce a specific data structure (see 5.1).

1.4 Where is the fadc online project located ?

The fadc online software is under CVS (/borexdb/cvsrepo) in the daq_borex/ppc_sums/ directory. In this one, you will find :

- the `Makefile` for the project;
- the `include` directory;
- the `daqserv` directory, the command server software part;
- the `hwinit` directory, the initialization software part of vme fadc;
- the `vmelib` directory, where is located the VME library used;
- the `std2log` directory, where a tool for correct sysloging is made;
- the `read` directory, what we point out in this document⁴;
- the `write` directory, only usefull for CTF.

2 Communication with other processes

2.1 Communication with the daq daemon, a ppc process

Command sent by the 5000 port are checked by the daq command server daemon. Once those command are checked, the communication between the command server and the `reader` is less complex. We are using one character for each command and one character to answer to a command :

- 'R' for run or resume;

³This allow to have a set of β and α candidates, usefull for α/β discrimination tests (see for example *Mesure de neutrinos solaires de la raie du béryllium dans l'expérience Borexino : analyse des données issues du prototype CTF (Counting Test Facility) après conception et validation du système de numérisation rapide.*, french thesis, Tristan J. BEAU)

⁴and this one can be found their, as a `.tex` file.

- 'P' for pause (in this state, if some trigger occurs, they are taken into account by FADC boards which then become full);
- 'S' for stop (all data in buffer will be sent);
- 'K' for kill (kill every thing and stop any data sending);
- '?' for asking the current status (the response is '0'+status, such as BOOT_S (0), IDLE_S (1), and so on)⁵.

After sending a command, the `daq` daemon ask '?' to check if the new state is correct.

2.2 Data sending to the Scr

The Sum Crate Receiver (Scr) is using the data structure defined in the `sum_struct.h` file, available at 5.1. It is waiting for the event size and then receive the event of this size.

There is a buffer of 15 (`BUF_SIZE= NB_MAX_EVT+5`) events in the software. When there is more than `NB_MAX_EVT` empty events in the buffer, all data are sent. If there is at least one non empty event, the whole buffer is sent. The definition of empty events will be seen just below.

3 Algorithm

Due to synchronisation needs, all triggered events have to be sent to the Scr. Then, even if we do not want to keep an event, we have to send a minimal amount of information. This is the header part of the event data structure for `fadc` (see 5.1). For other ones, we have to send only windows were there is pulses.

Anyway, we have implemented an algorithm to flageach event, either to be kept or not. It can be found at figure 1. It allows to keep :

- All events with enough energy
- Multiple events if in a coincidence event, there is at least one event with enough energy.

4 Multithread programming

There is parallel tasks to be done for the `fadc` acquisition :

1. to know if there is new events in `fadc` boards
2. to compute the energy, the time of each event
3. to compute window definitions

⁵see `com896.h` for the full definition of those `define`.

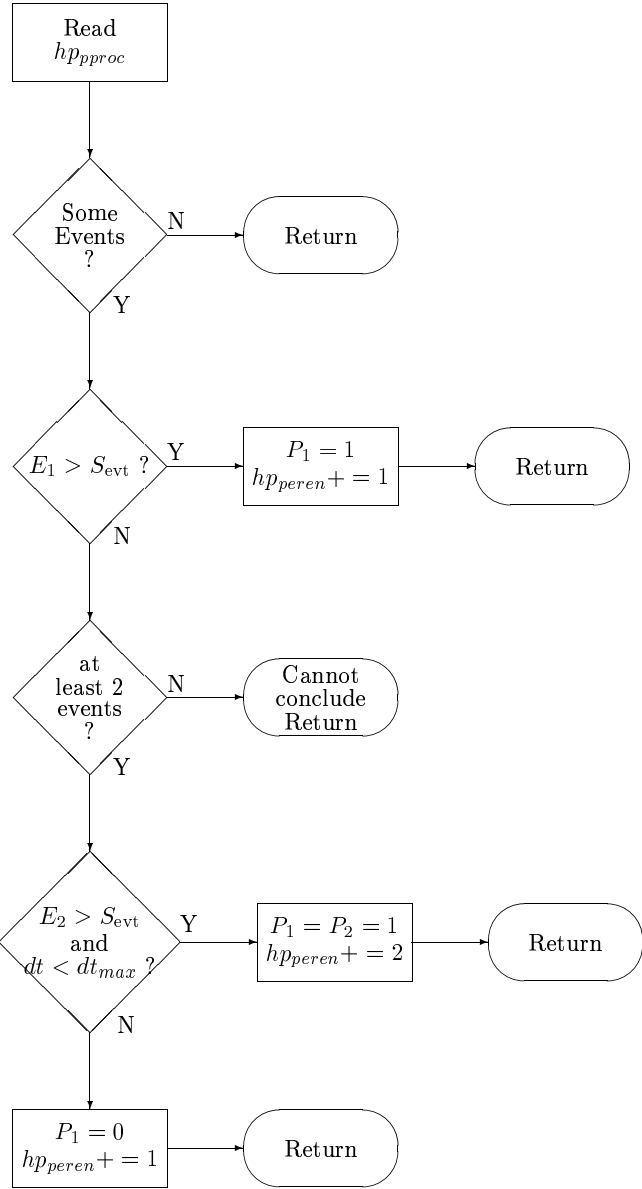


Figure 1: Algorithm for perenisation of events

4. to decide if a event has to kept or not
5. to read all boards if an event is kept
6. to send available data

Those tasks are done in parallel with multithread programming. There `pthread` library for Linux is used.

We are using a similar circular buffer as the FADC internal one to transfer information from the first thread (the one polling the VME to know if a new event occurred) to the latest one, sending data throw TCP/IP. This circular buffer and all common variables are defined in `ext_var.h` :

- the `acqlogicstructure` owns all mutex for correct hand taking between thread;
- the `stoplogic` structure owns a specific `pthread_cond_t` variable when the acquisition has to stopped;
- the `dstate` structure has all needed variable defining the current status of the acquisition and thread states; one can find in it all `hpage`⁶ position for all threads.
- the `buf` structure is the circular buffer.

In order to deal with circular buffer, we are using the `functions.h` include file where some macro are defined, such as incrementation and substration in circular buffer.

Please note that there is two different circular buffers, the one used by threads, with the same size as the FADC internal one, and the one for data sending, which is the data buffer. The latest size is limited by the available memory.

4.1 All threads

4.1.1 the manager thread, the main one

It is the main thread :

- it gets environment parameters with `init_env()`;
- it reads FADC EPROM to know which will be the page sizes for each window, with `init_flash_param()`;
- it waits for command from `daqd` via a `poll(&a_pollfd,1,-1)` command;
- initialize all threads, mutex and scheduling policy with `init_threads()`.

⁶The high page has the same definition as in the FADC electronics logic. It is the latest written event. The `lpage` (low page) is the current processing page.

4.2 polling : check

This thread is making the polling to know if a new event occurs in the fadc master board. But it also does the mapping of vme.

4.2.1 preprocessing : preproc

Preprocessing tasks are :

- to compute pedestal values for the total sum channel
- to compute energy (integral) of this channel (`dstate.energy`)
- to define windows to be kept (`dstate.nbwin` for the number of such windows, `dstate.win_beg` for the beginning position of those windows, in ticks (20 ns), and `dstate.win_size` for their size)
- to read or compute `dstate.pattern` (pattern input for fadc master board), `dstate.clock` (of the ppc), and `dstate.time` (time in ticks from the previous event).

4.2.2 perenity of events : peren

According to the algorithm, it change the flag `dstate.peren` to one (the event will be kept) or zero.

Moreover, the `dstate.flag` is filled, depending on the reason of perenity of the event. It is an OR of the bits :

- `EVT_WITH_PED 0x1`, if there is pedestal window for this event
- `EVT_PASS_THR 0x2`, if the event pass the energy threshold
- `EVT_PASS_WIN 0x4`, if there was at least one window defined for the event
- `EVT_COIN_1 0x8`, if the event is the first of a coincidence one
- `EVT_COIN_2 0x10`, if the event is the second of a coincidence one

4.2.3 vme reading : reader

If the event has to be kept (`dstate.peren=1`), all boards are read. But we are only reading the interesting part of events, *i.e.* the data in defined windows.

After writting down data in the PPC buffer, the `lpage` of all boards are incremented, from the latest board defined in `FADC_LIST` to the first one. This is done in this way because the master board must not receive more triggers (if full) than other boards.

