

UNIVERSITE DE LA MEDITERRANEE  
AIX-MARSEILLE II  
FACULTE DES SCIENCES DE LUMINY  
163, avenue de Luminy  
13288 MARSEILLE Cedex 09  
FRANCE

## **THESE DE DOCTORAT**

*Spécialité : Physique Mathématique, Physique des Particules et Modélisation*

présentée par

**Jean-stéphane Ricol**

en vue d'obtenir le grade de docteur de l'Université de la Méditerranée

# **Etude de la détection de monopôles magnétiques au sein du futur télescope à neutrinos Antares et caractérisation des performances du traitement des impulsions des photomultiplicateurs.**

soutenue le 28 Octobre 2002

devant le jury composé de

Mr	Elie Aslanides	Président
Mr	John Carr	Directeur de thèse
Mr	Alain Falvard	Rapporteur
Mr	Fabrice Feinstein	
Mr	Giorgio Giacomelli	
Mr	Patrick Peter	Rapporteur
Mme	Charling Tao	



# Remerciements

Je remercie Elie Aslanides de m'avoir accueilli au Centre de Physique des Particules de Marseille et d'avoir présidé mon jury.

Je suis reconnaissant envers John Carr, qui fut pour moi un directeur de thèse attentif et disponible malgré ses nombreuses charges.

J'adresse mes plus sincères remerciements à Fabrice Feinstein et Charling Tao pour leur dynamisme et leur disponibilité et pour les précieux conseils qu'ils m'ont apportés tout au long de ces trois années.

J'adresse toute ma gratitude à Alain Falvard et Patrick Peter, pour avoir immédiatement accepté le rôle de rapporteur et de l'avoir assumé avec promptitude et pertinence.

Merci également à Giorgio Giacomelli de m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury.

Je remercie tous les membres du groupe Antares, et en particulier le groupe de Marseille pour le climat sympathique dans lequel ils m'ont permis de travailler. Les nombreuses discussions que j'ai pu avoir avec chacun m'ont beaucoup apporté.

Je remercie en particulier Jurgen Brunner et Patrice Payre qui ont toujours su trouver le temps de répondre à mes innombrables questions.

Merci également au groupe espagnol de Valencia pour leur accueil, et plus particulièrement merci à Sergio, Emiliano et Juande pour leur aide et leur amitié.

Je remercie l'ensemble des membres du CPPM pour leur éternelle sympathie, et en particulier le personnel administratif, technique et informatique dont l'aide quotidienne me fut précieuse.

Je renouvelle toute mon amitié aux thésards avec qui j'ai partagé de bons moments durant ces trois ans de thèse.

Je remercie particulièrement l'équipe CGMDS et leur adresse un dernier BF. Merci donc à Pedro, Fred et Man, pour tous ces grands moments de non-solitude: j'espère que les mouches continueront de voler ici-bas et tant pis pour celles que se retrouvent attachées à une corde rose. L'important, on ne le répétera jamais assez, c'est de si mettre !!

Dans le désordre je remercie également les jongleurs de l'extrême, les kines et osthéos de Marseille, les glaçons de chez Assan et ses habitués, les secs, les kioules et tous mes amis, qui ont su me détendre pour mon plus grand plaisir. Une spéciale bise à Sebito pour

son magnifique rangement de setasses.

Enfin, j'aimerais remercier ma famille pour son soutien durant ces trois années. En particulier j'adresse un immense merci à ma douce Gaëlle, qui a su m'encourager tout au long de cette thèse. Promis tu l'auras ton voyage...

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>3</b>
<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>1 Les monopôles magnétiques</b>	<b>13</b>
1.1 Prédiction de l'existence des monopôles magnétiques . . . . .	14
1.1.1 Un peu d'histoire . . . . .	14
1.1.1.1 Le monopôle de Dirac . . . . .	14
1.1.1.2 Le monopôle de 't Hooft-Polyakov . . . . .	14
1.1.2 Création de défauts topologiques dans l'Univers primordial, mé- canisme de Kibble . . . . .	17
1.1.3 Monopôles et cosmologie . . . . .	21
1.2 Interaction des monopôles avec la matière . . . . .	22
1.2.1 Accélération dans les champs magnétiques . . . . .	23
1.2.2 Interaction électromagnétique . . . . .	23
1.2.2.1 Pertes d'énergie par ionisation . . . . .	24
1.2.2.2 Rayonnement Tcherenkov . . . . .	24
1.2.2.3 Pertes radiatives . . . . .	25
1.2.3 Interactions hadroniques . . . . .	26
1.3 Limites théoriques et expérimentales . . . . .	28
1.3.1 Contrainte de la densité de masse de l'Univers. . . . .	28
1.3.2 Contraintes provenant des champs magnétiques galactiques. . . . .	28
1.3.3 Contraintes dues à la catalyse de la désintégration des nucléons. . . . .	30
1.3.4 Limites expérimentales. . . . .	32
<b>2 Télescopes à neutrinos de haute énergie</b>	<b>35</b>
2.1 Les messagers de l'astronomie de haute énergie . . . . .	35
2.2 Les sources de neutrinos cosmiques . . . . .	39
2.3 Autres domaines de recherche . . . . .	42
2.3.1 Défauts topologiques . . . . .	42
2.3.2 WIMPs, SUSY . . . . .	43
2.3.3 Oscillation de neutrinos . . . . .	44
2.4 Le principe de détection . . . . .	46
2.5 Caractérisation du télescope . . . . .	48

<b>3</b>	<b>Le télescope Antares</b>	<b>53</b>
3.1	Le site . . . . .	53
3.1.1	Localisation . . . . .	53
3.1.2	Transparence de l'eau . . . . .	54
3.1.3	Biosalissure . . . . .	55
3.1.4	Bruit de fond optique . . . . .	56
3.2	Description du détecteur . . . . .	57
3.2.1	Schéma . . . . .	57
3.2.2	Les modules optiques . . . . .	58
3.2.3	L'électronique de lecture et de déclenchement . . . . .	61
3.2.4	Contrôle lent et calibration . . . . .	63
3.2.5	Projet à terme: 1 km <sup>2</sup> . . . . .	64
<b>4</b>	<b>L'électronique de lecture</b>	<b>65</b>
4.1	Présentation de l'ARS . . . . .	65
4.1.1	Discrimination SPE-WF . . . . .	67
4.1.2	Mode SPE . . . . .	68
4.1.2.1	Intégrateur . . . . .	68
4.1.2.2	TVC et Time Stamp . . . . .	69
4.1.2.3	Mémoire pipeline . . . . .	69
4.1.3	Mode WF . . . . .	70
4.2	Simulation de l'ARS et optimisation des paramètres . . . . .	71
4.2.1	Montage expérimental d'acquisition des impulsions de photomultiplicateur . . . . .	71
4.2.2	Seuil du comparateur $LO$ . . . . .	73
4.2.3	Temps d'intégration: porte d'intégration $T_g$ et période du cycle $T_c$ . . . . .	74
4.2.4	Taux de WF . . . . .	76
4.2.4.1	Temps au-dessus du seuil (TOT) . . . . .	76
4.2.4.2	Résultats . . . . .	79
4.3	Effet du bruit électronique . . . . .	82
4.3.1	Passage du seuil $LO$ . . . . .	83
4.3.2	Mesure de la charge . . . . .	83
4.4	Précision attendue . . . . .	85
4.4.1	Cas des SPE: corrélation temps-charge . . . . .	85
4.4.2	Traitement des formes d'onde WF: reconstruction des impulsions . . . . .	88
4.4.3	Saturation . . . . .	93
4.5	Performances du détecteur . . . . .	94
4.6	Conclusion et perspectives . . . . .	98
<b>5</b>	<b>Détection de monopôles magnétiques au sein du détecteur Antares</b>	<b>101</b>
5.1	Signal lumineux d'un monopôle magnétique . . . . .	101
5.1.1	Emission Tcherenkov directe . . . . .	103
5.1.2	Emission de delta-électrons . . . . .	103
5.1.3	Processus radiatifs et gerbes électromagnétiques . . . . .	109
5.1.4	Catalyse de la désintégration des nucléons . . . . .	110
5.1.5	Les différentes topologies . . . . .	111

---

5.2	Monopôles lents . . . . .	111
5.3	Monopôles relativistes . . . . .	112
5.3.1	Simulation . . . . .	112
5.3.2	Efficacité de détection et bruits de fond . . . . .	113
5.3.3	Monopôles relativistes en dessous de la limite Tcherenkov . . . . .	114
5.3.4	Monopôles relativistes au-dessus de la limite Tcherenkov . . . . .	123
5.4	Conclusions et perspectives . . . . .	135
<b>Conclusion</b>		<b>139</b>
<b>A Photomultiplicateurs</b>		<b>141</b>
<b>B Propagation et interactions du muon dans la matière</b>		<b>145</b>
<b>C Les Outils de simulation</b>		<b>149</b>





# Introduction

Durant ces dernières décennies, la cosmologie théorique et observationnelle a connu de formidables progrès et une explosion de ses domaines d'activité. Le catalyseur de ce développement a sans doute été la prise en compte d'idées provenant de la physique des particules. Le "Modèle Standard" des interactions forte et électrofaible (unification des interactions faible et électromagnétique) des particules nous fournit une très bonne description de cette physique jusqu'à des énergies de quelques centaines de GeV, ainsi que des motivations pour une grande unification (l'unification des forces forte et électrofaible). Les physiciens des particules et les cosmologistes ont appliqué ces idées théoriques à l'étude des premiers instants de l'Univers. Leurs spéculations ont conduit à des scénarios très intéressants sur les événements qui ont pu avoir lieu au commencement de l'Univers: baryogénèse, inflation, production de défauts topologiques. Bien que ces scénarios ne soient toujours pas testés, il est clair que les réponses à quelques-unes des principales questions de la cosmologie font appel à des événements qui ont eu lieu durant les premières fractions de seconde de l'histoire de l'Univers. Ces questions fondamentales comprennent: l'origine de l'asymétrie matière-antimatière, la nature de la matière noire, l'origine des inhomogénéités de densité qui a donné lieu à la formation des grandes structures et finalement le destin de l'Univers.

Un autre développement, tout aussi important, s'est fait grâce à l'utilisation des observations astrophysiques et cosmologiques pour tester et contraindre les théories en physique des particules. A l'heure actuelle, les idées les plus passionnantes en théorie des particules font appel à des échelles d'énergie bien au-delà de celles que peuvent atteindre les accélérateurs terrestres. Pour cette raison, de nombreuses théories prometteuses ne peuvent être testées que dans le gigantesque laboratoire qu'est l'Univers, d'une part grâce aux informations que l'on peut obtenir sur ses premiers instants, d'autre part par l'observation de ses plus puissants accélérateurs cosmiques. La physique des particules opère donc un "retour aux sources", avec la détection et l'étude des particules cosmiques.

Parmi ces particules cosmiques, les monopôles magnétiques, qui font partie de la classe des défauts topologiques (avec les cordes et les murs de domaines), ont été recherchés par plusieurs expériences. L'intérêt pour les défauts topologiques comprend au moins trois motivations. Premièrement, ces défauts apparaissent dans une large classe de modèles en physique des particules, dans lesquels ils sont inévitablement formés lors de transitions de phase dans l'Univers primordial. Deuxièmement, les défauts topologiques auraient leur rôle à jouer dans les scénarios de l'Univers primordial, et pourraient par exemple contribuer à la formation des grandes structures ou fournir une explication à l'asymétrie baryonique. Troisièmement, les défauts topologiques sont des objets fasci-

nants en soi et leurs propriétés peuvent donner lieu à une variété de phénomènes physiques inhabituels. Les monopôles magnétiques sont, parmi les défauts topologiques, ceux dont les propriétés sont les plus facilement calculables et pourraient fournir un signal bien caractéristique dans un détecteur de particules. Malheureusement, pour l'instant, aucune expérience n'en a encore détecté et les limites sur leur flux sont donc contraintes à des valeurs très faibles.

Dans le cadre de l'astronomie de haute énergie, la compréhension des processus mis en jeu au sein des puissants accélérateurs cosmiques, nécessite plus d'information que n'en fournit la seule observation des photons provenant de la source, pour lesquels différents mécanismes de production sont envisageables. Les télescopes à neutrinos de haute énergie sont des instruments privilégiés dans le contexte actuel de la physique des astroparticules. En plus d'avoir accès au cœur des objets astrophysiques, grâce à la faible interaction des neutrinos avec la matière, qui leur permet de traverser des régions très denses sans interagir, ces télescopes peuvent apporter des résultats très intéressants sur les oscillations des neutrinos et sur la détection indirecte de matière noire non baryonique. Les télescopes à neutrinos de haute énergie, qui possèdent une grande surface de détection, permettant de pallier la faiblesse des flux prédits, offrent également une nouvelle opportunité pour la recherche de monopôles magnétiques.

Le premier chapitre de ce mémoire décrit les principales caractéristiques des monopôles magnétiques (masse et charge) prédites par la théorie, les mécanismes conduisant à leur formation, ainsi que leurs interactions avec la matière. De plus, une revue critique et détaillée des limites théoriques actuelles sur les flux de monopôles est également présentée et indique qu'ils pourraient être détectés au sein des grands télescopes à neutrinos de haute énergie.

Le chapitre 2 traite de l'astronomie de neutrinos de haute énergie et présente, tout d'abord, les motivations pour l'utilisation d'un nouveau messager cosmique comme le neutrino et les différentes sources possibles, ainsi que le principe de détection d'un télescope à neutrino de haute énergie, basé sur l'observation du sillage lumineux des particules, grâce à une matrice de photomultiplicateurs. Plusieurs expériences de ce genre existent ou sont en construction et leurs principales caractéristiques sont comparées.

Le chapitre 3 présente le futur télescope à neutrinos Antares, dont la mise en fonctionnement, à 2400 mètres de fond au large de Toulon dans la mer Méditerranée, est prévue courant 2004. L'électronique de lecture fait l'objet d'une étude détaillée décrite dans le chapitre 4.

L'élément majeur de cette électronique est un circuit ASIC développé par la collaboration pour répondre aux besoins du détecteur: l'ARS. L'ARS est chargé d'effectuer le traitement des signaux des photomultiplicateurs et fournit l'ensemble des données essentielles pour le fonctionnement du détecteur, à savoir la charge et le temps des impulsions simples (SPE) ainsi que l'échantillonnage de la forme d'onde pour des impulsions complexes (WF).

Après une description du principe de fonctionnement des principales tâches de l'ARS, nous présentons une analyse du traitement de cette électronique sur des signaux de pho-

tomultiplicateurs, enregistrés dans les conditions de l'expérience. Cette analyse permet d'optimiser les nombreux paramètres réglables de l'ARS, comme les critères de discrimination SPE-WF, la durée de l'intégration de la charge etc... Elle permet aussi de mesurer quelques données importantes pour le détecteur: précision temporelle, précision en charge, taux d'impulsions complexes en fonction du taux de comptage des photomultiplicateurs, flot de données.

Nous présentons ensuite deux programmes de reconstruction du temps des impulsions, que nous avons développés, l'un pour corriger un effet systématique de dépendance temps-amplitude, en mode SPE, l'autre pour déterminer le temps des impulsions contenues dans la forme d'onde, en mode WF. Ces deux programmes permettent d'estimer la précision temporelle du détecteur. L'effet du bruit électronique sur la précision de l'électronique de lecture est également étudié, ainsi que les effets de saturation.

Finalement, après avoir intégré tous ces résultats dans un programme utilisé par la collaboration, nous obtenons les performances du télescope Antares, attendues pour une simulation réaliste du traitement des données.

Le chapitre 5 rapporte l'analyse Monte-Carlo que nous avons effectuée sur la détection de monopôles magnétiques, au sein d'un télescope sous-marin à neutrinos de haute énergie.

L'émission lumineuse d'un monopôle magnétique dépend fortement de sa vitesse, qui détermine donc les différentes topologies des événements qui pourraient être détectés. Nous présentons, d'abord, les vitesses auxquelles on peut s'attendre, au niveau de détecteur, en fonction des masses et des énergies prédites par les théories. Ces vitesses sont obtenues par la simulation du passage d'un monopôle magnétique, basée sur les pertes d'énergie calculées dans le chapitre 1, à travers la Terre et l'eau de mer. Les gigantesques énergies que peuvent gagner les monopôles dans les champs magnétiques cosmiques, conduisent à la possibilité pour ces particules de traverser la Terre et d'atteindre le site Antares avec des vitesses relativistes.

Nous évoquons brièvement la possibilité de détecter, dans Antares, des monopôles lents grâce à l'effet Callan-Rubakov de catalyse de désintégration des nucléons. Cet effet demande néanmoins une analyse détaillée, qui pourra être faite ultérieurement.

Nous avons décidé de donner la priorité à l'étude de la distinction du signal d'un monopôle relativiste, par rapport au signal d'un muon de haute énergie. En effet, cette étude nous semble intéressante car n'a jamais été présentée par les expériences similaires et est nécessaire dans le cas d'une éventuelle détection.