4.2.4 data sending : send

When there is enough empty data (perenity equal to 0), *i.e.* at least `NB_MAX_EVT`, this thread send the data throw TCP/IP. If there is at least one peren event, the data is sent too, because it is a large event.

4.3 About the VME access VME

4.3.1 Atomic access to the VME

The access to the VME is protected in order to have an atomic access to it. Moreover, there is an initialization *via* `ppvme` (preprocessing of the VME) which fills the `v` structure, defined by :

```
struct {
    u_int32_t timeW;
    u_int32_t pattW;
    u_int16_t page_area;
    u_int16_t page_end;
    u_int16_t page_beg;
    u_int16_t page_full;
    u_int16_t page_size;
    u_int16_t pattern;
    u_int16_t trig_count;
} v;
```

The atomic access is done each time by the programming structure (used in `check`, `pproc` and `reader` threads) :

```
/* Set unlock if thread destroyed */
pthread_cleanup_push((void *)pthread_mutex_unlock,(void *)&acqlogic.lock_vme);
/* Lock the VME mutex */
pthread_mutex_lock(&acqlogic.lock_vme);

/* Do the job about VME */
/* .
.
. */

/* Unlock the mutex */
pthread_cleanup_pop(1);
```

We have to use `pthread_cleanup_push` if there is an asynchronous cancellation of the thread needed (when there is a command 'K').

4.3.2 Reading boards

All boards are read if the current event processed has to be kept. This is done in the `reader` thread. When all boards have been read and their data stored in the PPC buffer, we increment `lpage` for every boards. But this is also done when the event has not to be kept, in order to free the board of this dummy event.

4.4 How threads give their hand to others

When an acquisition is started, there is no event in any buffer. Then the `check` thread is looping, waiting for a trigger. When it occurs, it sends to the next

thread (pproc) a conditional signal :

```

/* Set unlock if thread destroyed */
pthread_cleanup_push((void *)pthread_mutex_unlock, (void *)&acqlogic.lock_pproc);
/* lock mutex pproc */
pthread_mutex_lock(&acqlogic.lock_pproc);

/* ... do some job ... */

/* set cond and unlock mutex */
pthread_cond_signal(&acqlogic.cond_pproc);

pthread_cleanup_pop(1);

```

Only after this signal, the pproc thread can continue, whereas it was waiting :

```
pthread_cond_wait(&acqlogic.cond_pproc, &acqlogic.lock_pproc);
```

This mechanism is the same between all threads, from check to send :

check → pproc → peren → reader → send

5 Some detailed points

5.1 Data structure

```

#define maximun_data 420000
#define BX_KEY_WORD 0xfadcfadc

// Format of Borexino FLASH ADC data by Olivier Dadoun,
// after discussion with Tristan Beau & Didier Kryn

// Sum Header structure //
typedef struct {
    unsigned long  llength;
    unsigned long  lkeyword;
    unsigned long  ltrigger_id;
    unsigned long  lppc_time;
    unsigned char  cnumwin;
    unsigned char  cflags_header;
    unsigned short sreserved_header;
    unsigned long  lfadc_time;
    long           lenergy;
}Sum_Header;//28 bytes//

// Sum Windows structure //
typedef struct {
    // Windows Header //
    unsigned long  lsize_block;

```

```
    unsigned char  cwin_number;
    unsigned char  cflags_win;
    unsigned short sreserved_win;
    unsigned short sbegin_win;
    unsigned short ssize_win;
}Sum_Windows; //12bytes//

typedef struct{
    // Windows Data //
    unsigned char cdata_win[maximun_data];
}Sum_Windows_Data;// n*1 bytes//
```

5.2 Used environment parameters

All parameters are read from the environment when the `read` process is launched by `daqd`. If the parameters have to be changed, you have to `abort` and then make a new `swinit` to take those new parameters into account. The parameters are read by the `init_env.c` function. In the next table, we review all used parameters and their default values. Those default values may be overwritten by ones in the `daqprofile` file, used by `daqd`. If there is no default value, the parameter have to be set.

parameter name	default	action
VERBOSE	VERBOSE_MODE_DEFAULT	Set how verbose the software will be for the log.
TADDR	void	Set the address where to send data
TPORT	void	Set the port number for data sending
TIMEOUT_WRITE	TIMEOUT_WRITE_DEFAULT	Maximum time before automatic data sending
TIMEOUT_READ	TIMEOUT_READ	<i>not used</i>
FADC_LIST	void	List of VME number for FADC boards; the first one is the master board. List in dec or hex.
ADDR_SUM	void	Channel number of the total sum in the master board
ADDR_TRIG	void	<i>id.</i> for trigger signal
ADDR_CLOCK	void	<i>id.</i> for clock signal
THR_EVT	void	Energy threshold to mandatory keep an event (sum of samples over the full window)
THR_WIN	void	Minimum size of a window
THR_MIN	void	Threshold for a window beginning
MAX_COINC	MAX_COINCIDENCE_DEFAULT	Maximal coincidence to be taken into account, in ticks.
PED_NB	0	Number of pedestals at the beginning of the event to be kept.
SIMUL_ENERGY	0	Boolean value for energy simulation between [0;10000].
CTF_RUN	0	Boolean value for CTF or BX run
RUN_ID	void	To be set if CTF_RUN

5.3 Some usefull define variable

One can find those `define` variables from `.h` files.

```
#define SLEEP_TIME_VME 50000 /* in micro seconds */
#define TIMEOUT_WRITE_DEFAULT 5 /* in seconds */
#define TIMEOUT_READ_DEFAULT 2 /* in seconds */
#define MAX_COINCIDENCE_DEFAULT 1000000 /* in ns, means 1 ms */
#define VERBOSE_MODE_DEFAULT 1
#define NB_BYTE_DEFINING_PEDESTAL 5
#define OFFSET_ASCII '0'
#define NB_MAX_EVT 10
```

```
#define BUF_SIZE (NB_MAX_EVT+5)
#define MAX_FADC_BOARD 120

#define FADC_MEM 15 /* in bits for 32 bits allocation */
#define NB_PAGES_MAX 1024
#define NB_WIN_MAX 200
#define PATTERN_MASK 0xffff
#define PATTERN_POS 0
#define TRIG_COUNT_MASK 0xffff0000
#define TRIG_COUNT_POS 16
#define BASE_POS 20
#define NB_CHANNELS_PER_BOARD 3
#define TEMPORAL_TICKS 20 /* in ns */

#define SIGN_OF_PULSES 1. /* or -1. in principle with kurchatov sum !!!!!!!! */

#define EVT_WITH_PED 0x1
#define EVT_PASS_THR 0x2
#define EVT_PASS_WIN 0x4
#define EVT_COIN_1 0x8
#define EVT_COIN_2 0x10
```

6 What should be done...

- To manage retrigged events (if longer than 6 μ s); this might be done by adding a step in the `preproc` thread, with a flag for multiple events.
- To add a pattern reading for another board than the main one
- To implement absolute time reading with clock digitalization information
- ... (?)

Analyse des données conjointes de CTF

Le projet `ctfDataReading` est avant tout une librairie C++ permettant l'écriture de codes d'analyse des données de CTF. L'ensemble des classes de ce projet est défini de façon à rendre transparentes les opérations suivantes (déjà évoquées lors de la discussion sur les données au 4.1) :

- interprétation des données numérisées en données physiques, en charge par les classes `ComputedData< sourceType, targetType >` et `InterpretRawData< sourceType, targetType >`;
- lecture des données sur support HPSS ou disque par la classe `CtfFile` dont héritent les classes de lecture des fichiers issus de l'ElecM (`MilanFile`) et ceux issus de l'ElecP (`FlashFile`);
- lecture de données de l'ElecM seule, de l'ElecP seule ou bien lecture synchronisée assurée par la classe `CtfEvent`.

La structure du projet a fait l'objet de présentations à usage interne au groupe français. Nous redonnons à la figure F.1 l'organisation des classes. De nombreux exemples de codes utilisant ce projet sont disponibles dans la zone CVS du projet. L'ensemble des analyses des données de CTF de ce document ont utilisé ce code.

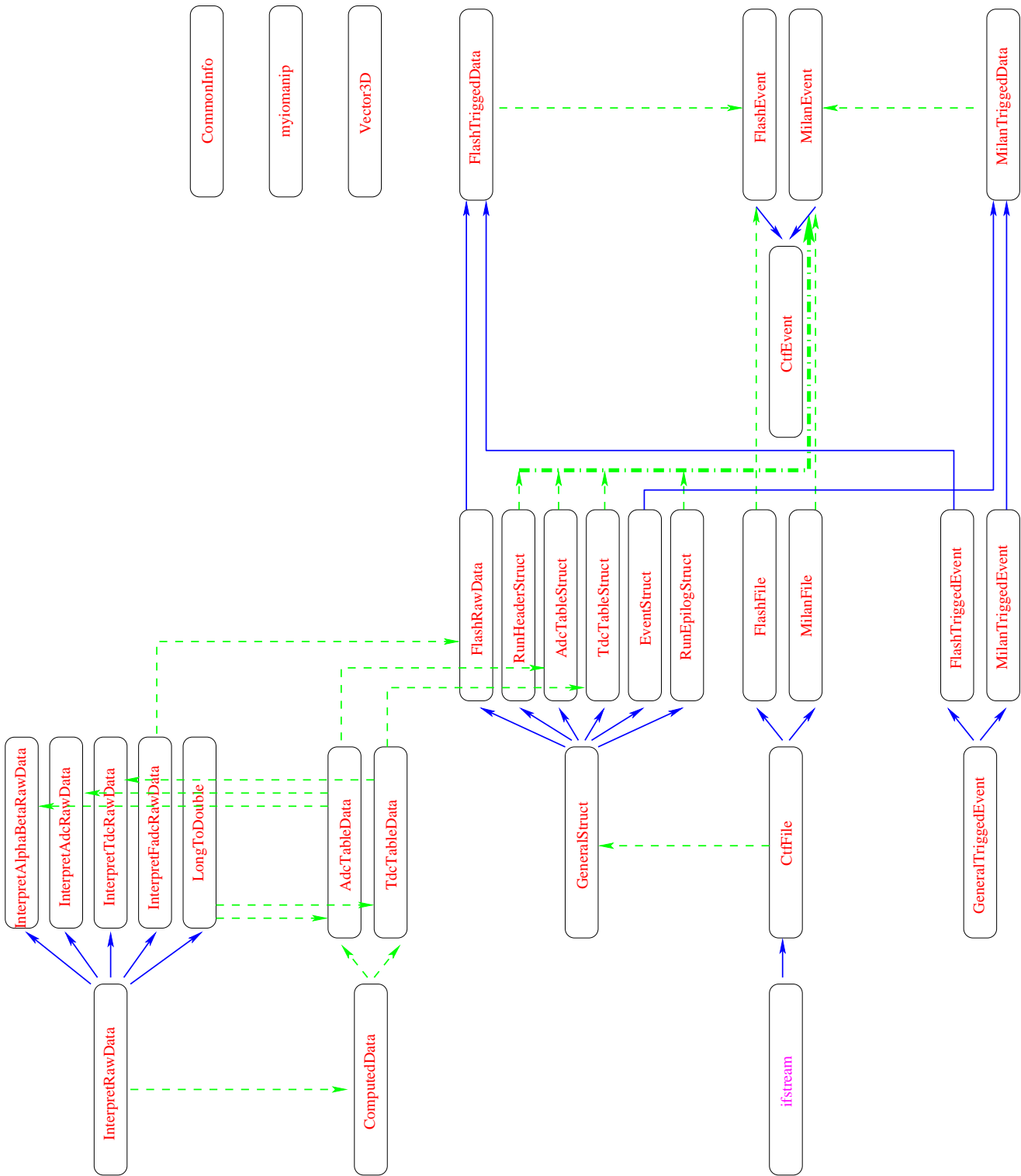


FIG. F.1 : Descriptions de l'ordonnement des objets du projet *ctfDataHeading*.

Test des sommes actives de Borexino

Voici les deux notes concernant les mesures effectuées sur les modules actifs de sommation analogique construits par la société russe Marathon, commandés via l'institut Kurchatov.

Memo about the Kurchatov fast adder

On behalf of the CdF Borexino group,
Tristan BEAU and Olivier DADOUN

April, 22nd 2001

Abstract

In LNGS, with the FADC board, we have tested the adder box provided by Marathon. We have recorded data to analyze the gain factor and the noise. Back to Paris, we have used a network analyzer and the FADC board; we present here the results about the adaptation of the box (input and output) and the frequency gain factor response.

1 Noise of adder

We have recorded data with the FADC board in 3 different configuration : FADC alone (no input), FADC with a sum*2 theoretical gain = 1 (no input) and FADC with a sum*2 theoretical gain = 3 (no input). As the FADC has 8 different pedestals, we plot here the 8 different histograms for each pedestal. One channel of the FADC corresponds to 2 mV.

We can clearly see that :

- With no input, $\sigma \leq 1$ channel (see figure 1);
- With sum*2, gain 1, σ is around 1.8 channels (see figure 2) ;
- With sum*2, gain 1, σ is around 3 channels (see figure 3);

2 Adaptation of the adder

About the adaptation, we have made two tests with the network analyzer : reflection of the input and reflection of the output. We present concurrently the Bode diagram and the plot in the Smith Area (imaginary and real parts of reflected coefficients).

2.1 Adaptation of input

The inputs seem not to be correctly adapted. The inputs 1 and 6 are the worst ones. Further measurements are done with the input numbered 2. See figure 4.

At low frequency, the adaptation is around 40Ω , and is even lower at higher frequency. For some inputs, up to 30 % is lost in reflection.

If the measurement has been done with a network analyzer, it is also possible to test this adaptation at low frequency with an oscilloscope and a sinus wave generator, comparing with a known 50Ω resistor and the adder circuit input.

In order to compare, see in figure 5 the same measurement with the FADC input. Up to 200 MHz, the reflection is negligible.

2.2 Adaptation of output

The same measurement as the previous one but with the output is done. The output is not at all adapted; it is even clear with an oscilloscope when you try to plug in a 50Ω : the voltage output level does not change whereas it should be divided by 2.

See measurement with the network analyzer in figure 6; if the adaptation was perfect, the Smith diagram should be reduced to a single point, at the center (0,0). In this Smith diagram, all turns are due to cable length in the adder box, which imply a constant delay in time.

3 Frequency response of the adder

We made measurements up to 1 GHz for Bode diagram. In those measurement, we plugged a 50Ω resistor in unused inputs and the signal in the used one.

3.1 The adder box alone

In 7, we can see that the bandwidth of the adder is around 300 MHz. Then the decrease is of about 60 dB / decade (equivalent 3rd order filter). Before 200 MHz, the gain is perfectly flat.

We plot in figure 8 the phasis versus the frequency. As it is linear, we will not have any distortion.

3.2 The long length RG58 cable (12.5 meters long)

We test here the long cable alone. See figure 9. The bandwidth is around 175 MHz with a decrease of about 10 dB / decade.

3.3 Adder and cable

Of course, when we used concurrently the adder and the cable, we add the gain (in dB) (and it works !). In figure 10, the theoretical gain is adjusted to 3. The effective bandwidth is 200 MHz.

3.4 Gain factor of Sum*2 and Sum*8

The gain factors are :

- For Sum*2 : Initially set from 1 to 3, the effective gain factors are from 0.7 to 2.
- For Sum*8 : Effective gain are from 0.3 to 0.95.

4 Pulse shape from the Genova electronics

We used the output of simulated pulses of the Genova electronics. In figure 11, there is the pulse directly from the Geneva electronics and the one after the sum*2, gain 3. In term of gain factor, one can see that it is not better than 2. Whereas the background noise in the direct pulse is lower (peak to peak) than 2 channels (what is the best expected with the FADC), it is multiply by a factor bigger than 2 after the adder box.

5 Conclusion

Those measurements show that :

- The noise level is not acceptable at high gain factor;
- The adaptation of input is not enough precise;
- The adaptation of the output is not implemented;
- The bandwidth is in fact dominated by the RG58 cable. So, it is acceptable.
- The gain factor is too low. It must be increased, the bandwidth being preserved.