Nous décrivons, d'abord, l'émission lumineuse intense des monopôles magnétiques relativistes, générée par effet Tcherenkov: l'émission Tcherenkov directe (au-dessous de la limite Tcherenkov dans l'eau de mer,  $\beta_{mon} \geq 0.75$ ) ou induite par les nombreux delta-électrons produits par ionisation ( $\beta_{mon} \geq 0.52$ ). Compte tenu du grand nombre de delta-électrons produits par unité de longueur, rendant impossible la simulation de chacune de ces particules, nous présentons une paramétrisation simulant de manière réaliste l'émission lumineuse qu'ils génèrent le long de la trace du monopôle.

La simulation du passage des monopôles dans le détecteur Antares est réalisée à partir du programme GEANT de simulation des muons, utilisé dans la collaboration. Les modifications apportées à ce programme pour prendre en compte les pertes d'énergie et l'émission lumineuse d'un monopôle magnétique sont exposées, ainsi que les résultats de

simulation, obtenus en terme de surface effective, pour la détection, au sein du détecteur Antares, de monopôles relativistes avec des vitesses  $0.6 \leq \beta \lesssim 1$ .

Dans la suite du chapitre, nous présentons l'analyse effectuée pour le rejet du bruit de fond, constitué de muons de haute énergie ( $\beta_\mu \sim 1$ ). Cette analyse est basée sur deux principaux critères: une vitesse inférieure à 1 ( $\beta_{mon} \lesssim 0.95$ ) ou une faible fluctuation des amplitudes enregistrées, caractéristique de l'émission continue d'un monopôle raisonnablement relativiste ( $\gamma_{mon} \lesssim 10^3$ ). Nous décrivons les méthodes développées pour la détermination de la trace et de la vitesse des monopôles, ainsi que les coupures de sélection utilisées, et présentons les résultats obtenus pour le rejet du bruit de fond et pour le taux attendu d'événements en fonction du flux de monopôles. En cas de non détection, ce dernier résultat peut être interprété en terme de limite sur le flux.

Pour terminer, la conclusion résume les résultats obtenus dans cette thèse, qui ouvriront, nous l'espérons, de nombreuses perspectives.

# Chapitre 1

## Les monopôles magnétiques

Il y a actuellement de bonnes raisons de penser que les particules élémentaires et leurs interactions sont décrites par une théorie de jauge brisée spontanément [1]. L'hypothèse de l'unification des interactions faible, électromagnétique et forte à extrêmement haute énergie est très attirante. Nous n'avons pas accès, expérimentalement, aux domaines d'énergie de la grande unification, ce qui fait que nous ne sommes pas en mesure de déterminer la physique à ce niveau, autrement que par ses conséquences à basse énergie, pour lesquelles beaucoup de théories prédisent les mêmes résultats. Néanmoins, les transitions de phase qui résultent des brisures de symétrie, qui ont dû avoir lieu dans l'Univers primordial, peuvent avoir laissé des traces encore visibles sous la forme de défauts topologiques.

La recherche de défauts topologiques est également motivée par d'autres enjeux tout aussi importants en cosmologie: ces défauts pourraient être à l'origine des perturbations initiales qui ont données suite à la création des grandes structures dans l'Univers, ils sont également des candidats à la masse manquante.

Parmi ces défauts, il pourrait exister des particules générant des champs magnétiques radiaux: les monopôles magnétiques. Leur charge magnétique leur permet d'interagir avec la matière et l'existence d'un seul monopôle conduirait à résoudre l'un des grands mystères de la physique moderne, à savoir la quantification de la charge électrique.

Les monopôles magnétiques sont facilement accélérés dans les champs magnétiques cosmiques et peuvent ainsi atteindre des vitesses les rendant, s'ils sont assez nombreux, détectables sur Terre. Ils fourniraient alors un signal caractéristique au sein des détecteurs de particules, ce qui motive leur recherche depuis de nombreuses années.

Les théories prédisent un flux de monopôles très faible au niveau de la Terre. Les expériences, quant à elles, ont toutes échoué dans leurs tentatives de détection, limitant alors les flux à des valeurs encore plus faibles que les limites théoriques. Cependant, la preuve de l'existence d'une seule de ces particules aurait des conséquences tellement importantes qu'il est nécessaire de rester attentif à leur éventuel signal.

## 1.1 Prédiction de l'existence des monopôles magnétiques

### 1.1.1 Un peu d'histoire

#### 1.1.1.1 Le monopôle de Dirac

L'étrange manque de symétrie entre les champs électrique et magnétique, dans la théorie classique de l'électromagnétisme, a conduit Dirac en 1931 [2] à postuler l'existence de nouvelles particules massives: les monopôles magnétiques, générant des champs magnétiques radiaux

$$\vec{B} = g \frac{\vec{r}}{r^3}, \quad (1.1)$$

où  $g$  est la charge magnétique. Les équations de Maxwell prennent alors une forme symétrique pour les deux champs. Dirac a montré que l'existence d'une charge magnétique impliquait la relation [2] :

$$eg = k\hbar c/2, \quad (1.2)$$

où  $e$  est la charge électrique élémentaire,  $\hbar$  la constante de Planck-Dirac et  $k$  un entier. Ceci implique la quantification de la charge électrique.

La plus petite charge magnétique prédite vaut

$$g_D = \frac{\hbar c}{2e} = \frac{137}{2}e = 3.29 \cdot 10^{-8} \text{ (unités CGS)} \quad (1.3)$$

Les travaux de Dirac ont été considérés comme un succès, étant donné que jusqu'alors, la quantification de la charge électrique représentait l'un des grands mystères de la physique. L'étude des monopôles magnétiques a donc connu un formidable essor à la suite de l'article de Dirac, tant au niveau théorique qu'au niveau expérimental. Cependant, aucun monopôle magnétique n'ayant été découvert, l'intérêt pour leur recherche finit par s'éteindre peu à peu.

#### 1.1.1.2 Le monopôle de 't Hooft-Polyakov

La situation change radicalement en 1974, quand 't Hooft [3] et Polyakov [4] découvrent, indépendamment, des solutions non perturbatives dans des théories de jauge non abélienne, qui peuvent être interprétées comme des monopôles magnétiques. Ils montrent, en fait, que ces solutions sont inévitables dans le cadre de ces théories de jauge, si le groupe  $U(1)$  de l'électromagnétisme est conservé lors de la brisure de symétrie d'un groupe de jauge compact plus large [3] (ce qui doit être le cas puisque le photon est de masse nulle).

L'exemple le plus simple qui illustre la solution du monopôle magnétique, bien qu'il ne décrive pas les champs physiques ni les symétries connues de la physique des particules, est celui du groupe de jauge  $SO(3)$ , où le champ de jauge  $\mathbf{W}^\mu$  interagit avec un

champ de Higgs  $\phi = (\phi_1, \phi_2, \phi_3)^1$ . Le lagrangien choisi est celui de Yang-Mills <sup>2</sup> auquel on ajoute un terme de potentiel  $U$ :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}G_a^{\mu\nu}G_{a\mu\nu} + \frac{1}{2}\mathcal{D}^\mu\phi\mathcal{D}^\mu\phi - U(\phi), \quad (1.4)$$

où les termes représentent

- le terme cinétique du champ de jauge donné en fonction de  $G_a^{\mu\nu} = \partial^\mu W_a^\nu - \partial^\nu W_a^\mu - q\epsilon^{ab}{}_c W_b^\mu W_c^\nu$ ,
- le terme cinétique du champ de Higgs <sup>3</sup> donné en fonction de la dérivée covariante  $(\mathcal{D}^\mu\phi)_a = \partial^\mu\phi_a - q\epsilon^{ab}{}_c W_b^\mu\phi^c$ ,
- le potentiel dans lequel évolue le champ de Higgs  $U(\phi) = \frac{1}{4}\lambda(\phi^a\phi^a - \eta^2)^2$ .

La densité d'énergie correspondante vaut

$$\theta_{00} = \frac{1}{2}\{(\mathcal{E}_a^i)^2 + (\mathcal{B}_a^i)^2 + (\Pi_a)^2 + [(\mathcal{D}^i\phi)_a]^2\} + U(\phi) \quad (1.5)$$

où

$$G_a^{0i} = -\mathcal{E}_a^i \quad G_a^{ij} = -\epsilon^{ijk}\mathcal{B}_a^k \quad \text{et} \quad \Pi_a = (\mathcal{D}\phi)_a \quad (1.6)$$

L'effet du potentiel est de briser  $SO(3)$  en  $U(1)$  par un mécanisme de Higgs. En effet une solution particulière,  $\phi_H$ , de l'équation  $V = 0$  vérifie  $\phi_H^2 = \eta^2$ , et n'est pas invariante sous l'action de l'ensemble du groupe  $SO(3)$ , mais seulement sous l'action d'un sous-groupe de  $SO(3)$ , celui des rotations autour de la direction  $\phi_H$ . Ce sous-groupe est isomorphe à  $U(1)$ . Physiquement ce groupe est d'une importance primordiale: c'est le groupe de symétrie exacte de la théorie.

Le groupe  $U(1)$ , ainsi obtenu, est identique à celui des transformations de jauge de l'électromagnétisme et l'on peut faire une analogie entre les champs "électrique" et "magnétique" du modèle et les champs physiques, de manière à présenter la démarche à suivre et les résultats que l'on obtiendrait (plus laborieusement) à partir d'un modèle décrivant les symétries réelles de la physique des particules (dans le cadre d'une théorie de grande unification).

Si  $T_a$  ( $a = 1, 2, 3$ ) sont les générateurs de  $SO(3)$ , ce groupe  $U(1)$  est généré par  $\phi_H \cdot \mathbf{T} / \eta$ , qui est proportionnel à la charge "électromagnétique" [5]. Les champs "électriques" et "magnétiques" sont donnés par  $E^i = \mathcal{E}_a^i\phi_a/\eta$  et  $B^i = \mathcal{B}_a^i\phi_a/\eta$ .

Notons qu'une conséquence du mécanisme de Higgs est de donner une masse  $M_W = \eta q \hbar$  à deux des bosons de jauge et une masse  $M_H = \eta\sqrt{2\lambda}\hbar$  au champ scalaire restant, alors que le "photon" reste sans masse [5].

En cherchant une solution particulière des équations du mouvement (tenant compte des symétries du problème et indépendante du temps), sous la forme :

$$\phi_a = \frac{r^a}{qr^2}H(\eta qr), \quad W_a^i = -\epsilon_{aij}\frac{r^j}{qr^2}[1 - K(\eta qr)], \quad W_a^0 = 0, \quad (1.7)$$

1. Les champs sont dans la représentation adjointe de  $SO(3)$ .

2. La métrique est choisie avec une signature négative (Minkowski)

3. L'invariance de jauge du terme cinétique conduit à une interaction avec le champ de jauge

on obtient les nouvelles équations du mouvement en fonction de  $H$  et  $K$  [5] :

$$\begin{aligned}\xi^2 \frac{d^2 K}{d\xi^2} &= KH^2 + K(K^2 - 1), \\ \xi^2 \frac{d^2 H}{d\xi^2} &= 2K^2 H + \frac{\lambda}{q^2} H(H^2 - \xi^2),\end{aligned}\tag{1.8}$$

où l'on a posé  $\xi = \eta q r$ . Quant à l'énergie, déduite de l'hamiltonien, elle s'écrit [5] :

$$E = \frac{4\pi a}{q} \int_0^\infty \frac{d\xi}{\xi^2} \left[ \left( \frac{dK}{d\xi} \right)^2 + \frac{1}{2} \left( \xi \frac{dH}{d\xi} - H \right)^2 + \frac{1}{2} (K^2 - 1)^2 + K^2 H^2 + \frac{\lambda}{4q} (H^2 - \xi^2)^2 \right]^2\tag{1.9}$$

On peut montrer que les équations (1.8) possèdent des solutions d'énergie finie [6]. L'énergie étant finie, il faut que la solution soit dans le vide de Higgs à l'infini,  $V(\phi) = 0$ , soit  $\phi^2 = \eta^2$  et l'on peut déduire de l'équation (1.9), des conditions aux limites sur  $H$  et  $K$  pour que l'intégrale converge: à l'infini  $H \sim \xi$  et  $K \rightarrow 0$ , en 0  $H \sim \xi$  et  $K - 1 \geq O(\xi)$ . En utilisant ces comportements à l'infini, on obtient celui de  $G_a^{ij} \sim \frac{1}{\eta q r^3} \epsilon_{ijk} r^k \phi_a$ , au premier ordre, qui conduit à un champ magnétique :

$$B^i = -\frac{1}{q} \frac{r^i}{r^3}\tag{1.10}$$

Asymptotiquement, on obtient un champ radial, qui décrit bien un monopôle magnétique, de charge  $g = -1/q$ . Les valeurs propres de l'opérateur de charge  $Q$  étant des multiples de  $\frac{1}{2} q \hbar$  [5], la valeur de  $g$  en fonction de la plus petite charge électrique  $e$  est  $g = -\hbar c/2e$ . Il existe également une autre solution, de charge magnétique opposée, obtenue par transformation de parité des équations (1.7) [5], et l'on retrouve la charge de Dirac (équation (1.3)). On peut compléter le monopôle de 't Hooft-Poliakov et montrer que dans le cas général la charge magnétique vaut [5]:

$$g = k \hbar c/2e \quad (k = 1, 2, \dots).\tag{1.11}$$

Finalement on peut intégrer les équations du mouvement dans le domaine asymptotique et on trouve  $K \sim \exp(-M_W r/\hbar)$  et  $H - \xi \sim \exp(-M_H r/\hbar)$ . On peut donc considérer que le monopôle de 't Hooft-Polyakov est un objet de taille caractéristique donnée par la plus grande des longueurs d'onde Compton,  $\hbar c/M_H$  ou  $\hbar c/M_W$ . A l'intérieur de cette limite, les champs massifs jouent un rôle et confèrent une structure au monopôle, à l'extérieur leurs effets disparaissent rapidement laissant la configuration de champ indistinguable de celle du monopôle de Dirac.

Des solutions monopôles identiques peuvent être obtenues pour tout groupe de jauge semi-simple brisé spontanément en un sous-groupe qui contient explicitement un facteur  $U(1)$ . La théorie de la grande unification (GUT) prédit que les interactions forte, faible et électromagnétique, sont issues d'un seul groupe de jauge, au sein duquel elles étaient unifiées, qui a été brisé en  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ . Ce dernier groupe représentant le modèle standard de la physique des particules: le groupe  $SU(3)$  décrit l'interaction faible, et le groupe  $SU(2) \times U(1)$  décrit l'interaction électrofaible. Il apparaît donc que l'existence de monopôles magnétiques serait une prédiction générique de la grande unification.



### 1.1.2 Création de défauts topologiques dans l'Univers primordial, mécanisme de Kibble

La formation des défauts topologiques dans l'Univers primordial se place dans le contexte de la théorie de grande unification des particules élémentaires, théorie qui est motivée par l'existence d'une première unification, celle des interactions électromagnétique et faible, à une échelle d'environ 100 GeV. La base de la grande unification est que les symétries connues des particules élémentaires pourraient résulter d'un groupe de symétrie  $G$  plus large, ayant subi une série de brisures spontanées de symétrie :

$$G \rightarrow H \rightarrow \dots \rightarrow SU(3) \times SU(2) \times U(1) \rightarrow SU(3) \times U(1).$$

*couleur Weinberg-Salam couleur électromagnétisme*

où le groupe  $G$  est inconnu. Nous n'avons pas accès expérimentalement aux domaines d'énergie de la grande unification ( $\sim 10^{14} - 10^{15}$  GeV), ce qui fait que nous ne sommes pas en mesure de déterminer la physique à cette échelle, autrement que par les conséquences à basse énergie, pour lesquelles beaucoup de théories prédisent les mêmes résultats. Heureusement, les transitions de phase qui ont dû avoir lieu dans l'Univers primordial peuvent avoir laissé des traces encore visibles sous la forme de défauts topologiques. Leur étude permettra donc, peut-être, de répondre à certaines questions sur ce sujet.

#### Brisure de symétrie

Considérons une théorie de jauge typique, invariante sous les transformations du groupe  $O(N)$ , décrite par le lagrangien

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}D_\mu\phi \cdot D^\mu\phi - U(\phi) \\ U(\phi) &= \frac{1}{4}\lambda(\phi^2 - \eta^2)^2 \end{aligned} \quad (1.12)$$

Pour des raisons pédagogiques (bien que cela soit physiquement peu réaliste), on choisit de placer  $\phi$  dans la représentation vectorielle à  $N$  dimensions. Le potentiel est pris comme polynôme de degré 4 pour assurer la renormalisabilité [7, 8] et les unités sont telles que  $\hbar = c = 1$ . A cause de la forme du potentiel,  $\phi$  va acquérir une valeur attendue dans le vide non nulle  $\langle\phi\rangle$ , qui est calculée en minimisant le potentiel effectif [7, 8]:

$$V(\phi) = U(\phi) + \sqrt{\lambda}(\dots)$$

Si bien qu'en première approximation (approximation aux arbres),

$$\langle\phi\rangle^2 = \eta^2.$$

Cette équation fixe seulement la norme de  $\langle\phi\rangle$ , pas sa direction. On a en fait un ensemble  $M$  d'états de vide dégénérés, étiquetés par  $N - 1$  variables d'angle. Dans cet exemple,  $M = O(N)/O(N - 1) \sim S^{N-1}$ , la sphère à  $N - 1$  dimensions dans un espace à  $N$  dimensions.