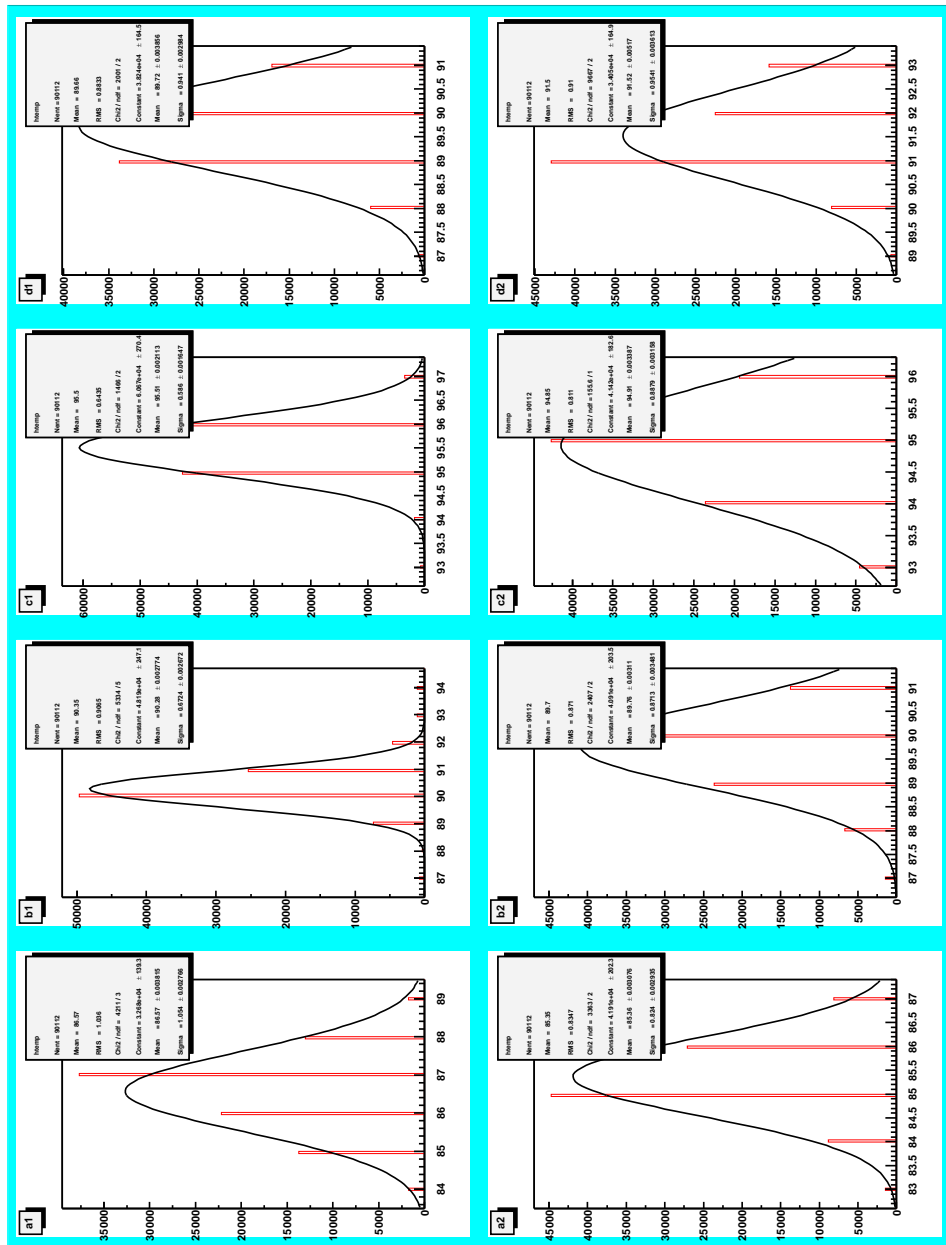


Figure 1: 8 pedestals of FADC; FADC board with no input

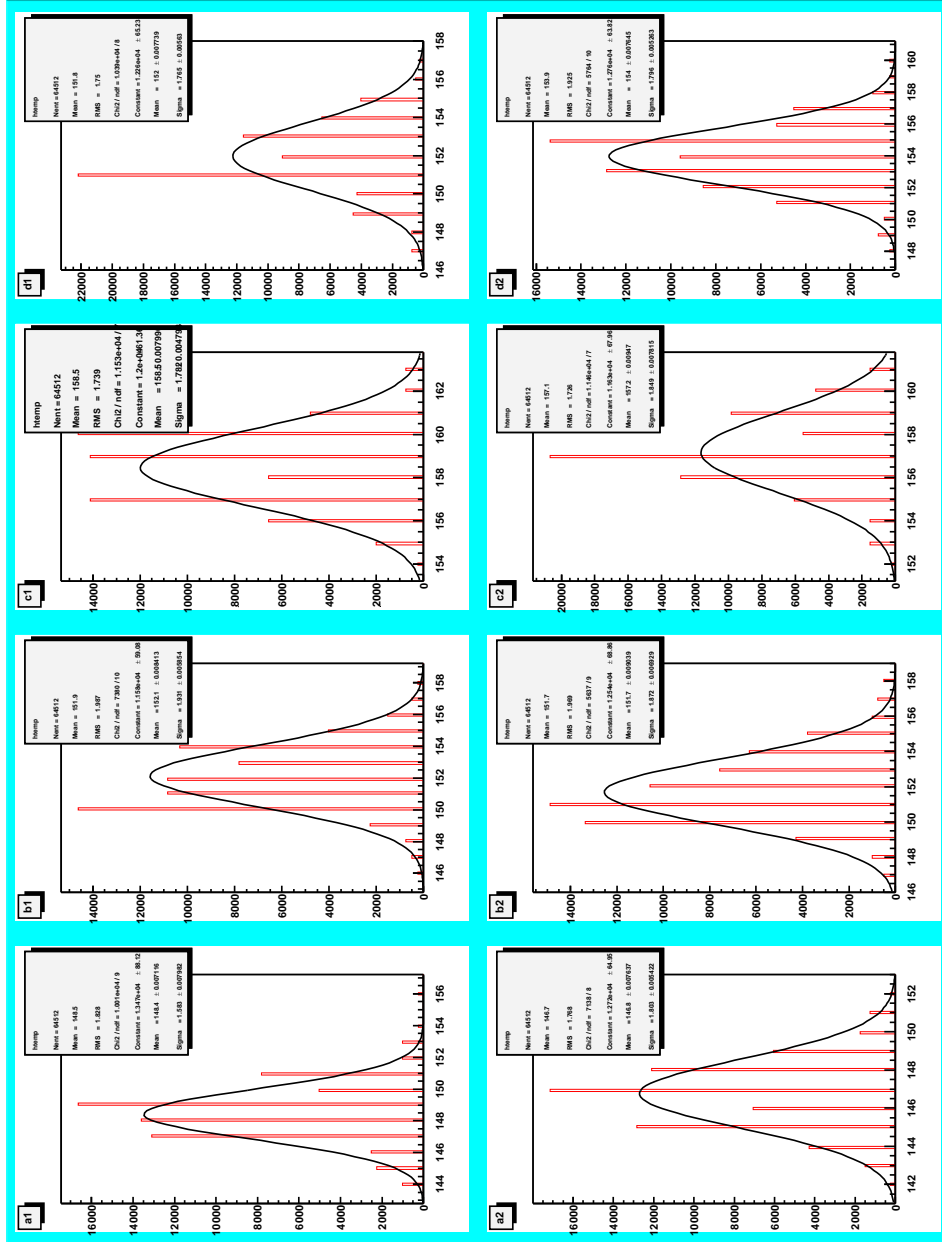


Figure 2: 8 pedestals of FADC; FADC board with sum*2, gain=1

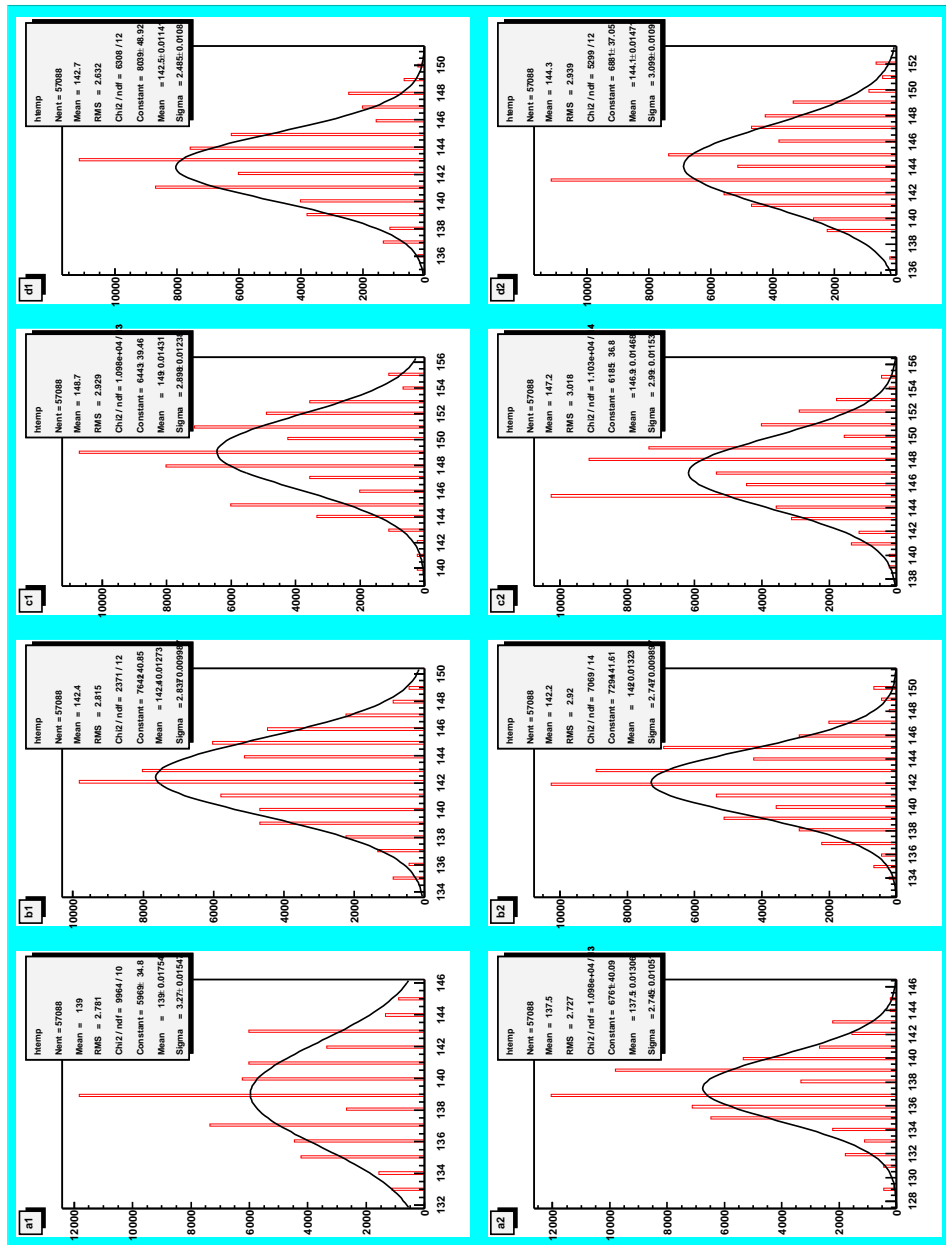


Figure 3: 8 pedestals of FADC; FADC board with sum*2, gain=3

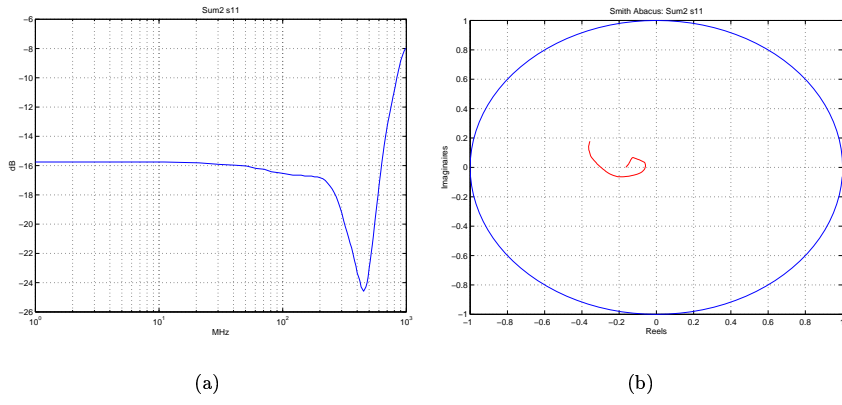


Figure 4: a : Bode diagram for input reflection of Sum*2; b : Associated Smith diagram.

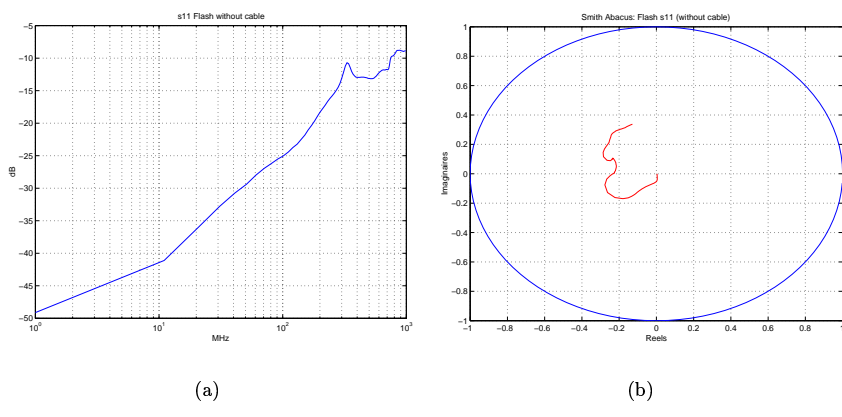


Figure 5: a : Bode diagram for input reflection of FADC; b : Associated Smith diagram.

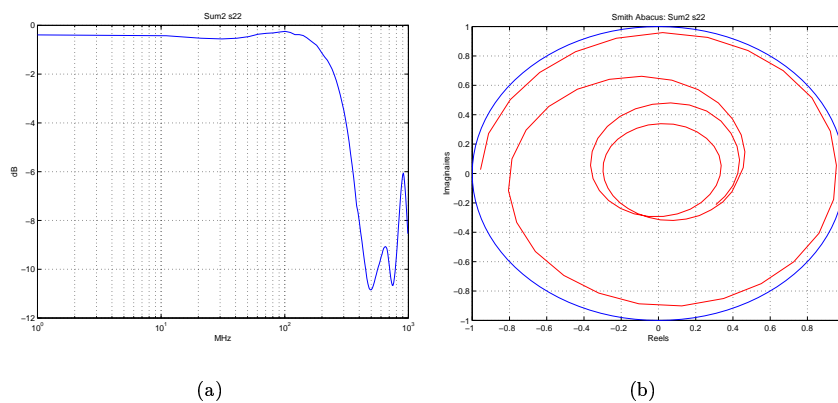


Figure 6: a : Bode diagram for output reflection of Sum*2; b : Associated Smith diagram.