La valeur attendue dans le vide  $\langle\phi\rangle$  fixe les masses des différentes particules de la théorie [7]:  $m_S = \sqrt{2\lambda}\eta\hbar$  pour le champ scalaire,  $m_V = q\eta\hbar$  pour les champs vectoriels, comme on l'a vu dans la section 1.1.1.2 ( $q$  est la constante de couplage de jauge).

### Rétablissement de la symétrie à haute température

Le potentiel  $V(\phi)$ , de la section précédente (potentiel à température nulle), n'inclut pas les fluctuations inévitables qui ont lieu à l'équilibre thermique. A température non nulle (volume constant), un système ne minimise pas son énergie potentielle, mais l'énergie libre de Helmholtz  $F = E - TS$ ,  $S$  étant l'entropie. Pour étudier le comportement à haute température, on doit donc utiliser le potentiel effectif à température finie, qui prend en compte les interactions du champ  $\phi$  avec le bain thermique dans lequel il est baigné [8]:

$$V_{eff}(\phi) = V(\phi) - \mathcal{N} \frac{\pi^2}{90} T^4 + \frac{1}{24} \mathcal{M}^2(\phi) T^2 + \mathcal{O}(T^{-1}) \quad (1.13)$$

avec

$$\mathcal{N} = \mathcal{N}_B + \frac{7}{8} \mathcal{N}_F,$$

$$\mathcal{M}^2 = \sum_B m_n^2 + \frac{1}{2} \sum_F m_n^2$$

où  $\mathcal{N}_B$  et  $\mathcal{N}_F$  représentent le nombre d'états de spin des bosons et des fermions et les sommes  $\sum_B$  et  $\sum_F$  sont faites sur les états bosoniques et fermioniques respectivement. Seules les particules de faibles masses (i.e. celles pour lesquelles  $m \ll T$ ) sont prises en compte [7, 8].

Dans notre exemple [7]:

$$\mathcal{N} = N^2$$

$$\mathcal{M}^2 = \frac{1}{2} N \lambda (\phi^2 - \eta^2) + \lambda \phi^2 + 3(N-1)q^2 \phi^2$$

La forme du potentiel effectif (1.13) conduit à une température critique  $T_c$  au-dessus de laquelle  $\phi = 0$  est le minimum de  $V_{eff}$ . Dans notre exemple

$$T_c^2 = \frac{12\lambda\eta^2}{(N+2)\lambda + 6(N-1)q^2}$$

et plus généralement on trouve [7]

$$T_c \sim \eta \sim m_V/q.$$

La forme générale du potentiel est décrite sur la figure 1.1 pour des transitions de phase du second ordre. Lorsque  $T > T_c$ ,  $\langle \phi \rangle = 0$ , on est dans la phase symétrique, tandis que pour  $T < T_c$  on est dans la phase ordonnée avec  $\langle \phi \rangle^2 = \eta^2(1 - T^2/T_c^2)$ . Pour des transitions de phase du premier ordre, le potentiel possède un minimum local autour de  $\phi = 0$ , qui modifie la durée des (larges) fluctuations de  $\phi$  au moment de la transition de phase [8]. Cela ne change rien au mécanisme de formation des défauts topologiques et à leur stabilité topologique.

### Formation de défauts au moment de la transition de phase

Dans les premiers instants de l'Univers, la température est très élevée et la symétrie de jauge de grande unification est respectée. L'expansion de l'Univers fait baisser sa température: si l'on suppose que la matière peut être traitée comme un gaz idéal relativiste en expansion adiabatique (Univers primordial en équilibre thermique), la loi qui régit l'expansion est de la forme [7]

$$T \propto R^{-1} \propto t^{-1/2},$$

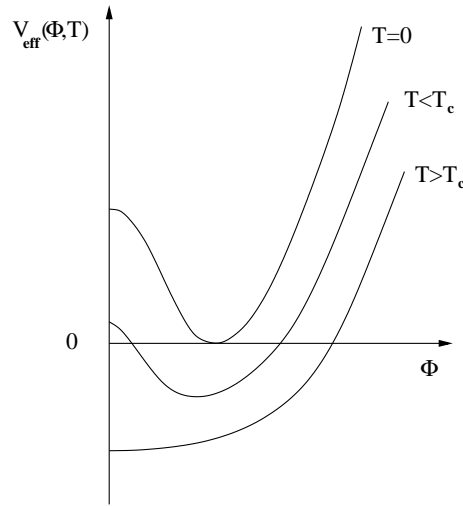


FIG. 1.1 – *Potentiel effectif  $V_{eff}(\phi, T)$  en fonction de la température, pour une transition de phase du second ordre.*

où  $t$  est le temps et  $R$  est le facteur d'échelle de l'Univers standard (isotropique et homogène) de Friedmann-Robertson-Walker, défini par la métrique  $ds^2 = dt^2 - R^2(t)dl^2$  [9].

Lorsque la température atteint  $T_c$ ,  $\langle \phi \rangle$  va acquérir une valeur non nulle, de direction arbitraire. La situation est analogue à celle d'un aimant ferromagnétique isotropique, refroidi jusqu'à son point de Curie: il doit acquérir une magnétisation non nulle, et de direction arbitraire, déterminée en pratique par n'importe quel petit champ externe ou, dans l'absence de tels champs, par les fluctuations thermiques.

De la même manière, l'Univers doit fixer une direction  $\theta$  pour  $\langle \phi \rangle$ , c'est à dire un point dans l'ensemble des vides équivalents. Le choix est aléatoire et doit être différent pour différentes régions de l'espace. On peut définir la longueur de corrélation  $\xi(t)$  comme l'échelle de longueur au-delà de laquelle les valeurs de  $\theta$  sont non-corrélées. Le taux de croissance de  $\xi(t)$  dépend en détail des processus de relaxation mis en jeu, mais, dans tous les cas, doit satisfaire la simple contrainte de causalité:

$$\xi(t) < d_H(t).$$

L'horizon causal  $d_H$  est défini comme la distance traversée par la lumière durant le temps de vie de l'Univers  $d_H = R(t) \int_0^t \frac{dt'}{R(t')}$  [9]. Les variations aléatoires de  $\phi$  dans l'espace, avec une certaine longueur de corrélation  $\xi$ , sont responsables de la formation des défauts topologiques, c'est ce qu'on appelle le mécanisme de Kibble [7]. Pour illustrer ce processus, revenons au mécanisme de brisure de symétrie dans certains cas simples.

Prenons tout d'abord le cas d'un champ réel  $\phi$  dont la dynamique est régie par:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - \frac{\lambda}{4}(\phi^2 - \eta^2)^2, \quad (1.14)$$

qui possède l'invariance discrète  $\phi \rightarrow -\phi$ . Lorsque le champ choisit un minimum, c'est en  $\phi_0 = \pm\eta$ , ce qui brise totalement la symétrie. Si, pendant la transition de phase, on

considère deux régions de l'Univers, séparées d'une distance supérieure à la longueur de corrélation  $\xi$ , par définition de celle-ci, les valeurs prises par  $\phi$  sont indépendantes, et peuvent être différentes. Autrement dit, il peut y avoir des régions de l'espace dans lesquelles  $\phi = +\eta$  et d'autres dans lesquelles  $\phi = -\eta$ . Entre les deux, on trouve donc qu'il existe un mur fin sur lequel  $\phi = 0$ , d'épaisseur  $\sim 1/(\sqrt{2\lambda\eta\hbar})$  [7]. Cette surface topologiquement stable s'appelle un mur de domaine. Nous verrons plus loin que l'existence de tels objets est réfutée par les observations cosmologiques.

La formation des cordes cosmiques est essentiellement similaire au mécanisme précédent, à la seule différence que les symétries du problème ne sont plus les mêmes. On considère un champ scalaire complexe, évoluant dans le potentiel  $V = \frac{\lambda}{8}(|\phi|^2 - \eta^2)^2$ . Après la brisure, le champ a choisi une phase arbitraire (dans le plan complexe). Les phases étant, là encore, décorréliées sur des distances plus grandes que la longueur de corrélation  $\xi$ , il est alors possible de trouver des régions autour desquelles la phase effectue une (ou plusieurs) rotations complètes. Ceci est illustré sur la figure 1.2, où l'on voit que la phase du champ  $\phi$  suivant un chemin particulier de l'espace physique varie entre 0 et  $2\pi n$  où  $n$  est un entier<sup>4</sup>. Ceci implique l'existence d'une corde sur laquelle  $\phi = 0$ , de rayon  $\sim 1/(\sqrt{2\lambda\eta\hbar})$  [7].

De la même manière, si l'ensemble des minima du potentiel est élargi du cercle à la sphère  $S^2$ , par exemple en brisant  $SO(3)$  avec un champ  $\phi$  à 3 composantes (section 1.1.1.2), des configurations de champ non triviales apparaissent: des régions autour desquelles le champ de Higgs varie comme un champ radial, qui correspondent à des défauts ponctuels (des sphères de rayon  $\sim 1/(\sqrt{2\lambda\eta\hbar})$  [7]) pour lesquels  $\phi = 0$ : les monopôles. Leur masse peut être estimée par [8]:  $m_{mon} \sim 4\pi\eta\hbar/q$ .

Terminons par quelques considérations cosmologiques. La formation des grandes structures dans l'Univers, telles les galaxies, peut être expliquée par deux familles de modèles, dans lesquelles cette formation est due à une instabilité gravitationnelle provoquée par des perturbations de la densité initiale. Ces perturbations ont pu être amplifiées par un mécanisme d'inflation [11], ou déclenchées par des défauts topologiques[8]. Les mesures récentes de l'anisotropie du fond diffus cosmologique [12], bien qu'incompatibles avec une unique contribution des défauts topologiques, pourraient être décrites par un mélange des deux contributions [13]. Des mesures plus précises et une analyse plus détaillée de la composante due aux défauts topologiques sont nécessaires pour rejeter ou confirmer leur existence.

Notons également que les murs de domaine sont incompatibles avec la cosmologie, compte tenu de leur masse. Un seul de ces murs existant à l'heure actuelle conduirait à une densité d'énergie  $10^8$  fois supérieure à celle de toute la matière connue, même pour une brisure de symétrie ayant eu lieu à seulement 100 GeV. De plus il aurait été observé dans les anisotropies du rayonnement de fond diffus à un niveau très au-delà des observations effectivement réalisées [7].

---

4. appelé winding number

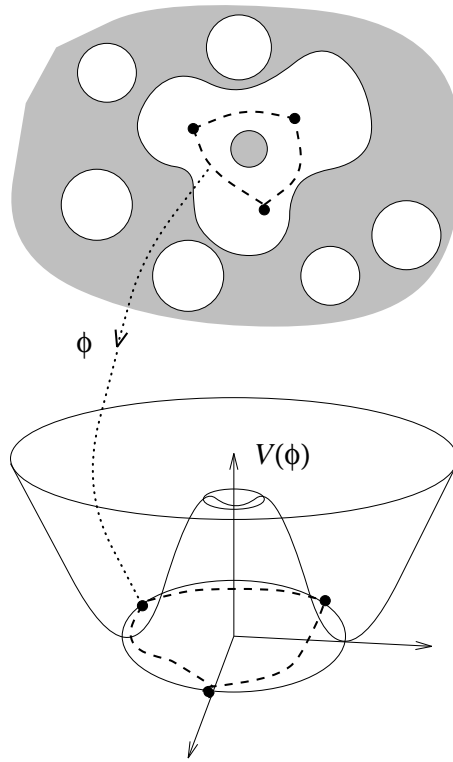


FIG. 1.2 – Configuration de champ scalaire complexe conduisant à l'existence d'une corde cosmique. Les variations de phase du champ de Higgs sont indiquées et reliées aux minima de potentiels. La petite région grisée au centre finira par ne contenir qu'un point sur lequel  $\phi = 0$ . Extrait de [10].

### 1.1.3 Monopôles et cosmologie

Le mécanisme de Kibble prédit la création d'environ 1 monopôle par volume de corrélation, c'est-à-dire au moins 1 monopôle par volume d'horizon au moment de la transition de phase. La densité de monopôles lors de leur création est donc  $n_m \sim d_H^{-3} \sim T_c^6 / m_{Pl}^3$ , où  $d_H$  est la taille de l'horizon,  $T_c$  est la température de la transition de phase et  $m_{Pl}$  est la masse de Planck [9]. Le rapport  $n_M/s$ , où l'entropie  $s$  vaut  $s \sim T_c^3$ , reste constant et détermine la densité présente de monopôle, qu'on peut exprimer en terme de flux et de fraction de la densité critique [9] :

$$\begin{aligned}
 F_M &\simeq 10^{-3} \left( \frac{T_c}{10^{14} \text{GeV}} \right)^3 \left( \frac{v_M}{10^{-3} c} \right) \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{sec}^{-1}, \\
 \Omega_M h^2 &\simeq 10^{11} \left( \frac{T_c}{10^{14} \text{GeV}} \right)^3 \left( \frac{m_M}{10^{16} \text{GeV}} \right),
 \end{aligned}
 \tag{1.15}$$

où  $v_M$  est la vitesse du monopôle. La masse du monopôle est de l'ordre de l'échelle d'énergie de la transition  $T_c$ , multipliée par l'inverse de la constante de couplage correspondante  $1/G$ , soit  $\sim 40$  à l'échelle de GUT. Les valeurs prises dans l'équation (1.15), typiques de la grande unification GUT ( $T_c \sim 10^{14} - 10^{15}$  GeV), conduisent à une densité de masse inacceptablement grande, étant donnée la densité actuelle de l'Univers

( $\Omega_0 h^2 \lesssim 1$ ) [9]. Cette catastrophe cosmique est appelée le “Problème des Monopôles”. Ce problème peut être résolu de deux manières:

- une période d’inflation [9, 11] suivant leur formation a pu diluer fortement la densité des monopôles, conduisant à des valeurs acceptables en cosmologie mais trop faibles pour être détectées [9],
- la brisure de symétrie a eu lieu à une énergie  $T_c \lesssim 10^{11}$  GeV, ce qui réduit considérablement la densité de monopôles (voir équation (1.15)). Ceci se produit si l’Univers subit diverses transitions de phase, à des énergies décroissantes, les monopôles étant produits lorsque la brisure d’un groupe semi-simple conduit à un facteur U(1) explicite (voir section 1.1.1.2).

En résumé, des défauts topologiques (cordes ou monopôles) ont pu être créés dans les premiers instants de l’Univers. Cela aurait des conséquences fondamentales en physique des particules (preuve de l’existence d’une théorie de grande unification), et en cosmologie (formation des grandes structures dans l’Univers, contribution à la matière noire). L’existence de ces défauts topologiques pourrait être affirmée ou infirmée par les futures mesures du fond diffus cosmologique, leur contribution s’observant par une diminution de l’amplitudes des pics acoustiques, par rapport aux prédictions des modèles d’inflation [8, 13]. De plus, compte tenu de leurs énergies extrêmes, ils pourraient être la source des rayons cosmiques d’ultra-haute énergie, via un mécanisme “top-down” de désintégration du boson vecteur responsable de l’interaction unifiée [14]. Les monopôles magnétiques pourraient même être directement ces rayons cosmiques [15]. Les futurs télescopes à rayons cosmiques de grande surface devraient nous apporter des informations importantes sur ce sujet. Finalement, les monopôles magnétiques sont directement observables: la densité prédite par le mécanisme de Kibble conduit à un flux sur Terre non négligeable (si leur formation n’a pas été suivie par une période d’inflation) et leurs interactions avec la matière sont facilement calculables. Leur charge est donnée par la formule (1.11). Leur masse varie selon les modèles et l’échelle de brisure, typiquement entre  $10^7$  et  $10^{17}$  GeV [16].

## 1.2 Interaction des monopôles avec la matière

La charge magnétique des monopôles  $g = kg_D = k \frac{137}{2} e$  (unité cgs) leur permet d’être accélérés dans les champs magnétiques cosmologiques, et induit de grandes pertes d’énergie par interaction électromagnétique lors d’une traversée de matière.

La structure interne des monopôles magnétiques est susceptible d’entraîner des réactions exotiques, comme la désintégration des nucléons, avec violation du nombre baryonique.

Les limites théoriques actuelles sur les flux de monopôles reposent essentiellement sur les conséquences observables de ces différentes interactions.