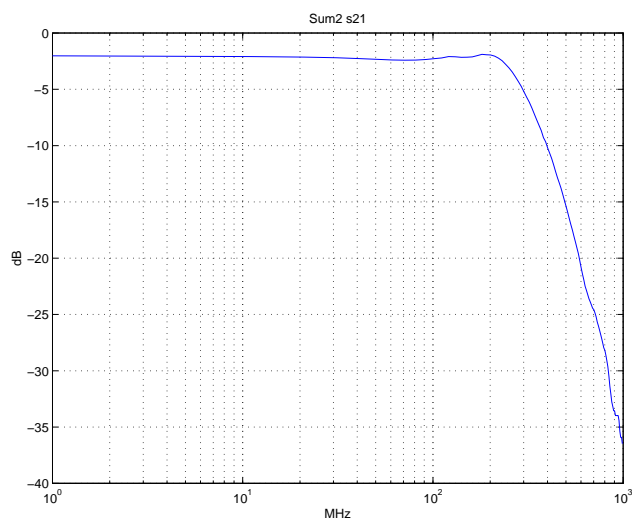


Figure 7: Bode diagram for transmission of the Sum*2; theoretical gain factor 1

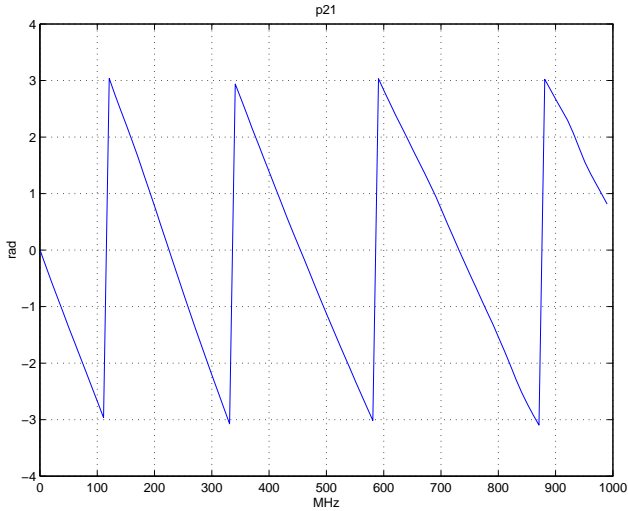


Figure 8: *Sum*2 phasis versus frequency*

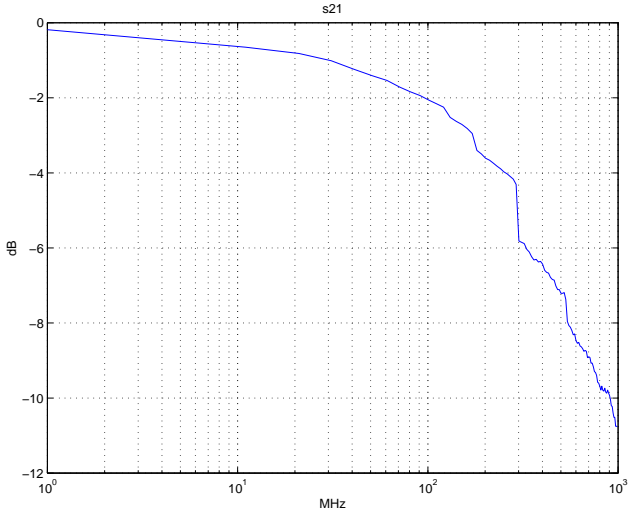


Figure 9: *RG58 cable alone : transmission*

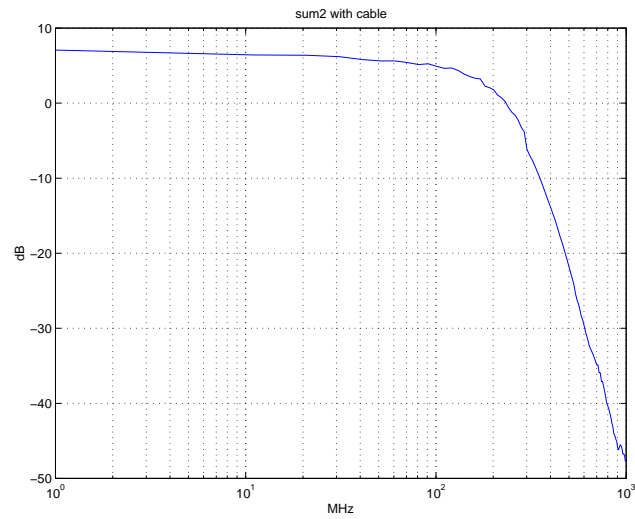


Figure 10: Overall transmission Bode diagram : Sum^*2 and RG58 cable

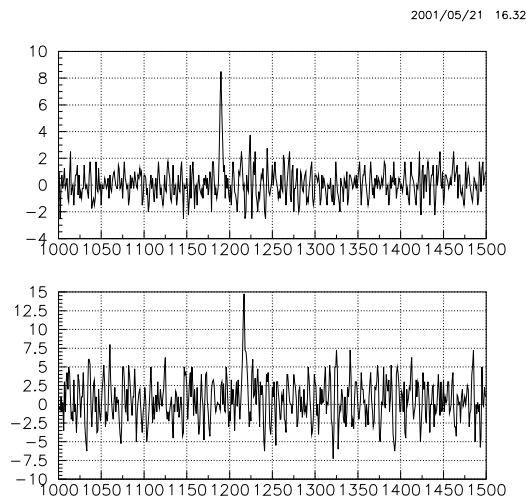


Figure 11: *up* : Input pulse from the Genova electronics. *down* : output of the sum^*2 , gain 3

Memo about the 2nd version of the Kurchatov fast adder

On behalf of the CdF Borexino group,
Tristan BEAU and Olivier DADOUN

November the 7th, 2001

Abstract

The new prototype of the Kurchatov fast adder made by Marathon is tested in this memo. The results are based on what have been done at Collège de France and at the IUT de Cachan (the 6th of Novembre, 2001). In the latest, we've used a Network Analyser just like the previous time, type HP 8753D, recently calibrated (october 2001).

1 Generalities

Few points should be studied for the production of adder :

- The air flow in the box is probably not optimal. It would be better not to have holes in correspondance between the top and the down of the box.
- The ground cable from the 220 V power supply was not connected on the tested box. We hope this will not add any current loop and noise.
- We did not test any thermal or time effect.

2 Noise of adder

Now, the power supply is inside the adder box and is decoupled. The noise measured at the lab is around 1 mV, with no appearance of oscillations. The noise is never greater than 1 mV whatever the gain is. No worse result if the FADC board is connected.

3 Impedance matching of the adder

About the impedance matching, we have made two tests with the network analyzer : reflection of the input (see figure 1) and reflection of the output

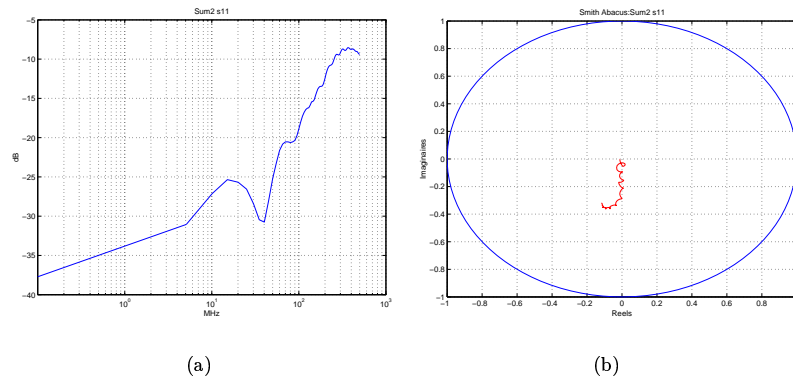


Figure 1: *a* : Bode diagram for input reflection of Sum*2; *b* : Associated Smith diagram.

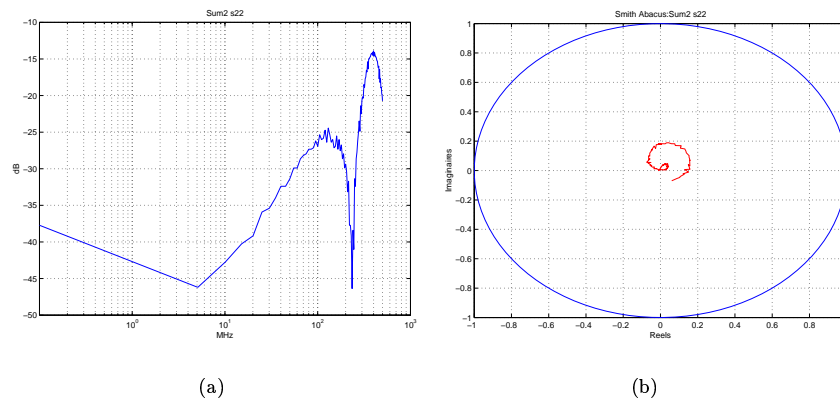


Figure 2: *a* : Bode diagram for output reflection of Sum*2; *b* : Associated Smith diagram.

(see figure 2). We present concurrently the Bode diagram and the plot in the Smith Area (imaginary and real parts of reflected coefficients).

Either inputs and outputs are now correctly matched (50 ohm impedance) up to 200 MHz, the maximum frequency used. Nevertheless, at high frequency, the adaptation became worse. This may be due to the lemo connector. Perhaps this point could be checked.

4 Frequency response of the adder

We made measurements up to 500 MHz for Bode diagram. We present 3 plots :

- Transmission of the box alone. We can see a typical bandwidth of 180 MHz (at -3 dB). See figure 3.
- Transmission of the box and our long cable (12.5 long). Case of sums by 2 at 3 different gains. See figure 4.
- Transmission of the box and our long cable. Case of the most amplified channel summed by 8. We can see a typical bandwidth of around 100 MHz. See figure 5.

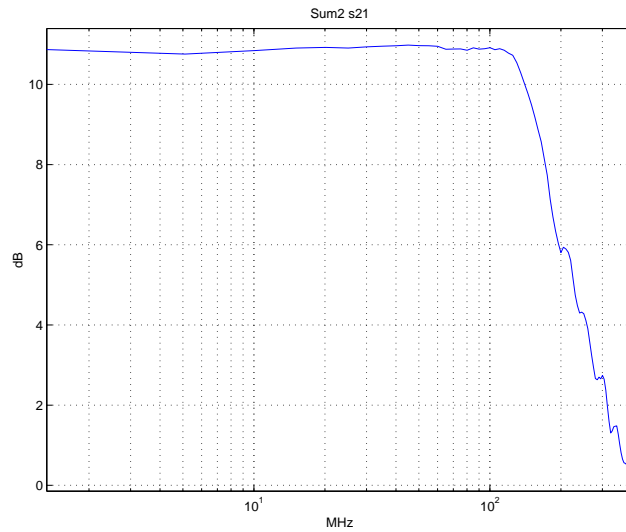


Figure 3: *Bode diagram for transmission of the Sum*2; no long cable connected*

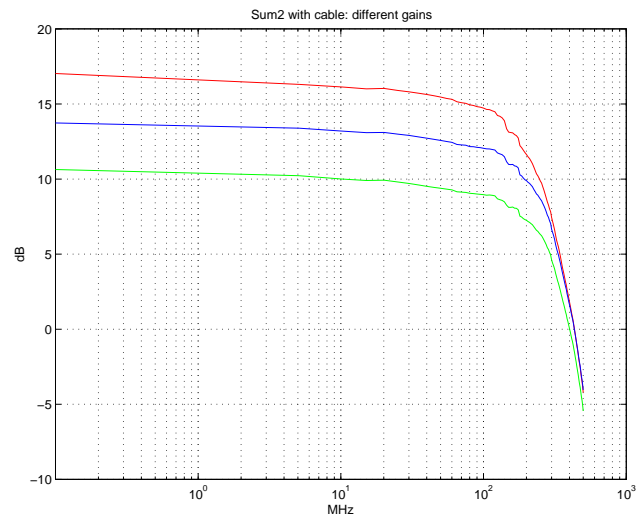


Figure 4: *Bode diagram for transmission of the Sum*2 with the long cable connected. 3 different gains*

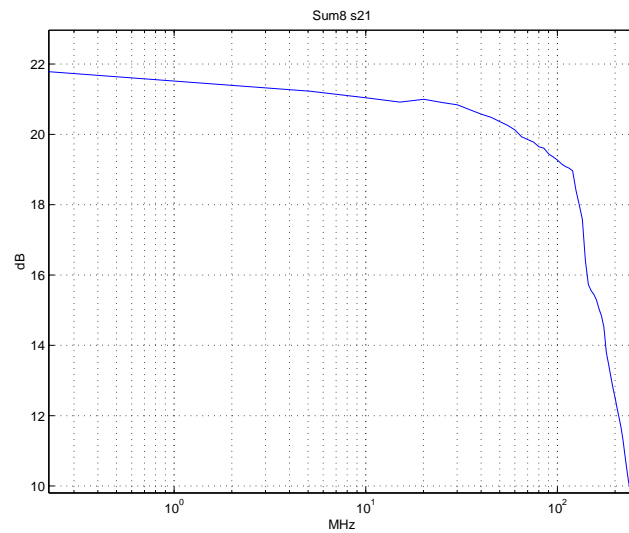


Figure 5: *Bode diagram for transmission of the Sum*8 with the long cable connected. Case of the bigger gain*

5 Cross-talk result

We have measured the cross talk on the same sub-board (with 8 inputs); see figure 6.

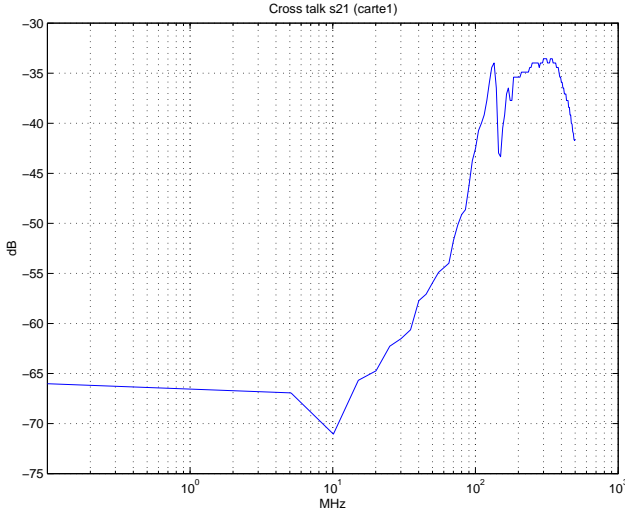


Figure 6: *Cross-talk between one input and an unassociated sum by 2.*

Moreover, we tried to see any cross-talk between the two different sub-board, but it is very small (around -65 dB). This probably means that the previous cross-talk is not due to the power supply but due to any internal layer.

6 Conclusion

Those measurements show that :

- The noise level is acceptable at any gain factor;
- The input impedance is now enough precise;
- The output impedance is now implemented and correct;
- The bandwidth is always dominated by the RG58 cable. So, it is acceptable.
- Gain factors are the expected ones. But we need to have a constant gain for each channel; this has to be checked and discussed.

État d'avancement de l'expérience Borexino

Je joins ici ma contribution aux *proceedings* de Moriond 2002 auquel j'ai donné un exposé au cours de la session des jeunes chercheurs. Le livre consacré aux interventions de la conférence Moriond 2002 n'est pas à ce jour achevé ; cet article est disponible sous le numéro de *preprint hep-ex/0204035* ; il est présenté sous forme de *fac-simile* ci-après.

STATUS OF THE BOREXINO EXPERIMENT

T.J. BEAU

*Physique Corpusculaire et Cosmologie
Collège de France, Paris, France*



A short review of the solar neutrino Borexino experiment is given.

Borexino is a solar neutrino experiment which is in its final step of completion in the underground laboratory at Gran Sasso, Italy. It will detect in real time the low energy part of the solar neutrino spectrum (below 1 MeV); thus, it will give new constraints to the solar neutrino problem, after the important SNO result^d in June 2001.

1 Borexino Physics goal

The main goal of Borexino is the measurement of the $\nu_{\tau}\text{Be}$ flux from the Sun in real time. In few time, we will be able to know if a LOW solution is possible by the day-night asymmetry. Moreover, Borexino will be sensitive to any seasonal variation effect and will give a precise flux for the monoenergetic ray of the $\nu_{\tau}\text{Be}$ (862 keV). The expected rate for this flux is around 40 counts/day, from the Standard Solar Model (SSM).

In addition, Borexino will also be concerned in other solar neutrinos (Boron, CNO), nuclear reactor neutrinos² or supernovae neutrinos³.

2 The detector

2.1 Detection principle and detector description

Borexino⁴ detects all flavor neutrinos by electron elastic diffusion, $\nu_x e \rightarrow \nu_x e$. If ν_e is driven by charged current (CC) and by neutral current (NC) scattering, ν_{μ} and ν_{τ} are only driven by NC. The event rate relative to NC will be only about 20 percent of the total rate.

The detector has a shell structure (see figure 1). From outside to the center of the detector, one can find water shield, first pseudocumen (PC) buffer (not scintillating), nylon film as a Rn barrier, second pseudocumen buffer, nylon film and scintillating pseudocumen (300 tons). 100 tons are defined by offline analysis as the fiducial volume. Scintillation photons are detected by 2200 photomultiplier tubes (PMTs) which will work as single photoelectron (pe) detectors for low energy events (< 1.5 MeV). The expected photoelectron yield is about 450 pe/MeV.

The Borexino detector is located at the National Laboratory of Gran Sasso (LNGS), Italy. This underground laboratory provides a 3800 meters water equivalent shield; only one muon per hour per square meter arrives at this depth.

2.2 Schedule

During previous years, a very big effort was made to achieve an extremely low radioactivity level for Borexino in order to be able to perform low energy neutrino spectroscopy⁵. The Counting Test Facility⁶ (CTF), a multi-ton scintillator detector, was designed in order to analyse radiopurity of such a detector and to tune all parameters needed for Borexino. There have been three main steps in CTF, where different nylon vessels and scintillators have been tested.

Here are the main steps of the foreseen Borexino schedule :

- June 2002 : Nylon vessel installation,
- Septembre 2002 : Water Filling,
- Autumn 2002 : PC Filling (and background measurement),
- April 2003 : Borexino ready for neutrino physics.