### 1.2.1 Accélération dans les champs magnétiques

La présence de charges électriques libres dans l'Univers permet la création de champs magnétiques à très larges échelles, alors qu'elle neutralise les champs électriques. Un champ magnétique  $B$ , s'étendant sur une distance  $L$ , transfère la fraction  $gBL$  de son énergie totale à un monopôle initialement au repos. Du fait de la présence de grandes régions de champ magnétique cohérent dans l'Univers, les monopôles peuvent gagner une énergie cinétique considérable :

$$E_M = gBL \sim 6 \cdot 10^{10} \text{ GeV} \left( \frac{B}{3 \cdot 10^{-6} \text{ G}} \right) \left( \frac{L}{300 \text{ pc}} \right) \quad (1.16)$$

où les valeurs correspondent aux données pour notre Galaxie pour une charge  $g = g_D$  ( $k = 1$ ). La table 1.1 présente l'intensité et la longueur de cohérence des champs magnétiques de quelques objets astrophysiques, parmi les plus étendus et les plus intenses, et l'énergie cinétique que peut atteindre un monopôle en les traversant. Dans le cas des objets denses,

Objets	$B$ (G)	$L$ (pc)	$E_M$ (GeV)	Refs.
galaxies normales	$10^{-6} - 10^{-5}$	$10^3$	$10^{11} - 10^{12}$	[15]
galaxies starbust <sup>a</sup>	$10^{-5} - 10^{-4}$	$10^2$	$10^{11} - 10^{12}$	[15]
amas de galaxies	$10^{-6} - 10^{-5}$	$10^2 - 10^6$	$10^9 - 10^{15}$	[15]
lobes des radios galaxies	$10^{-5} - 10^{-4}$	$10^5$	$10^{14} - 10^{15}$	[17]
vestiges de supernovae	$10^{-5} - 10^{-4}$	10	$10^{10} - 10^{11}$	[17]
noyaux actifs de galaxie	$10^3 - 10^4$	$10^{-3}$	$10^{14} - 10^{15}$	[17]
naines blanches	$10^4 - 10^8$	$10^{-9}$	$10^9 - 10^{13}$	[17]
étoiles à neutrons	$10^9 - 10^{13}$	$10^{-12}$	$10^{11} - 10^{15}$	[17]

TAB. 1.1 – *Intensités caractéristiques de champs magnétiques  $B$  et leur longueur de cohérence  $L$  associée, pour quelques objets astrophysiques. La troisième colonne donne l'énergie cinétique que peut gagner un monopôle dans un tel champ.*

<sup>a</sup> galaxies à haute densité d'étoiles

les pertes d'énergie par interaction avec la matière ne sont pas prises en compte et les valeurs pour l'énergie doivent être prises comme des valeurs supérieures. Dans le cas des galaxies (normales et starbust) les auteurs considèrent que le monopôle traverse plusieurs régions de champ cohérent (typiquement dix [15]).

Tout monopôle possédant une masse inférieure aux énergies indiquées dans la table 1.1 devrait être relativiste.

### 1.2.2 Interaction électromagnétique

Un monopôle magnétique en mouvement produit un champ électrique perpendiculaire à la trajectoire du monopôle. Ce champ électrique interagit avec les électrons et les noyaux du milieu traversé. Un monopôle magnétique de grande vitesse se comporte comme une charge électrique équivalente  $(g\beta)^2 = (Ze)_{\text{eq}}^2$ , où  $g = kg_D$ .

### 1.2.2.1 Pertes d'énergie par ionisation

Le champ électrique créé par un monopôle en mouvement peut ioniser ou exciter les atomes ou les molécules du milieu. On considère 3 régimes selon la vitesse du monopôle [18]:

- Les pertes d'énergie des monopôles rapides,  $\beta > 10^{-1}$ , sont données par la formule de Bethe-Bloch, adaptée aux monopôles par Ahlen [19]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_e g^2 e^2}{m_e c^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \frac{1}{2} + \frac{k}{2} - \frac{\delta}{2} - B_m \right]. \quad (1.17)$$

$N_e$  est la densité d'électrons,  $I$  le potentiel d'ionisation,  $\delta$  la correction de l'effet de densité,  $k$  la correction QED et  $B_m$  la correction de Bloch.

- Pour les monopôles de vitesse moyenne,  $10^{-3} < \beta < 10^{-2}$ , le milieu est considéré comme un gaz d'électrons dégénérés. Les pertes d'énergie sont calculées par Ahlen et Kinoshita [20]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi N_e g^2 e^2 \beta}{m_e c v_F} \left[ \ln \left( \frac{2m_e v_F \Lambda}{\hbar} \right) - \frac{1}{2} \right], \quad (1.18)$$

où  $v_F = (\hbar/m_e)(3\pi^2 N_e)^{1/3}$  est la vitesse de Fermi. Dans le cas des non-conducteurs,  $\Lambda = 53 \times 10^{-10} \text{ cm}$  est le rayon de Bohr. Pour les conducteurs, il faut séparer la contribution des électrons des couches internes, équation (1.18) avec  $N_e$  la densité des électrons des couches internes, et la contribution des électrons de conduction, équation (1.18) avec  $N_e$  la densité des électrons de conduction et  $\Lambda = 50 a T_m/T$ , où  $a = \sqrt[3]{A/N_a \rho}$  est la longueur réticulaire,  $N_a$  le nombre d'Avogadro,  $T$  la température et  $T_m$  la température de fusion [20].

- Pour les monopôles lents,  $\beta < 5 \cdot 10^{-4}$ , la contribution principale des pertes d'énergie est due aux collisions élastiques entre les monopôles et les atomes. L'interaction se fait entre le moment magnétique de l'électron et le champ magnétique du monopôle. Les estimations des pertes d'énergie sont faites en calculant numériquement la trajectoire des atomes dans le potentiel du monopôle et la section efficace différentielle, dépendant du paramètre d'impact et de l'angle de diffusion [18].

La figure 1.3 tirée de [18] résume les pertes d'énergie d'un monopôle par ionisation, dans le manteau et le noyau terrestre, en fonction de sa vitesse  $\beta$ . La référence [18] utilise un modèle simplifié de la Terre, considérant un noyau constitué de fer (densité  $11.5 \text{ g cm}^{-3}$ ) jusqu'à un rayon d'environ 0.54 fois le rayon terrestre, puis un manteau constitué de silicium (densité  $4.3 \text{ g cm}^{-3}$ ). Les lignes pleines des régions A et B proviennent des calculs issus des équations 1.17 et 1.18. La partie C est le résultat de calculs numériques [18]. Les lignes en pointillés indiquent que les formules ont été extrapolées au-delà de leur domaine de validité ( $\beta < 10^{-5}$  et  $\beta \sim 8 \cdot 10^{-4}$ ), ou que deux régions valides ont été connectées avec un polynôme assurant la continuité des fonctions et des dérivées ( $0.01 < \beta < 0.1$ ).

### 1.2.2.2 Rayonnement Tcherenkov

Dans un milieu transparent d'indice  $n$ , les particules chargées, et donc les monopôles, se déplaçant avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu ( $c/n$ ) vont



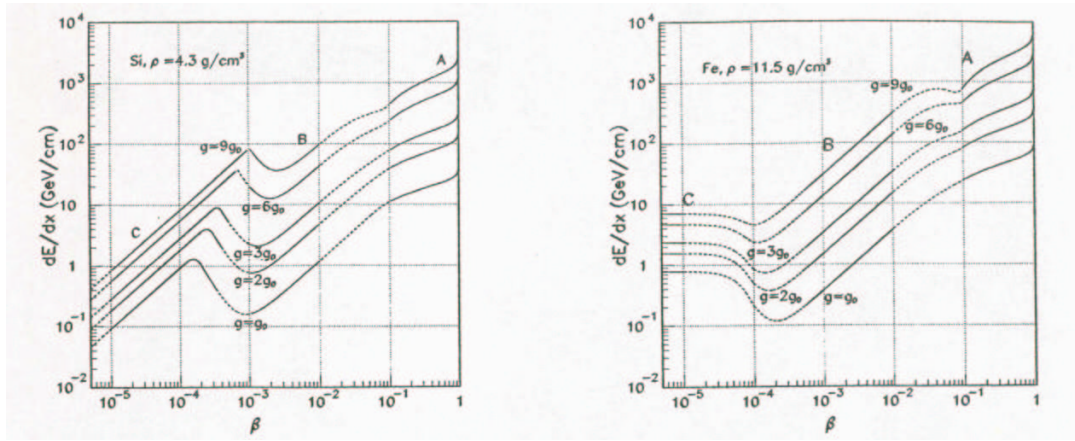


FIG. 1.3 – Pertes d'énergie d'un monopôle magnétique par ionisation dans le manteau et le noyau terrestre, en fonction de sa vitesse  $\beta c$ , tirée de [18]

émettre un rayonnement caractéristique, appelé rayonnement Tcherenkov. Ce processus est décrit en détail dans le paragraphe 2.4 consacré au principe de détection des télescopes à neutrinos de haute énergie, qui est basé sur ce rayonnement Tcherenkov, ainsi que dans le paragraphe 5.1, qui décrit le signal d'un monopôle magnétique dans de tels détecteurs. Signalons, cependant, que les pertes d'énergie d'un monopôle par rayonnement Tcherenkov sont négligeables par rapport au processus d'ionisation et qu'elles n'ont donc pas été prises en compte dans les calculs de ce chapitre.

### 1.2.2.3 Pertes radiatives

A ultra haute énergie (facteur de Lorentz  $\gamma_{mon} \gtrsim 5 \cdot 10^4$ ), les processus radiatifs dominent les pertes d'énergie des monopôles magnétiques. Ces processus sont caractérisés par l'émission de photons (bremsstrahlung) et de paires  $e^+e^-$ , avec un spectre dur, de larges fluctuations en énergie et la génération des gerbes électromagnétiques associées.

#### Bremsstrahlung

La perte d'énergie par bremsstrahlung est donnée par:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} = \frac{16ZN_e\alpha\alpha_m^2(\hbar c)^2}{3M_{mon}}\gamma_{mon}\ln(\gamma_{mon}) \quad (1.19)$$

où  $N_e$  est la densité électronique,  $Z$  le nombre atomique,  $M_{mon}$  la masse du monopôle,  $\alpha$  la constante de structure fine,  $\alpha_M = \frac{g}{\hbar c}$  le couplage électromagnétique du monopôle et  $\gamma_{mon}$  le facteur de Lorentz [21].

#### Production de paires

La production de paires  $e^+e^-$  n'apparaît que pour des vitesses très relativistes ( $\gamma_{mon} \gg 1$ ). La perte d'énergie par production de paires est alors donnée, dans la limite de non écrantage  $\gamma_{mon} < 10^5$ , par [21]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{pair} \simeq \frac{19\pi\alpha^3\alpha_MZN_e(\hbar c)^2}{9m_e}\gamma_{mon}\ln\left(\frac{\gamma_{mon}}{4}\right) \quad (1.20)$$

Pour  $\gamma_{mon} > 10^5$ , les processus d'écrantage deviennent prépondérants et la perte d'énergie devient [21]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{pair} \simeq \frac{19\pi\alpha^3\alpha_M Z N_e (\hbar c)^2}{9m_e} \gamma_{mon} \ln\left(\frac{189}{Z^{1/3}}\right) \quad (1.21)$$

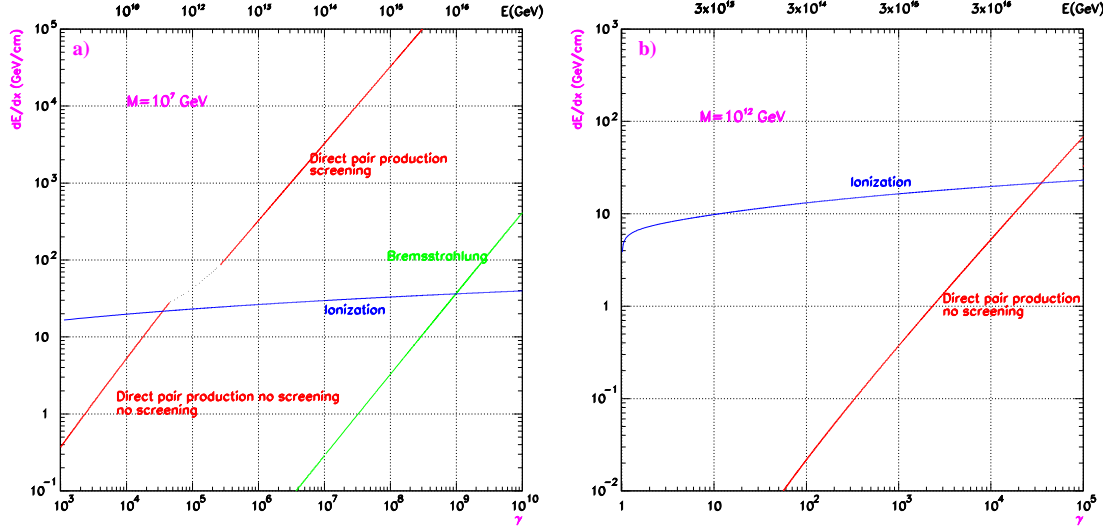


FIG. 1.4 – Pertes d'énergie électromagnétiques des monopôles dans l'eau en fonction de leur facteur de Lorentz  $\gamma$ , (a) pour une masse  $m_{mon} = 10^7$  GeV, (b) pour une masse  $m_{mon} = 10^{12}$  GeV. Extrait de [21].

La figure 1.4, issue de [21], résume les pertes d'énergie dans l'eau d'un monopôle magnétique relativiste. Comme on peut le constater, les pertes radiatives dominent pour des monopôles ultra-relativistes. Compte tenu du facteur  $1/M_{mon}$  dans l'équation (1.19), les pertes par bremsstrahlung sont négligeables par rapport aux pertes par production de paires.

### 1.2.3 Interactions hadroniques

#### Mécanisme de Callan-Rubakov

L'ensemble des modèles proposés pour une théorie de grande unification (GUT) prédisent des bosons vecteurs et scalaires supermassifs entraînant des réactions brisant la conservation des nombres baryonique et leptonique, telle que la désintégration des nucléons.

Callan et Rubakov [22] ont montré qu'une particule chargée en présence d'un monopôle magnétique, pourrait s'en approcher suffisamment pour ressentir sa structure interne et notamment les effets des bosons de la grande unification contenus dans le coeur du monopôle. Les monopôles magnétiques pourraient alors catalyser la désintégration des nucléons.

Ce processus requiert une faible vélocité pour le monopôle ( $\beta \leq 10^{-3}$ ) et sa section efficace a été estimée à [23]  $\sigma_c = \sigma_0 \beta_{mon}^{-1}$  où  $\sigma_0 \sim 10^{-29} - 10^{-27}$  cm<sup>2</sup> est de l'ordre des sections efficaces pour les interactions fortes.

Certains auteurs [24] prennent en compte l'interaction électromagnétique du monopôle et du noyau dans lequel le nucléon se désintègre. Dans le calcul de la section efficace, il obtiennent un facteur correctif dépendant de la vitesse du monopôle:

$$F(\beta_{mon}) \sim (\beta_{mon}/\beta_0)^{2\mathcal{R}_e\nu},$$

où  $\beta_0 = 1/(rm_A)$ ,  $r$  étant le rayon nucléaire et  $m_A$  la masse du noyau, et  $\nu(\nu + 1) = -|q|\kappa$ , où  $q$  et  $\kappa$  sont respectivement la charge et le moment magnétique anormal du noyau <sup>5</sup>. Le calcul numérique fournit [24]:

$2\mathcal{R}_e\nu = 3.1$ ,  $\beta_0 = 0.00434$  et  $F(\beta_{mon}) = 2.4 \cdot 10^7 \beta_{mon}^{3.1}$  pour un noyau d'oxygène,  
 $2\mathcal{R}_e\nu = -1$ ,  $\beta_0 = 0.17$  et  $F(\beta_{mon}) = 0.17\beta_{mon}^{-1}$  pour un noyau hydrogène (proton).

Notons qu'il y a moyen de construire des modèles de GUT pour lesquels la désintégration du proton n'est pas permise [23, 25]. Bien que ces modèles soient peu naturels [23], il n'est pas exclu que l'effet Callan-Rubakov soit totalement absent. Cependant, son observation vérifierait deux des prédictions GUT les plus fascinantes: la désintégration des nucléons et l'existence de monopôles.

### Etats liés

En considérant une théorie réaliste dans laquelle le champ de Higgs, responsable de la formation des monopôles magnétiques, ainsi que les vecteurs de jauge associés, sont couplés à d'autres particules (bosons et fermions), il apparaît que la présence du monopôle agit comme un terme de potentiel négatif dans l'équation (de type Schrödinger) qui régit la dynamique de ces particules [17]. Ceci implique l'existence d'états liés où une particule (ou plusieurs) est capturée au coeur du monopôle. Il a été montré [17] que ces états augmentent considérablement l'interaction monopôle-proton, telle que des effets de résonance conduisent à une section efficace de type hadronique. L'énergie du proton est alors utilisée pour éjecter la particule piégée dans le coeur du monopôle. Après l'interaction, lorsque le monopôle ne contient plus aucun état lié, la section efficace redevient de type électromagnétique.

### Interaction hadronique

Compte tenu de la structure complexe des monopôles magnétiques, ils pourraient interagir via d'autres processus hadroniques. Aux deux phénomènes précédents, qui n'existent que sous certaines conditions, pourraient s'ajouter des interactions hadroniques continues à haute énergie augmentant les pertes d'énergie lors d'une traversée de matière et générant des gerbes hadroniques. Certains auteurs ont fait l'hypothèse d'une section efficace hadronique typique des interactions fortes, avec des transferts d'énergie de l'ordre de  $\Lambda/M_{mon}$ ,  $\Lambda = \Lambda_{QCD} \sim 1 \text{ fm}^{-1}$  [26]. Cela conduit à une perte d'énergie:

$$\frac{dE_{had}}{dx} \simeq \gamma_{mon} N_n \sigma_{had} \times \hbar c \quad (1.22)$$

où  $N_n$  est la densité de nucléons et  $\sigma_0 \sim 10^{-29} - 10^{-27} \text{ cm}^2$  représente une section efficace hadronique typique.