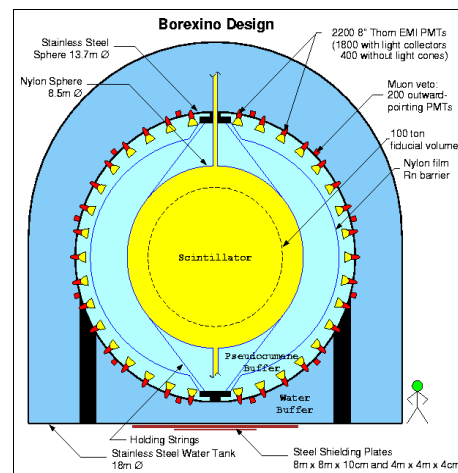


Figure 1: Borexino detector

3 Electronics and data acquisition (DAQ)

The outer detector is a 200 PMT muon veto system. The inner detector DAQ can be basically divided into two parts :

- An unique photoelectron electronics, optimized for the ${}^7\text{Be}$ energy window (250–800 keV). There is one channel per PMT, digitalizing time and charge.
- A 400 MHz Flash ADC system, based on VME boards designed in our laboratory, which will soon be available as CAEN V896. Those boards have no dead time, 10 μs (programmable size) window per event, 64 event buffer storage. 99 channels will be used, each of them digitalizing roughly 24 PMT signals. The design of the DAQ software allows a massive data reduction. This electronics gives the main information for non-centered events and physics above 1 MeV such as nuclear reactor neutrinos, ${}^8\text{B}$ and CNO solar neutrinos, supernovae neutrinos.

References

1. SNO collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 071301, nucl-ex/0106015.
2. S. Schönert, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **70** (1999) 195–198.
3. L. Cadonati *et al.*, *Astroparticle Physics* **16** (2002) 361–372, hep-ph/0012082.
4. Borexino collaboration, *Astroparticle Physics* **16** (2002) 205–234, hep-ex/0012030.
5. Borexino collaboration, hep-ex/0109031, to be published in *Astroparticle Physics*.
6. Borexino collaboration, *Nucl. Instrum. Methods A* **406** (1998) 411.

Index

- A**
acquisition
 système d'..... voir FADC
activation neutronique 47
ADC 59, 137
 α/β 59, 91
- B**
BiPo . 39, 58, 83, 84, 88, 94–96, 101,
 117, 137, 181
bruit de fond 35, 47, 137
 photomultiplicateurs ... 98, 120
buffer 137
béryllium 6, 9, 27, 35
- C**
carbone 14 35, 40, 47, 96, 116
Čerenkov 29, 31, 50, 53, 66, 112, 113
chaîne radioactive 36
chlore 8–10
CNO 7
cosmiques ... 34, 40, 48, 53, 97, 137
courant chargé 8, 29, 33
courant neutre 29, 33
cross-compilation 63, 137
- D**
deuterium 5
Dirac 11
détection
 technique 7, 29
- E**
eau (milieu d'interaction) 9, 10
eau lourde 8
électronique
 de Milan 58, 138
 de Paris 61, 138
 NIM 138
expériences
 neutrinos 5
 radiochimiques 7, 8
- F**
FADC 59, 61, 62, 65, 67, 69–71,
 73–75, 77–79, 84–86, 88, 90,
 98, 100, 103, 111, 113, 114,
 120, 138, 151, 181, 189, 205
flux
 neutrino 7, 8
- G**
GALLEX 9, 30
gallium 8–10
gamma(γ) 49
GNO 9, 30, 48
Gran Sasso 48
- H**
Homestake 9, 30
hydrogène 5
hélium 5
- I**
INFN 48
IV 49, 68, 111, 138
- K**
Kamiokande 31
Kamland 33
- L**
LLBF 48

- LNGS voir Gran Sasso
 LVD 48
- M**
- MACRO 48
 Majorana 11
 modèles solaires 9
- N**
- neutrinos
 du bore 6
 du béryllium. . voir béryllium, 9
 du cycle CNO 7
 déficit 10
 détection 47
 flux 5, 7
 flux théorique 7–9
 hep 7
 oscillations 11
 pep 7
 physique 10
 physique des 11
 pp 5
 production dans le Soleil 5, 7, 9
 solaires 5
 spectre solaire 6
 neutrinos solaires
 flux 9
 NIM 138, 152, 182
- O**
- oscillation
 dans la matière 17
 oscillations 11
 dans le vide 20, 138
 OV 49, 138
- P**
- PC 48, 138
 photo-électrons. 42, 58, 98, 120, 138
 énergie 80
 distribution 122
 uniques 62, 113, 114
 photomultiplicateur 49, 50, 138
 photomultiplicateurs 51, 55, 112
 PM voir photomultiplicateurs
 PowerPC 62, 117, 138
 PP-III 6
- PP-II 6
 PP-I 5
 PPC voir PowerPC
 proton 5
 PSD 90, 120, 138
 PXE 48
- R**
- radioactivité
 basse 47
 radioisotope 35, 36
 radon 48, 49
 réactions nucléaires 5
- S**
- SAGE 30
 saveur 11, 13
 scintillateur liquide 47
 section efficace 7
 simulation ... 41, 111, 121, 181, 189
single 137
 SNO 8, 13, 31
 SNP 5, 9–11
 SNU 7, 8
 SOHO 10
 Soleil 5, 9, 11
 spectre des neutrinos solaires 6
 SSS 112, 119, 138
 SuperKamiokande 9, 10, 31
- T**
- TDC 59, 138
 Long Range 95
 Terre 7, 11
- V**
- VAX 74
 voile nylon 49, 68
 externe voir OV
 interne voir IV



Résumé. L'expérience Borexino (BX), collaboration impliquant neuf pays, est implantée dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso en Italie. Elle vise la mesure du flux de neutrinos solaires de la raie du béryllium à 862 keV, première mesure en temps réel à si basse énergie. Cette expérience impose des contraintes très fortes en radiopureté. Sa faisabilité technique est testée dans le prototype *Counting Test Facility* (CTF).

Le groupe du Collège de France est chargé du système de numérisation rapide (FADC) sur BX. Ces FADC ont été conçus au laboratoire et nous les avons finalisés début 2002. Les cartes prototypes et les premiers modèles industriels ont été implantés sur CTF à titre de test, numérisant les signaux issus des photomultiplicateurs.

Nous avons développé les logiciels d'acquisition des FADC sur CTF et BX. Pour BX, nous utilisons un algorithme interne de réduction des données basé sur l'élimination en temps réel des événements à trop basse énergie tout en conservant les événements en coïncidence. Sur CTF, nous produisons des données depuis l'été 2000 et sur BX les premiers tests ont eu lieu sans scintillateur.

L'analyse de CTF porte sur les données issues des FADC seuls et des données conjointes entre les FADC et l'électronique standard mise en place par l'équipe italienne. Nous montrons que les FADC permettent de reconstruire l'énergie des événements et les coïncidences avec des précisions comparables à celles de l'électronique standard. La comparaison des données issues des deux systèmes montre l'apport du FADC, sans temps mort, pour la mesure de contaminations dans le détecteur, l'analyse des signaux tardifs issus des photomultiplicateurs et la discrimination entre événements de type alpha et bêta. Plusieurs méthodes de discrimination sont également étudiées par simulations pour BX.

Mots-clés : neutrinos solaires, oscillations des neutrinos, détecteur à scintillateur liquide, faible taux de comptage, discrimination des particules.

Abstract. The Borexino experiment (BX), a collaboration involving nine countries, is located in the Gran Sasso underground laboratory, Italy. It aims to measure the solar neutrino flux from the beryllium line at 862 keV.

It will be the first real-time solar neutrino measurement at such low energies. This demands rigorous control of radiopurity. The technical feasibility is being studied with the prototype called the Counting Test Facility (CTF).

The College de France group is responsible for the fast digitizer boards (FADC) on BX. The FADC were designed by our laboratory and completed at the beginning of 2002. Prototype and first industrial boards have been installed on CTF for tests and are currently operating with photomultipliers.

We developed FADC data acquisition software for CTF and BX. For BX, we are using an online algorithm to reduce data flow, based on event coincidence detection and suppression of low energy events. We have been producing data with CTF since summer 2000, and with BX we have performed a variety of tests with the first air runs.

CTF analysis concerns just FADC data, and a joint analysis of FADC-based electronics with the standard system installed by the Italian team. One can reconstruct event energy and coincidences using FADC with a precision similar to the standard electronics. The parallel analysis shows the importance of using a single digitizing electronic train with no dead time in order to measure contamination in the detector, to analyse photomultiplier afterpulses and to discriminate between alpha and beta events. Furthermore, several discrimination methods are studied for BX with simulations.

Key-words : solar neutrinos, neutrino oscillation, liquid scintillation detectors, low level counting, particle discrimination.