---

5. Pour la plupart des noyaux,  $\nu$  est un réel positif est le facteur correctif correspond à une diminution de la section efficace lorsque la vitesse diminue. Dans le cas d'un moment anormal positif (cas du noyau d'hydrogène),  $\mathcal{R}_e\nu = -1/2$  et le facteur correctif est inversement proportionnel à la vitesse.

## 1.3 Limites théoriques et expérimentales

L'abondance des monopôles dans l'Univers reste un mystère. Le mécanisme de Kibble (paragraphe 1.1.2) prédit la création d'environ 1 monopôle par volume d'horizon, au moment de la transition de phase. La densité de ces monopôles dépend très fortement de l'échelle d'énergie au moment de la transition (paragraphe 1.1.3). Une période d'inflation peut également avoir dilué les monopôles après leur création. La densité actuelle des monopôles est donc difficile à estimer. Néanmoins des limites théoriques existent sur les prédictions du flux de monopôles, basées sur certaines observations astrophysiques. Elles sont de trois types, basées sur la densité de masse des monopôles dans l'Univers, la survie de champs magnétiques astrophysiques et la catalyse de la désintégration des nucléons au sein des objets denses. L'absence d'événement observé par les expériences dédiées à la recherche de monopôles magnétiques fournit également des limites, expérimentales celles-là, sur leur flux.

### 1.3.1 Contrainte de la densité de masse de l'Univers.

La densité de monopôles présents dans l'Univers peut être contrainte en demandant que la densité de masse des monopôles n'excède pas la limite sur la densité de masse déterminée de l'Univers, imposée par la constante de Hubble observée, et la mesure du paramètre d'accélération:  $\rho_{mon} \leq \frac{3H_0^2}{8\pi G}$ . En supposant une distribution uniforme des monopôles dans l'Univers, on obtient la limite suivante sur le flux local de monopôles :

$$F \lesssim 10^5 \frac{\beta_{mon}}{M_{mon}(\text{GeV})} \text{ cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{sec}^{-1}, \quad (1.23)$$

avec  $\beta$  plus grand que  $10^{-4}$  du fait de la présence des champs magnétiques à grande échelle dans l'Univers, qui tendent à accélérer les monopôles assez facilement (table 1.1).

Comme nous le verrons, toutes les autres limites existantes sont plus sévères.

### 1.3.2 Contraintes provenant des champs magnétiques galactiques.

L'observation du champ magnétique dans notre Galaxie (mesure de la polarisation des photons stellaires et du rayonnement synchrotron des électrons cosmiques, mesure de la rotation Faraday des ondes radios en provenance des pulsars) montre qu'en dehors des fortes fluctuations locales du champ,  $\Delta B \sim B$ , il existe un champ magnétique galactique à large échelle, dont les caractéristiques sont les suivantes [27, 28, 29, 30]:

- une intensité moyenne de  $3 \cdot 10^{-6} G$  dans la direction azimutale,
- une longueur de cohérence de 300 pc ( $\simeq 10^{21}$  cm), qui définit la taille d'une région cohérente de champ magnétique,
- une extension spatiale de l'ordre de 30 kpc autour du centre galactique.

Parker [31] propose, en 1974, une limite sur le flux de monopôles magnétiques, basée sur la survie de ce champ galactique. En vertu de l'équation (1.16), les monopôles qui traversent la Galaxie vont gagner de l'énergie cinétique aux dépens du champ magnétique. La contrainte requiert que l'énergie du champ ne soit pas dissipée plus rapidement qu'elle n'est régénérée. Parker propose un modèle de régénération du champ, provoquée par le mouvement des charges électriques (effet dynamo), basée sur la combinaison de la rotation non uniforme du disque gazeux et de la turbulence interne. Le temps typique de régénérescence est alors le temps de rotation de la Galaxie  $\sim 10^8$  ans. On en tire la limite de Parker sur le flux de monopôle:  $F \lesssim 10^{-15} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{sec}^{-1}$  [31], qui est indépendante de la masse et de la vitesse du monopôle. Cette limite a été revue en tenant compte des caractéristiques (masse et vitesse) du monopôle. Deux cas sont considérés selon les valeurs de l'énergie cinétique  $\langle K \rangle$  du monopôle incident et de l'énergie  $E_{mag} = gBL$  qu'acquiert un monopôle initialement au repos, en traversant une région de champ magnétique cohérent. Soit  $\langle K \rangle \ll E_{mag}$ , cas pour lequel le monopôle est facilement dévié par le champ magnétique, soit  $\langle K \rangle \gg E_{mag}$ , et la force magnétique n'est qu'une faible perturbation sur le mouvement du monopôle. La limite de Parker devient [32]:

- $\langle K \rangle \gg E_{mag}$ :

$$F \lesssim 10^{-10} \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1} m_{16} \beta^2 l_{21}^{-1} t_{15}^{-1} \quad (1.24)$$

où  $l_{21}$  est la longueur de cohérence du champ magnétique en unité de  $10^{21} \text{cm}$ ,  $t_{15}$  le temps de régénérescence en unité de  $10^{15} \text{sec}$ ,  $\beta$  la vitesse du monopôle en unité de  $c$ , et  $m_{16}$  la masse du monopôle en unité de  $10^{16} \text{GeV}$ .

- $\langle K \rangle \ll E_{mag}$ :

$$F \lesssim 10^{-15} \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} B_3 \left( \frac{r_{23}}{l_{21}} \right)^{1/2} t_{15}^{-1} \quad (1.25)$$

où  $B_3$  est l'intensité du champ en unité de  $3 \cdot 10^{-6}$  Gauss et  $r_{23}$  la taille de la Galaxie en unité de  $10^{23} \text{cm}$ .

**Remarque 1 :** L'équation (1.24) a été extrapolée, dans [32], jusqu'à des vitesses  $v \sim c$ , alors que les calculs d'énergie cinétique sont faits de manière purement classique ( $E_c = 1/2 mv^2$ ).

**Remarque 2 :** Les auteurs de [32] considèrent, dans l'équation (1.25), que l'énergie totale gagnée, en moyenne, par un monopôle, correspond à l'énergie gagnée dans une cellule gBL, multipliée par la racine carrée du nombre total de cellules traversées (parcours aléatoire). Ils considèrent, de plus, que le nombre de cellules traversées est égal à la taille de la galaxie,  $r_{23}$ , divisée par la taille de chaque cellule (la longueur de cohérence du champ,  $l_{21}$ ). Ces deux hypothèses peuvent être critiquées, étant donné que les auteurs ne prennent pas en compte le parcours du monopôle à travers la Galaxie, qui doit suivre la direction du champ, laquelle est azimutale. Seules des simulations détaillées pourraient nous renseigner sur le chemin parcouru par un monopôle à travers le champ galactique et nous donner une estimation du nombre de cellules traversées en moyenne (dépendant de l'énergie cinétique initiale de la particule) et de l'énergie réellement gagnée le long du trajet.

Une limite de Parker plus contraignante et plus spéculative est obtenue en considérant l'évolution d'un champ initial beaucoup plus faible, au début de l'histoire de notre Galaxie, qui doit également survivre au passage des monopôles. L'évolution temporelle du champ magnétique est déterminée par la compétition entre l'action de la dynamo, la dissipation turbulente et la (possible) dissipation causée par un flux de monopôles [33] :

$$\frac{dB}{dt} = \gamma B - \alpha B^2 - \frac{Fg}{1 + \mu/B}, \quad (1.26)$$

où  $B$  est l'intensité du champ magnétique en unité de  $3 \cdot 10^{-6} \text{G}$ ,  $\gamma$  est le taux de croissance du champ, en unité de  $10^{-8} \text{an}^{-1}$ ,  $t$  est le temps en unité de  $10^8$  ans, et  $\alpha$  représente l'action de la dissipation turbulente en unité de  $(300 \text{G an})^{-1}$ . Le dernier terme représente la dissipation du champ magnétique due à un flux de monopôle  $F$  en unité de  $10^{-16} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$ ,  $g$  est la charge magnétique et  $\mu = M_{mon} v^2 / l$ , où  $M_{mon}$  est la masse du monopôle en unité de  $10^{17} \text{GeV}$ ,  $v$  est sa vitesse incidente en unité de  $10^{-3} c$  et  $l$  est la longueur de cohérence du champ galactique en unité de 1 kpc. La survie et la croissance du champ jusqu'à sa valeur actuelle impose la limite:  $F \leq 10^{-16} (M_{mon}/10^{17} \text{GeV}) \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{sr}^{-1}$ , sur le flux de monopôles. En faisant des hypothèses (encore plus spéculatives) sur le comportement du champ magnétique durant l'effondrement protogalactique, la référence [34] obtient la limite la plus contraignante pour le flux de monopôles:

$F \leq 5 \cdot 10^{-21} (M_{mon}/10^{17} \text{GeV}) \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{sr}^{-1}$ , en imposant la survie et la croissance du champ présent avant cet effondrement.

Toutes ces limites, de type "Parker", ne semblent pas traiter les monopôles relativistes ni le parcours réel au sein du champ galactique. Des calculs détaillés pourraient conduire à des valeurs différentes pour les limites sur les flux.

### 1.3.3 Contraintes dues à la catalyse de la désintégration des nucléons.

Le troisième type de contraintes est basé sur l'hypothèse que les monopôles donnent lieu à la catalyse de désintégration des nucléons, selon le mécanisme de Callan-Rubakov (paragraphe 1.2.3). Les monopôles pourraient être capturés à l'intérieur des objets astrophysiques denses, comme les naines blanches et les étoiles à neutrons, par attraction gravitationnelle et en perdant leur énergie en interagissant avec la matière. La catalyse de désintégration des nucléons au coeur de l'objet émet une quantité d'énergie (par unité de temps = puissance ou luminosité) proportionnelle au nombre de monopôles capturés et donc au flux de monopôle incident. La limite sur le flux se fait en demandant que la luminosité observée de ces objets soit supérieure à la luminosité provoquée par le mécanisme de Callan-Rubakov.

Kolb et Colgate [35] comparent les forces magnétiques et gravitationnelles pour évaluer la probabilité de capture dans une étoile à neutrons et obtiennent :

$$\frac{E_{grav}}{E_{mag}} \sim 70 \left( \frac{M_{mon}}{10^{16} \text{GeV}} \right) \left( \frac{B}{3 \cdot 10^{12} \text{G}} \right)^{-1} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right) \left( \frac{R_*}{10^6 \text{cm}} \right)^{-1}, \quad (1.27)$$

pour une étoile de masse  $M_*$  et de rayon  $R_*$  (les valeurs correspondent aux données caractéristiques pour une étoile à neutrons).

Ils ne considèrent que des masses de monopôles supérieures ou égales à  $10^{16}$  GeV, et en déduisent que les monopôles seront capturés.

Pour des monopôles de masse  $m_{mon} \lesssim 10^{11}$  GeV, la force gravitationnelle devient négligeable, comparée à la force magnétique. L'approche de Freese *et al.* [36], pour la capture des monopôles dans les naines blanches, est plus pertinente. La densité de tels objets est telle que les pertes d'énergie d'un monopôle les traversant sont considérables. La source principale de pertes d'énergie est l'interaction électromagnétique avec les électrons et a été calculée comme [36] :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n_e (eg)^2 \beta}{k_f} \left( \ln \frac{1}{Z_{min}} - \frac{1}{2} \right) \simeq 100 \rho \beta \text{ GeV cm}^{-1}, \quad (1.28)$$

où  $n_e$  est la densité électronique,  $k_f \simeq 0.1$  MeV, le moment de Fermi des électrons,  $Z_{min} = 2k_f \lambda / h$ ,  $\lambda$  étant le libre parcours moyen de l'électron,  $\rho$  est la densité de la naine blanche et  $\beta$  la vélocité du monopôle quand il passe à travers l'étoile. Les paramètres caractéristiques pour les naines blanches sont une masse de l'ordre de  $M_{NB} \simeq 0.6 M_\odot$ , un rayon  $R_{NB} = 9 \cdot 10^8$  cm, une densité moyenne  $\bar{\rho}_{NB} = 4 \cdot 10^5$  g · cm<sup>-3</sup> et une densité centrale  $\rho_c = 3 \cdot 10^6$  g cm<sup>-3</sup>. Les constituants principaux des naines blanches sont supposés être du carbone et de l'oxygène. Freese *et al.* considèrent ensuite des monopôles lourds de vitesse typique dans la Galaxie  $v_M \simeq 3 \cdot 10^{-3} m_{16}^{1/2}$  et une vitesse initiale à la surface de l'étoile d'environ  $\beta \simeq 1.4 \cdot 10^{-2}$  due à l'accélération gravitationnelle. Les pertes d'énergie lors de la traversée de l'étoile sont donc d'environ  $5 \cdot 10^{14}$  GeV. Les monopôles ayant une énergie cinétique inférieure seront éventuellement capturés par la naine blanche<sup>6</sup>.

En considérant ce genre de monopôles, Freese *et al.* calculent la luminosité induite par la catalyse de la désintégration des nucléons, dans la région centrale de l'étoile, dépendant du flux de monopôles incident, de la section efficace de catalyse (de l'ordre de la section efficace hadronique multipliée par un facteur  $10^{-2}$  pour tenir compte des effets de suppression:  $\sigma\beta \sim 10^{-28}$  cm<sup>2</sup>) et de l'aire effective de capture  $A = 4\pi R^2 [1 + (2GM/Rv_m^2)]$ . En comparant cette luminosité à celles des observations de naines blanches, ils obtiennent la limite de flux [36] :

$$F \lesssim 1.3 \cdot 10^{-20} \left( \frac{\beta}{10^{-3}} \right)^2 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}. \quad (1.29)$$

En supposant que les monopôles soient aussi capturés dans les étoiles à neutrons (par pertes d'énergie ou gravitation), on obtient de Kolb et Colgate [35], la limite de flux due à la catalyse dans les étoiles à neutrons, contrainte par les observations :

$$F \lesssim 5 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}. \quad (1.30)$$

Dans tous ces calculs, les champs magnétiques stellaires ( $B_{NB} \sim 10^6$  Gauss dans les naines blanches,  $B_{EN} \sim 10^{12}$  Gauss dans les étoiles à neutrons) n'ont pas été pris en compte. Un monopôle passant à travers ces objets subira une accélération magnétique en même temps que les pertes d'énergie et la gravitation. Comme résultat de ces effets combinés, il pourra éventuellement s'échapper de l'étoile si la force de répulsion magnétique

6. Pour des monopôles relativistes ( $\beta \simeq 1$ ), la capture se fait pour ceux possédant une énergie cinétique inférieure à environ  $10^{16}$  GeV, voir figure 1.3.

est supérieure à l'attraction gravitationnelle. Cela conduit à la condition :

$$\rho R_*^2 \lesssim 10^{30} \left( \frac{B}{3 \cdot 10^{12} \text{G}} \right) \left( \frac{m_M}{10^{11} \text{GeV}} \right)^{-1}. \quad (1.31)$$

Les paramètres pour ces étoiles sont

$$\rho_{NB} \sim 10^5 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}, R_{NB} \sim 10^9 \text{ cm pour les naines blanches,}$$

$$\rho_{EN} \sim 10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}, R_{EN} \sim 10^6 \text{ cm pour les étoiles à neutrons.}$$

Dans les deux cas, l'attraction gravitationnelle est d'au moins un ordre de grandeur plus faible que la force magnétique. Nous devons donc conclure que les monopôles de masse  $m_{mon} \lesssim 10^{11} \text{ GeV}$  s'échapperont, et que les contraintes précédentes ne peuvent être appliquées à ce type de monopôles.

### 1.3.4 Limites expérimentales.

#### Recherche directe

Les limites expérimentales sur les flux de monopôles magnétiques ont été considérablement améliorées durant ces dernières années, principalement grâce aux derniers résultats des détecteurs souterrains Baksan [37], Macro [38] et Ohya [39], et des récents résultats des télescopes à neutrinos de haute énergie Baikal [40] et Amanda [41].

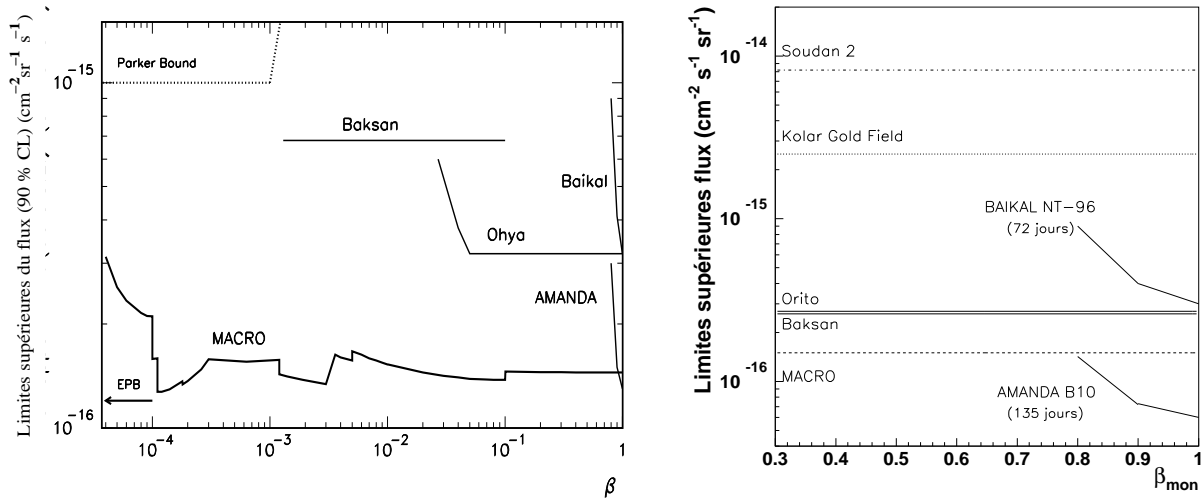


FIG. 1.5 – Limites supérieures des flux de monopôles (90% C.L) en fonction de leur vitesse incidente, pour de nombreuses expériences, tirée de [43, 44]. La figure de droite présente les résultats plus récents pour Amanda et Baikal.

Aucun candidat n'a été détecté. Les limites supérieures de flux données par les expériences sont montrées sur la figure 1.5 [43, 44]. La figure de droite, centrée sur les monopoles relativistes, présente les dernières limites des expériences Amanda et Baikal.

Baikal [40] et Amanda [41] ont cherché des monopôles rapides, directement observables par leur émission Tcherenkov, avec des paramètres typiques  $\beta \geq 0.8$  et  $M_{mon} \sim$



$10^{10}$  GeV. La recherche de monopôles catalysant la désintégration des nucléons dans Baikal ( $\beta \sim 10^{-5} - 10^{-3}$ ), conduit à une limite du même ordre de grandeur, entre  $10^{-16} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$  et  $6 \cdot 10^{-14} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ , dépendant de la vitesse du monopôle et de la section efficace de catalyse [45].

Baksan [37], Macro [38], Soudan2 et KGF, utilisant d'autres méthodes de détection (scintillateurs, détecteurs gazeux) ont la possibilité de chercher des monopôles sur une plus grande plage:  $\beta > 4 \times 10^{-5}$  (MACRO),  $\beta > 2 \times 10^{-4}$  (Baksan),  $\beta > 2 \times 10^{-3}$  (Soudan),  $\beta > 2 \times 10^{-2}$  (KGF) (pour une revue détaillée des anciennes expériences sur les monopôles magnétiques, voir par exemple [46])

Citons par ailleurs l'événement observé par Cabrera en 1982 [47], qui reproduisait le signal attendu pour un monopôle, mais qui n'a pu être prouvé comme tel, à cause des bruits de fond trop élevés [48].

### Monopôles et rayons cosmiques de ultra-haute énergie

Certains auteurs ont fait l'hypothèse que les événements cosmiques de ultra-haute énergie, qui ont été observés à des énergies supérieures à  $10^{20}$  eV [49], pourraient être des monopôles magnétiques de masse  $m_M \sim 10^9 - 10^{10}$  GeV [50]. C'est une hypothèse très attrayante étant donné que les énergies requises sont facilement atteintes par les monopôles dans les champs magnétiques (voir table 1.1). Les mesures des flux de rayons cosmiques de haute énergie, RCHE, (voir figure 2.2) conduiraient alors à des flux de monopôles magnétiques de l'ordre de  $6 \cdot 10^{-20} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ . L'un des problèmes majeurs, cependant, provient du fait que les larges inélasticités requises (grands transferts d'énergie) sont généralement difficiles à réaliser pour une particule massive comme un monopôle [14].

Les états liés d'un monopôle avec une particule chargée, dont nous avons parlé au paragraphe 1.2.3, ont également été évoqués pour expliquer ces rayons cosmiques de ultra-haute énergie [17]. Dans ce cas, le spectre électromagnétique de la gerbe atmosphérique devrait être un spectre discret. Cette prédiction spécifique devrait être facilement testée avec les expériences de RCHE de prochaine génération (Auger [51], Euso [52]).

Ces modèles sont controversés étant donné que certains auteurs pensent que les directions d'arrivée des monopôles magnétiques devraient montrer une préférence pour les directions locales du champ magnétique galactique, alors que les événements de RCUHE observés ne semblent indiquer aucune préférence [53]. De plus, des simulations Monte Carlo indiquent que le spectre attendu pour des monopôles accélérés dans le champ magnétique galactique est très différent de celui des RCHUE observés [53]. Ces arguments ne sont pas valides si l'énergie cinétique du monopôle est très supérieure à l'énergie gagnée dans le champ (voir section 1.3.2). D'autre part, le spectre au-delà de  $10^{20}$  GeV reste encore mal mesuré, et seules les mesures futures des détecteurs de grande surface, qui sont en train de voir le jour, pourraient régler cette question.

Compte tenu des faibles flux prédits, un détecteur de monopôles doit posséder une grande surface. La grande taille des télescopes à neutrinos de haute énergie en fait de bons détecteurs potentiels de monopôles magnétiques.



# Chapitre 2

## Télescopes à neutrinos de haute énergie

La communauté scientifique a récemment vu naître une nouvelle branche de la physique, alliant la physique des particules, qui cherche à comprendre l'infiniment petit, et l'astrophysique, dédiée à la compréhension de l'infiniment grand. Cette nouvelle branche, nommée physique des astroparticules, repose sur la détection des particules cosmiques, et notamment des particules de très haute énergie qui ne peuvent être produites en laboratoires.

Les expériences d'astroparticules de haute énergie comprennent, entre autres, l'observation et la compréhension des phénomènes les plus violents de l'Univers tels les noyaux actifs de galaxie, les sursauts gammas, ou encore le mystère des rayons cosmiques de très haute énergie. La compréhension de ces phénomènes lointains nécessite une plus grande quantité d'information que n'en donnent les télescopes photoniques actuels. En diversifiant les messagers: rayons gammas (Glast [54], Veritas [55], Magic [56], Hess [57], Celeste [58], Egret [59], Whipple [60], Cat [61]), rayons cosmiques (Auger [51], Euso [52]) et neutrinos (Baikal [62], Amanda [63], Antares [64]), l'astronomie de haute énergie propose une nouvelle gamme de télescopes, qui permet de porter un regard neuf et plus étendu sur l'Univers.

### 2.1 Les messagers de l'astronomie de haute énergie

La majorité de nos connaissances sur l'Univers proviennent des photons. Les photons ont de nombreux avantages en tant que messagers: ils sont produits en abondance, ils sont stables et électriquement neutres, et ils sont faciles à détecter sur une large gamme d'énergie. Le ciel a ainsi été exploré sur plus de 18 ordres de grandeur en énergie et la récente astronomie gamma ( $E_\gamma \sim \text{TeV}$ ) a permis la découverte de nouvelles sources de haute énergie. Cependant les photons ne nous permettent pas l'observation de l'Univers en profondeur. Les régions chaudes et denses des sources astrophysiques sont complètement opaques aux photons et les photons très énergétiques interagissent avec le rayonnement infrarouge et micro-onde du fond diffus cosmologique, suivant le processus:

$$\gamma_{\text{source}} + \gamma_{\text{fond diffus}} \rightarrow e^+ + e^- \quad (2.1)$$

Ces photons énergétiques sont alors absorbés avant d'arriver sur terre. Le libre parcours moyen des rayons gammas dans ce fond diffus (figure 2.1) est de l'ordre de notre

super amas galactique ( $\sim 100$  Mpc) à 1 TeV, de l'ordre de notre Galaxie ( $\sim 10$  kpc) à 1 PeV. La fenêtre d'exploration aux rayons gammas se ferme vite à très haute énergie: l'Univers devient quasiment opaque aux photons au-delà du TeV. L'astronomie de haute énergie nécessite donc de nouveaux messagers.

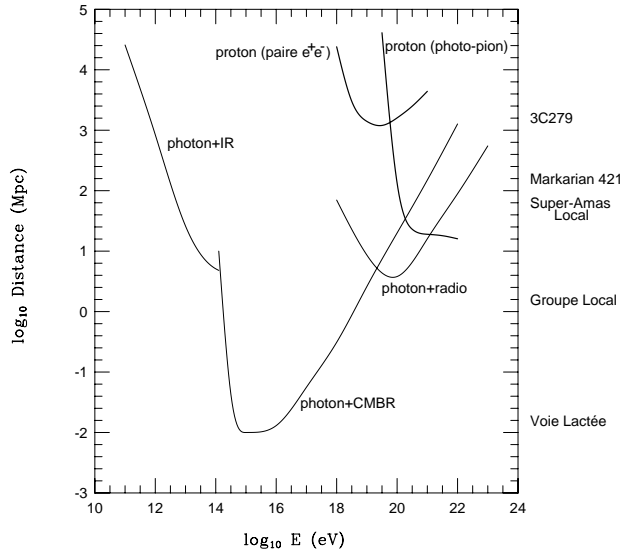


FIG. 2.1 – Longueur moyenne d'atténuation dans l'Univers des photons et des protons en fonction de leur énergie [65].

### Les rayons cosmiques

L'atmosphère terrestre est bombardée en permanence par un flux isotrope de particules chargées appelées rayons cosmiques, dont le spectre est représenté sur la figure 2.2. Ces particules sont déviées par les champs magnétiques galactiques ( $\sim 3 \times 10^{-10}$  T ou  $3 \times 10^{-6}$  G) et extra-galactiques (entre  $10^{-16}$  ( $10^{-12}$ ) et  $10^{-12}$  ( $10^{-8}$ ) T (G)), et ne possèdent donc plus l'information directionnelle de leur source. L'angle de déviation vaut:

$$\sim 5^\circ (B/10^{-16} \text{ T})(L/(10^3 \text{ Mpc}))(E/10^{19} \text{ eV})^{-1},$$

et seules les particules les plus énergétiques (au-delà de  $10^{19}$  eV), ne sont pas significativement déviées. Des événements ont été observés à des énergies supérieures à  $10^{20}$  eV [49], c'est à dire des énergies macroscopiques de quelques dizaines de joules<sup>1</sup>. L'un des enjeux de l'astronomie de haute énergie est justement la compréhension de l'origine de ces rayons cosmiques ultra-énergétiques. Jusqu'au genou (voir figure 2.2), c'est-à-dire jusqu'à des énergies de l'ordre du PeV, le mécanisme invoqué est ce qu'on appelle l'accélération de Fermi du premier ordre [68], faisant appel à des ondes de choc créées par un plasma relativiste. L'existence de rayons cosmiques au delà du PeV reste inexplicée. Le mécanisme de Fermi permet d'accélérer des particules de charge Ze, jusqu'à une énergie

1. Le record est détenu par le détecteur à fluorescence "Fly's Eye" de l'état américain de l'Utah, qui a enregistré le 15 octobre 1991 un événement à  $3.0 \pm_{0.54}^{0.36} \times 10^{20}$  eV [67].

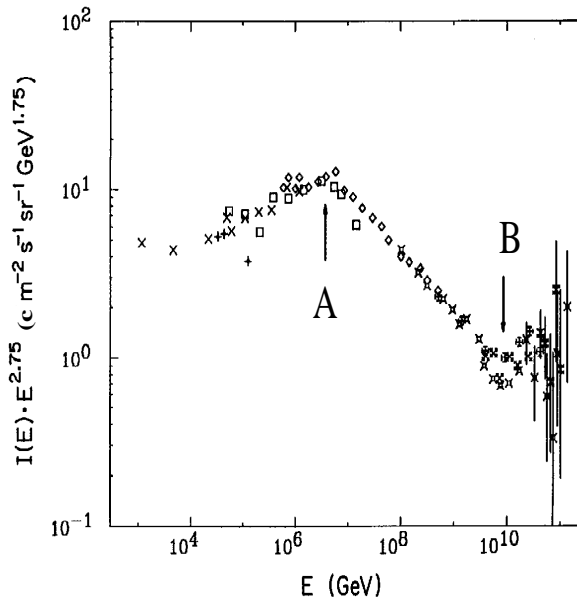
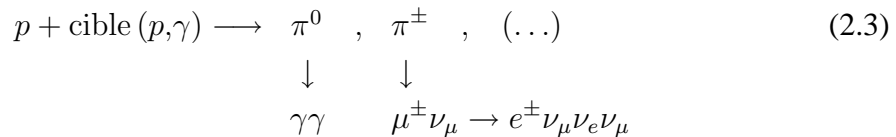


FIG. 2.2 – Flux mesuré des rayons cosmiques de haute énergie (au-delà du TeV) après multiplication par  $E^{2.75}$  [66]. Les flèches indiquent les positions du “genou” (A) et de la cheville (B)

maximale valant [14, 68]

$$E_{\max}(\text{GeV}) = 0.3 Z e B(\text{T}) R(\text{m}), \quad (2.2)$$

où  $B$  est le champ magnétique responsable du confinement de la particule dans la région d’accélération de dimension  $R$ . Les valeurs typiques de la taille des sites galactiques et de l’intensité des champs magnétiques sont trop faibles pour engendrer des énergies supérieures à  $10^{16}$  eV. De plus, le rayon de giration ( $R_{\text{gir}} \propto \frac{E}{B}$ ) des rayons cosmiques les plus énergétiques est plus grand que la dimension caractéristique de la Galaxie. Ils devraient donc pointer vers leur source. Or il n’existe pas de corrélation expérimentale évidente entre les directions d’arrivée des rayons cosmiques au-delà de  $10^{19}$  eV et le plan galactique. Les rayons cosmiques au delà de la cheville ( $E > 1$  PeV) semblent donc être d’origine extra-galactique. On se confronte alors à un autre problème: l’interaction des rayons cosmiques avec le fond diffus cosmologique, connu sous le nom d’effet Greisen-Zatsepin-Kuz’min (GZK)[69] (voir figure 2.1), selon le processus:



où la cible est un photon du fond diffus. Cet effet impose aux sources des événements les plus énergétiques d’être relativement proches de nous: le libre parcours moyen d’un proton de  $7 \times 10^{20}$  eV est de l’ordre de 6 Mpc [65]. Les rayons cosmiques ouvrent une fenêtre intéressante mais réduite (figure 2.3). Pour garder l’information directionnelle de la source il faut employer un messager neutre.

**Les neutrons** ont une très petite durée de vie et se désintègrent sur des distances de l'ordre de la taille de notre Galaxie ( $\sim 10 \text{ kpc}(E/10^{18} \text{ eV})$ ), ce qui fait d'eux de mauvais messagers pour les distances lointaines.

### Les neutrinos

Afin d'observer les régions internes des sources astrophysiques ainsi que l'Univers lointain, nous avons besoin d'un messager électriquement neutre, de manière à ce que sa trajectoire ne soit pas déviée par les champs magnétiques, stable, de manière à ce qu'il puisse survivre sur des distances cosmologiques, et interagissant faiblement, afin qu'il puisse traverser des régions opaques aux photons. Le seul candidat connu est le neutrino. Pour comparaison, la longueur d'interaction d'un photon de 1 TeV est équivalente <sup>2</sup> à quelques  $\text{g.cm}^{-2}$ , alors que celle d'un neutrino de même énergie est de  $3 \times 10^{11} \text{ g.cm}^{-2}$ . Les neutrinos apparaissent donc très adaptés à l'astronomie de très haute énergie sur de grandes distances. Ils permettent d'ouvrir une nouvelle fenêtre sur l'Univers, représentée schématiquement sur la figure 2.3.

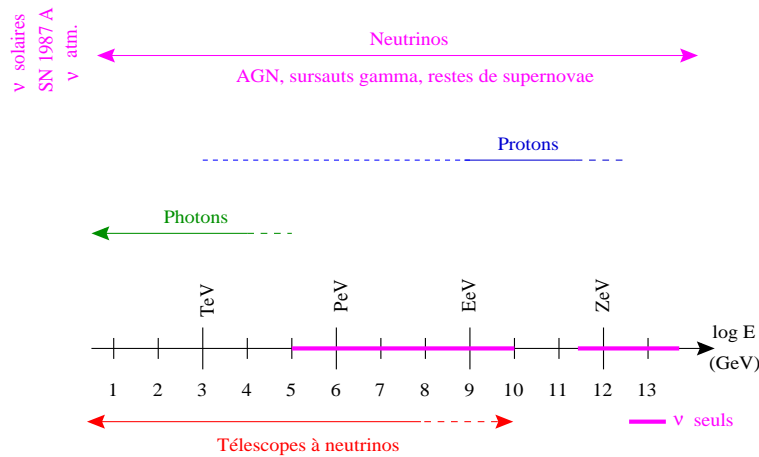


FIG. 2.3 – *Panorama des messagers permettant de sonder l'Univers sur de grandes distances (plus grandes que quelques Mpc) en fonction de l'énergie. Les neutrinos sont présents partout, et, sur une large zone du spectre, ils sont les seuls à permettre des observations astronomiques.*

L'observation en profondeur des sources de rayons gamma de haute énergie permettra de discriminer les deux mécanismes de production possibles: issus de pions  $\pi$  provenant de l'interaction de protons très énergétiques et accompagnés des neutrinos générés dans la désintégration des  $\pi$ , ou bien produits par le rayonnement synchrotron et la diffusion Compton inverse d'électrons ultra-relativistes en présence d'un champ magnétique, qui s'effectuent sans production de neutrinos.

L'astronomie des neutrinos va donc permettre de contraindre les différents modèles d'accélération des sources astrophysiques déjà répertoriées, pourrait éclairer le problème des rayons cosmiques de ultra-haute énergie en détectant des neutrinos associés et permettra peut-être de découvrir une nouvelle classe de sources encore inconnue.

2. Pour obtenir la longueur d'interaction (en cm) dans un milieu de densité  $\rho$  (en  $\text{g cm}^{-3}$ ), il suffit de multiplier par  $\rho$ .

## 2.2 Les sources de neutrinos cosmiques

En vertu de l'équation (2.3), les accélérateurs cosmiques de protons sont des sources potentielles de neutrinos de haute énergie. Le proton, en interagissant sur la matière ou le rayonnement ambiant, produira des neutrinos de haute énergie. La liste des sources astrophysiques probables de neutrinos de haute énergie se ramène à celle des sites candidats à l'accélération de protons.

### Supernovae

Une grande partie de l'énergie émise par une supernovae l'est sous forme de neutrinos (IMB et Kamiokande l'ont confirmé lors de l'explosion de SN 1987A [70]). Cependant l'énergie de ces neutrinos est faible (quelques dizaines de MeV). Cela les rend difficilement observables par les détecteurs de neutrinos cosmiques de haute énergie, et en particulier ceux dont l'installation est prévue en milieu sous-marin [71]. Le bruit de fond optique (présenté au paragraphe 3.1.4) contre lesquels ils doivent lutter rend en effet toute recherche systématique de tels événements de très basse énergie extrêmement délicate. Un télescope sous-marin constitué d'environ 1000 photomultiplicateurs ne serait ainsi sensible qu'aux supernovae situées à moins de 5 kpc [71]. L'observation de supernovae provenant du centre galactique ( $\sim 8$  kpc) par d'autres détecteurs pourrait néanmoins permettre la "détection" de l'événement au sein des données enregistrées [72].

### Vestiges de supernovae et rayons cosmiques

L'onde de choc produite par l'explosion d'une supernova est l'un des rares phénomènes galactiques capables d'accélérer des protons jusqu'à des énergies très importantes. Ces derniers acquerraient de l'énergie selon le mécanisme de Fermi au sein de l'onde en expansion se diffusant dans le milieu interstellaire. Le front d'onde ayant une durée de vie finie, ce mécanisme ne peut expliquer les énergies protoniques observées au-delà du PeV. Dans certains cas, le résidu de la supernovae est un pulsar, qui peut contribuer à l'accélération des protons.

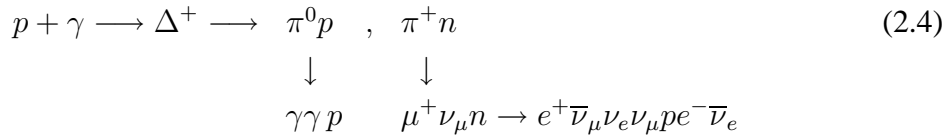
### Systèmes binaires émetteurs de rayons X

Ces objets astrophysiques, constitués d'un objet compact (étoile à neutrons ou trou noir) et d'une étoile compagnon, sont les sources de rayons X les plus lumineuses de notre Galaxie. La dynamique de tels systèmes fait intervenir d'importants transferts de masse du compagnon vers l'objet compact. Les protons gagnent de l'énergie soit par accrétion, soit par l'intermédiaire des champs magnétiques très intenses présents à la surface de l'étoile à neutrons (par effet dynamo-électrique [73]). L'étoile compagnon et le disque d'accrétion constituent la cible sur laquelle les protons vont interagir en produisant des photons et des neutrinos.

### Noyaux actifs de galaxies

Les noyaux actifs de galaxie (NAG) sont parmi les objets les plus lumineux de l'Univers. Il existe probablement en leur sein un trou noir supermassif ( $10^4$  à  $10^{10}$  masses solaires). Leur luminosité extrême ( $10^{35}$  à  $10^{41}$  W [74]) serait alimentée par accrétion de matière sur ce fabuleux moteur, à un taux d'au moins quelques masses solaires par an. Certains

NAG produisent des jets relativistes de matière comprenant des électrons dont le rayonnement synchrotron peut être observé en radio, sur des distances allant jusqu'à 1 Mpc. Si les jets pointent dans la direction de l'observateur, le noyau actif de galaxie est ce que l'on appelle un "blazar", et apparaît plus intense en raison de l'amplification par effet Doppler. Les électrons semblent être accélérés par le mécanisme de Fermi, qui s'applique également sur les protons. Selon les modèles génériques de NAG, des protons seraient accélérés lors de chocs au sein du flux d'accrétion provoqué par le trou noir central. Ces protons interagiraient alors soit avec la matière du disque d'accrétion, soit avec le rayonnement ambiant. Cela engendrerait un flux de neutrinos très énergiques (équation (2.3)) sans gammas associés, car les photons ne pourraient s'échapper du cœur de la source. Dans les NAG avec jets, les protons accélérés au sein de "paquets" de matière se déplaçant de manière relativiste le long des jets, interagiraient selon le processus décrit par l'équation (2.4) avec le champ photonique ambiant. Ce dernier, très chaud et très dense dans ces régions, est émis par le disque d'accrétion lui-même ou par l'interaction des particules accélérées avec le champ magnétique local.



Cette réaction n'est possible que si l'énergie du proton est supérieure à environ  $100 \left( \frac{3 \text{ keV}}{E_\gamma} \right)$  TeV. Elle contribue donc principalement à la production des neutrinos les plus énergiques.

Dans le cas des blazars, les jets relativistes, pouvant présenter un facteur de Lorentz de l'ordre de 10, pointent dans la direction de l'observateur: l'énergie des neutrinos en est alors d'autant plus élevée (phénomène relativiste de décalage vers le bleu). La figure 2.4 schématise la production de neutrinos de haute énergie selon ces **modèles de blazar**.

### Sursauts gamma

Des bouffées de rayons gamma de courte durée (entre  $10^{-2}$  et  $10^3$  secondes), représentant un des phénomènes les plus violents de l'Univers connus à ce jour, sont détectées au rythme d'environ une par jour depuis plus de 25 ans. Leur origine reste incertaine et constitue une énigme de l'astronomie moderne. D'après le modèle, maintenant bien établi, de la boule de feu [75], l'émission des photons s'explique par la radiation synchrotron d'électrons accélérés dans un flot énergétique ultra-relativiste. La boule de feu résultante s'étend à une vitesse ultra-relativiste (facteur de Lorentz  $\gamma \geq 300$ ) à travers le milieu environnant. Une composante hadronique ne serait pas surprenante dans des phénomènes aussi violents. Un proton pourrait alors être accéléré à travers les ondes de chocs résultantes. Des sursauts gammas proches pourraient être à l'origine des rayons cosmiques de ultra-haute énergie.

Comme montré sur la figure 2.5, le flux diffus de neutrinos de haute énergie que ces modèles prévoient est faible [76]. Les événements issus de telles sources seront donc peu nombreux. Ils doivent être cependant facilement détectables puisque corrélés en direction et en temps aux bouffées de rayons gamma. La détection des sursauts gammas dans Antares a été étudiée dans la référence [77].



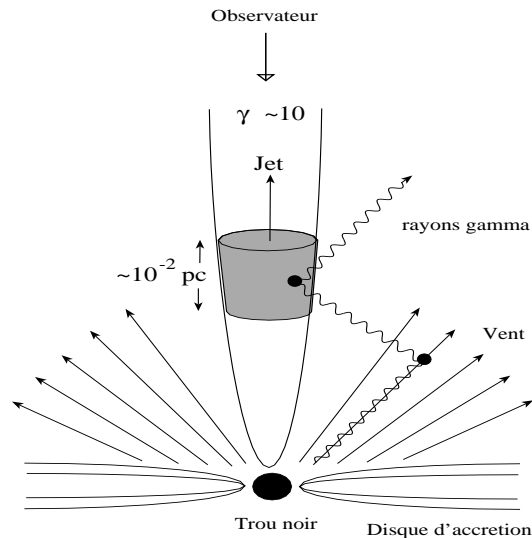


FIG. 2.4 – Schématisation des modèles de blazar. La partie grisée représente les fins paquets au sein desquels les particules sont accélérées. Les jets peuvent avoir des facteurs de Lorentz  $\gamma$  de l'ordre de 10.

### Milieus denses et rayons cosmiques

De manière générale, toutes les régions denses sont des sources potentielles de neutrinos de haute énergie, puisque les rayons cosmiques peuvent y interagir et produire les particules secondaires aboutissant aux neutrinos. Les cibles les plus facilement observables en neutrinos sont: l'atmosphère terrestre, le soleil <sup>3</sup> et le centre galactique. Les rayons cosmiques peuvent également interagir avec le fond cosmologique.

### L'imprévu

La détection de neutrinos de haute énergie ouvre une nouvelle fenêtre sur l'Univers. Historiquement, les grandes découvertes ont été le résultat, parfois inattendu, de l'introduction de nouvelles techniques d'exploration et d'extension du domaine spectral. Dès lors, comme l'observation du ciel en micro-ondes avait débouché de manière inattendue sur la mise en évidence du rayonnement fossile (1965), celle en ondes radio sur la découverte des radio-galaxies (1966) et des pulsars (1968) ou celle en rayons gamma sur la détection des sursauts gamma (1970-73), cette nouvelle manière de regarder l'Univers pourrait nous offrir de nouvelles découvertes.

Les figure 2.5 et 2.6 présentent les flux de neutrinos diffus prédits par différents modèles et les flux attendus pour quelques sources ponctuelles.

3. Le soleil est également une source directe de neutrinos, produits en son cœur par les réactions de fusion nucléaire, mais que ces neutrinos sont de trop faible énergie ( $< 20$  MeV) pour être étudiés au sein des télescopes à neutrinos de haute énergie (voir table 2.1).

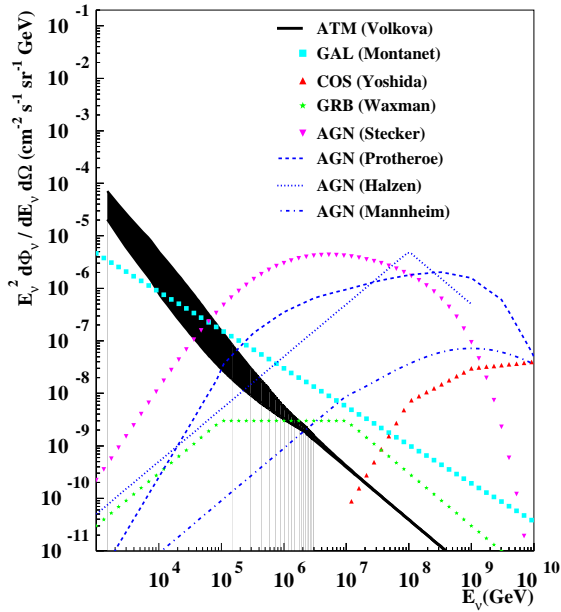


FIG. 2.5 – Flux diffus de neutrinos de haute énergie: neutrinos atmosphériques (ATM [78]), neutrinos du plan galactique (GAL [79]), neutrinos cosmologiques (COS [80]), neutrinos de sursauts gamma (GRB [76]), neutrinos des noyaux actifs de galaxies (AGN [81], [82], [83], [84]).

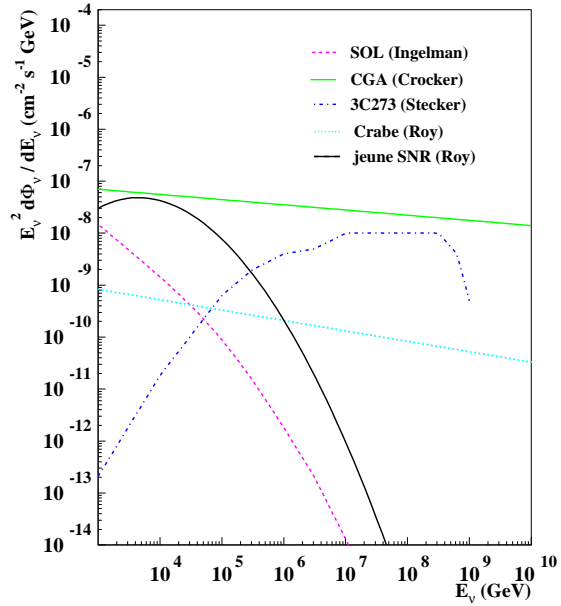


FIG. 2.6 – Flux de neutrinos de quelques sources ponctuelles: le soleil (SOL [85]), le centre galactique (CGA [86]), la galaxie active 3C273 ([87]), la nébuleuse du Crabe ([88]) et le reste d'une jeune supernova (jeune SNR [88]).

## 2.3 Autres domaines de recherche

L'astronomie constitue la motivation scientifique principale à la construction de télescopes à neutrinos de haute énergie. Néanmoins d'autres thèmes de recherche peuvent être abordés.

### 2.3.1 Défauts topologiques

Bien que topologiquement stables, les défauts topologiques peuvent émettre des particules supermassives (bosons de jauge, bosons de Higgs, que l'on regroupe communément sous l'appellation générique "X"), qui se désintègrent rapidement en engendrant un flux de nucléons, photons et neutrinos de très haute énergie. Ces particules X sont émises lors d'interconnexions de cordes cosmiques et contractions de boucles, ou bien par annihilation monopôle, anti-monopôle. Ces processus pourraient être à l'origine des rayons cosmiques de très haute énergie [14], qui sont difficilement explicables par les théories conventionnelles d'accélération des particules chargées au sein des puissants objets astrophysiques.

De nombreux modèles ont été proposés pour tenter de reproduire les spectres observés [14, 89]. Les futurs détecteurs de rayons cosmiques devraient apporter une réponse plus claire sur ce sujet. Les télescopes à neutrinos de haute énergie peuvent également apporter leur contribution à cette étude. Ces modèles prédisent des flux de neutrinos, qui

conduiraient à l'observation de quelques dizaines, voir quelques centaines d'événements, par an, au-delà du PeV, dans un télescope à neutrinos de l'ordre du kilomètre carré [90]. Ces résultats préliminaires demandent cependant une étude plus approfondie.

Les larges télescopes à neutrinos de haute énergie apportent également une nouvelle opportunité pour la recherche directe de monopôles magnétiques. La détection de monopôles magnétiques au sein de ces détecteurs, en général, et d'Antares, en particulier, fait l'objet du chapitre 5.

### 2.3.2 WIMPs, SUSY

La densité d'énergie présente dans l'Univers est représentée par le paramètre cosmologique  $\Omega$ , défini comme  $\Omega = \rho/\rho_c$ , où  $\rho$  est la densité moyenne de l'Univers et  $\rho_c$  est la densité critique pour laquelle l'Univers est plat<sup>4</sup>. Les courbes de rotations des galaxies spirales indiquent une présence de matière, dans les régions externes, beaucoup plus importante que celle fournie par les étoiles et les gaz observables (émetteurs de lumière); on parle alors, par contraste, de matière noire, ou matière sombre.

La combinaison des observations récentes des anisotropies du fond diffus cosmologique [12] et des supernovae de type Ia [91] semble indiquer que l'Univers est plat,  $\Omega = 1$  avec  $\Omega_{\text{matière}} \simeq 0.35$ . Le complément serait sous forme d'énergie du vide:  $\Omega_{\Lambda} \simeq 0.65$ , en accord avec les prédictions théoriques des modèles d'inflation. Combiné avec la nucléosynthèse primordiale, qui donne  $\Omega_{\text{baryon}} = 0.05 \pm 0.01$  [92], cela indique que la majorité de la matière noire doit être non baryonique.

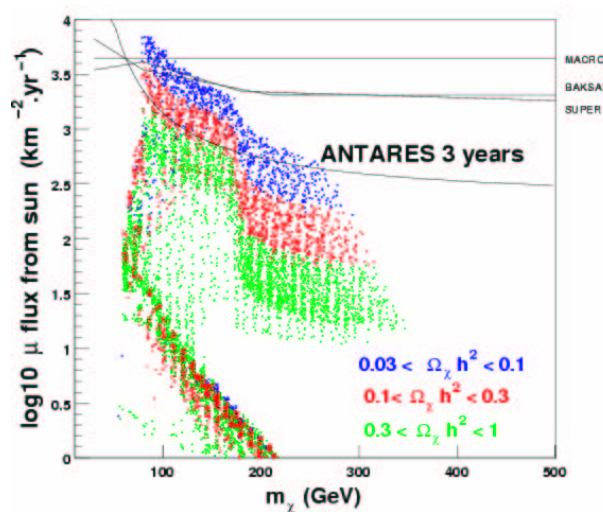


FIG. 2.7 – Sensibilité d'Antares pour la détection de neutralinos au centre du soleil, après 3 années d'observations, en comparaison des flux de muons produits dans différents modèles *mSUGRA* [95]

Cette matière sombre non baryonique doit être constituée de particules massives interagissant faiblement: des WIMPs (acronyme anglais de “Weakly Interacting Massive Particles”). Les neutrinos eux-mêmes, dont on pense maintenant qu'ils sont massifs, d'après

4.  $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G$ ,  $H_0$  est la constante de Hubble et  $G$  la constante gravitationnelle

les récentes mesures des expériences d'oscillations (voir partie 2.3.3), sont des candidats, mais les contraintes sur leurs masses limitent leur contribution à hauteur de  $\Omega_\nu \sim 0.001$ .

Dans le contexte théorique actuel, le candidat WIMP le plus en vogue est la particule supersymétrique la plus légère, c'est à dire typiquement le neutralino  $\chi$ , pour un vaste domaine des paramètres de l'extension supersymétrique du Modèle Standard [93]. Les télescopes à neutrinos peuvent détecter ces neutralinos indirectement: en effet, ces particules devraient être piégées gravitationnellement au sein des objets denses, tels la Terre, le Soleil ou le centre de la Galaxie. Si leur densité y est suffisante, ils s'annihilent (le neutralino le plus léger est une particule de Majorana: particule et antiparticule sont identiques et s'annihilent en interagissant) en produisant des hadrons, qui à leur tour engendrent des neutrinos. Les télescopes à neutrinos pourraient détecter ces WIMPs par l'observation d'un excès de neutrinos provenant du centre de la Terre ou de celui du Soleil par rapport au fond attendu de neutrinos atmosphériques [94].

La figure 2.7 présente la sensibilité d'Antares pour la détection de neutrinos (muons) issu des désintégrations des neutralinos au centre du Soleil [95], comparée avec les flux prédits pour un large échantillon des paramètres du modèle de supergravité minimale (mSUGRA [96]). Une analyse identique pour la détection de neutralinos au centre de la Terre est en cours.

### 2.3.3 Oscillation de neutrinos

Les mesures récentes du détecteur de neutrinos Super-Kamiokande [97] semblent indiquer l'existence d'oscillations des neutrinos muoniques atmosphériques. Ce résultat est basé sur l'observation d'une asymétrie entre les événements muoniques ascendants et descendants. D'autres expériences confortent ce résultat [98, 99].

Le phénomène d'oscillation quantique survient entre particules dont les états propres de masse sont différents des états propres de saveurs. Si les oscillations sont confirmées, ceci implique inévitablement que les neutrinos ont une masse.

Dans le cas simple d'un mélange de deux saveurs de neutrinos  $\nu_\alpha$  et  $\nu_\beta$ , les états propres de saveurs peuvent se décomposer en une combinaison linéaire des états propres de masse  $\nu_1$  et  $\nu_2$  (de masse respective  $m_1$  et  $m_2$ ), via une matrice de mélange unitaire:

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

où  $\theta$  est l'angle de mélange. L'équation d'évolution dans le temps des états de masse permet de calculer l'amplitude de transition de  $\nu_\alpha$  vers  $\nu_\beta$ :

$$\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle = -\cos \theta \sin \theta \exp\left(\frac{-iE_1 t}{\hbar}\right) + \sin \theta \cos \theta \exp\left(\frac{-iE_2 t}{\hbar}\right)$$

et d'en déduire la probabilité de transition:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left[ 1.27 \frac{\Delta m^2 (\text{eV}^2) L (\text{km})}{E_\nu (\text{GeV})} \right]$$

où  $\Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2|$  est la différence des carrés des masses.

Pour les neutrinos produits dans l'atmosphère, la distance  $L$  s'étend entre 15 km (trajectoire verticale descendante) et presque 13000 km (trajectoire verticale ascendante). Les données de Super-Kamiokande montrent une asymétrie pour les événements muoniques, mais pas pour les événements électroniques correspondants. Les données actuelles impliquent la disparition des neutrinos muoniques, le plus probablement due aux l'oscillations  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ , avec  $\sin^2 2\theta > 0.88$  et  $1.6 \times 10^{-3} < \Delta m^2 < 4 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  à 90% de niveau de confiance; les paramètres les plus probables étant un mélange total ( $\sin^2 2\theta = 1$ ) et une différence des masses  $\Delta m^2 \simeq 2.5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  [97].

La figure 2.8 montre qu'à basse énergie l'effet moyenné des oscillations des neutrinos atmosphériques est observé comme une diminution du flux. Les télescopes à neutrinos de haute énergie qui sont sensibles à des valeurs de  $x = E/\cos\theta > 20 \text{ GeV}$ , peuvent enregistrer à la fois un maximum et un minimum de cette probabilité de survie. La figure 2.9 montre la distribution  $E/\cos\theta$  attendue dans Antares après 4 ans de prise de données, sans et avec oscillation [100].

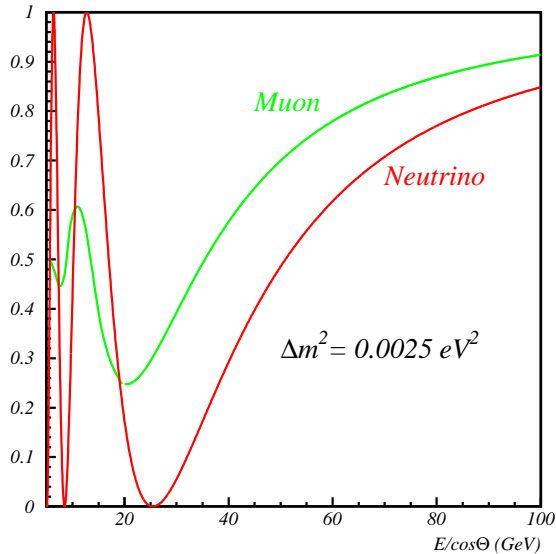


FIG. 2.8 – Probabilité de survie de neutrinos ascendants en fonction de  $x = E/\cos\theta$ , quand  $x$  est donné par les vraies valeurs des neutrinos ou pour les valeurs correspondantes des muons qu'ils génèrent.

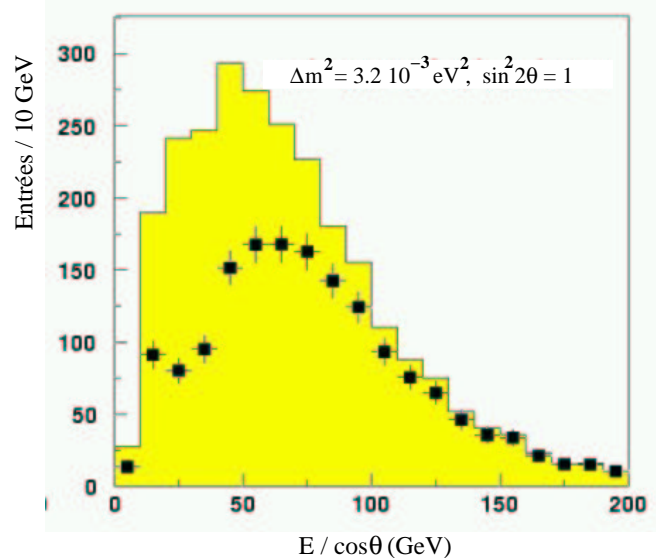


FIG. 2.9 – Distributions  $E/\cos\theta$  attendues (simulations) dans Antares sans oscillations (histogramme) et en supposant des oscillations avec  $\Delta m^2 = 3.2 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  et  $\sin^2\theta = 1$  (points avec les barres d'erreurs). Les erreurs représentées sont purement statistiques.

## 2.4 Le principe de détection

Les neutrinos interagissent très faiblement avec la matière mais peuvent être détectés via leurs produits d'interaction. Rappelons que le libre parcours moyen d'un neutrino de 1 TeV est d'environ  $3 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-2}$ . Pour comparaison, le diamètre de la Terre est équivalent à environ  $5 \times 10^9 \text{ g cm}^{-2}$ . Une si faible section efficace impose aux détecteurs à neutrinos une cible épaisse et un blindage important.

Les flux attendus pour les neutrinos astrophysiques de haute énergie contraignent les détecteurs à des tailles typiques de l'ordre du  $\text{km}^3$ . Pour cette raison, il est nécessaire d'utiliser un milieu naturel, gratuit et propre, comme l'eau d'un lac ou de mer, idée proposée par Markov [101] en 1960, ou bien la glace des régions polaires, idée proposée par Halzen ultérieurement. Ce milieu transparent permet la détection, à faible coût, des produits d'interaction du neutrino, grâce à l'émission lumineuse, par effet Tcherenkov, des particules chargées qui le traversent. Par la suite, nous appelons ce type de détecteurs à neutrinos, basé sur la détection Tcherenkov dans un grand volume d'eau naturel (mer, lac ou glace), "télescopes à neutrinos de haute énergie".

Les produits d'interaction d'un neutrino avec la matière sont des gerbes hadroniques, qui sont accompagnées d'un lepton si l'interaction se fait par courant chargé (CC). Seul le lepton garde l'information directionnelle du neutrino. La motivation principale des télescopes à neutrinos de haute énergie étant l'astronomie, seules les interactions par courant chargé (figure 2.10) vont nous fournir des événements utilisables.

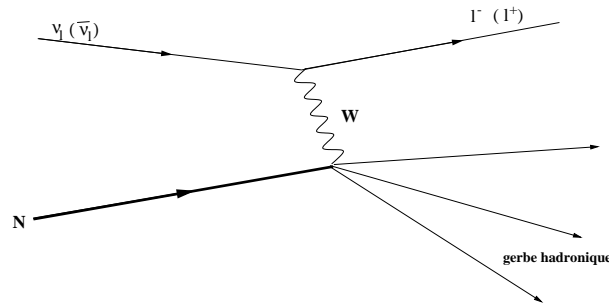


FIG. 2.10 – Interaction par courant chargé d'un neutrino (anti-neutrino) avec un nucléon, produisant un lepton (anti-lepton) de même saveur

Les neutrinos interagissent dans la Terre, qui sert de filtre pour les autres particules, et sont détectés via le lepton ascendant produit. La prise en compte des temps de vie et des parcours moyens des produits d'interaction dans le milieu de détection conduit à plusieurs topologies. Les gerbes électromagnétiques et hadroniques ont une extension spatiale de quelques mètres et le lepton  $\tau$  parcourt en moyenne  $5 \times 10^{-5} (E/1\text{GeV})$  mètres, avant de se désintégrer. Seul le muon parcourt de grandes distances: le libre parcours moyen d'un muon dans la roche est de 1 km à 1 TeV et de 5 km à 100 TeV. Cela accroît d'autant le volume effectif de détection car même si le neutrino interagit à plusieurs kilomètres du

détecteur, le muon produit peut parvenir jusqu'à ce dernier. Ce principe est schématisé sur la figure 2.11.

Au contraire, les  $\nu_e$  et les  $\nu_\tau$  ne seront détectés que s'ils interagissent dans le volume géométrique du détecteur (événements dits "contenus"). Ces interactions requièrent une étude particulière (voir [102]).

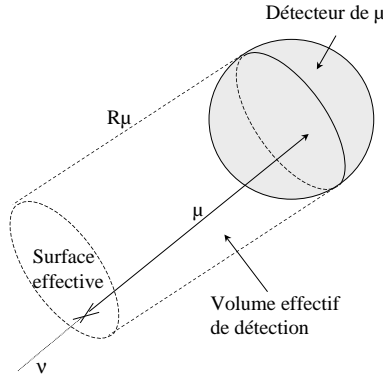


FIG. 2.11 – Augmentation du volume effectif de détection par rapport au volume géométrique du détecteur grâce aux grandes distances  $R_\mu$  parcourues par les muons de haute énergie.

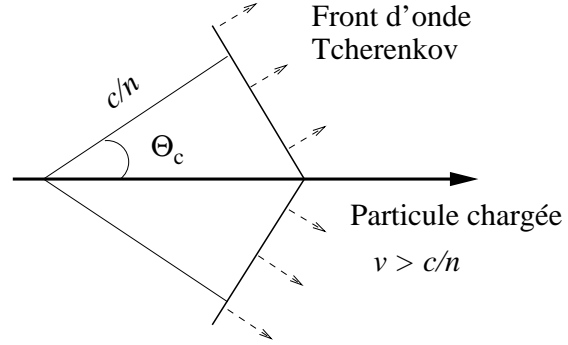


FIG. 2.12 – Emission du rayonnement Tcherenkov par une particule chargée dans un milieu d'indice  $n$ . Les photons sont émis sur un cône d'angle au sommet  $\Theta_c$  [équation (2.6)].

Le rayonnement Tcherenkov est produit par toute particule chargée se déplaçant dans un milieu transparent avec une vitesse supérieure à celle de la lumière ( $c/n$ ) dans ce milieu d'indice  $n$  (figure 2.12). Les muons considérés ( $E_\mu \geq 10$  GeV) sont au-dessus de l'énergie de seuil d'émission Tcherenkov dans l'eau de mer, ( $E_{\text{seuil}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{1}{n^2}}} \sim 158$  MeV), où  $m$  est leur masse et  $n$  l'indice de réfraction du milieu ( $n_{\text{eau mer}} \sim 1.35$ ). Le nombre de photons Tcherenkov, émis le long de la trace de la particule, par unité de longueur et par unité de longueur d'onde  $\lambda$ , suit la loi:

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left( 1 - \frac{1}{n^2 \cdot \beta^2} \right), \quad \text{avec } \alpha = \frac{1}{137}. \quad (2.5)$$

Ils sont émis sur un cône d'angle au sommet  $\Theta_c$  défini par

$$\cos \Theta_c = \frac{v_{\text{lumière}}}{v_{\text{particule}}} = \frac{c/n}{\beta c} = \frac{1}{\beta n}. \quad (2.6)$$

Les muons ultra-relativistes émettent donc à un angle constant (d'environ  $42^\circ$  dans la mer).

Le télescope est constitué d'une matrice tri-dimensionnelle de photomultiplicateurs qui détectent la lumière Tcherenkov émise le long de la trajectoire du muon. On peut reconstruire la trace du muon grâce aux corrélations temporelles entre les différents signaux et estimer son énergie grâce à leur intensité.

Ce principe de détection est adapté à l'astronomie étant donné que les muons sont fortement corrélés en direction et en énergie aux neutrinos qui les ont produits : voir figure 2.13 et 2.14.

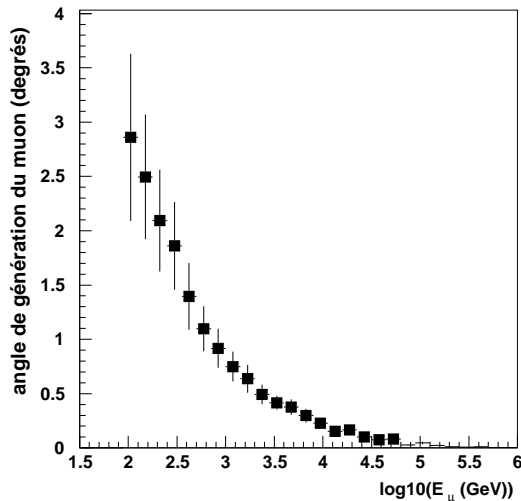


FIG. 2.13 – Angle moyen de génération du muon (en degrés), en fonction de l'énergie du neutrino; l'énergie des muons considérés est supérieure à 10 GeV.

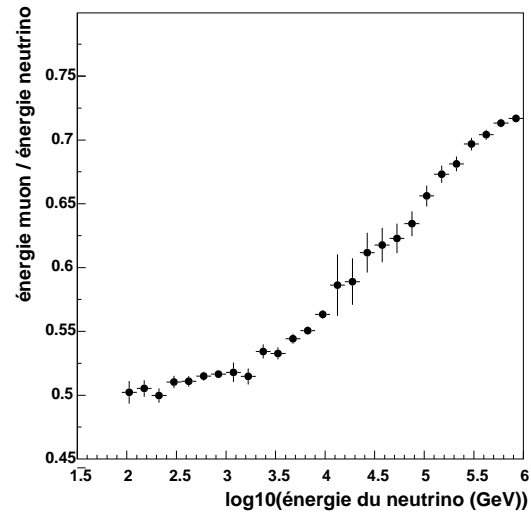


FIG. 2.14 – Fraction de l'énergie du neutrino emportée par le muon, en fonction de l'énergie du neutrino; l'énergie des muons considérés est supérieure à 10 GeV.

L'angle moyen entre le muon produit et le neutrino incident diminue avec l'énergie: il est inférieur à 1° au-delà de 1 TeV, inférieur à 0.2° au-delà de 10 TeV, ce qui permet une bonne résolution sur la direction des neutrinos. La corrélation en énergie permet d'espérer également une bonne reconstruction de leur spectre.

Les monopôles magnétiques relativistes émettent aussi de la lumière Tcherenkov et sont donc également détectables au sein d'un télescope à neutrinos de haute énergie. Nous présenterons les détails de leur détection dans le chapitre 5.

## 2.5 Caractérisation du télescope

Le principal bruit de fond à la détection des neutrinos cosmiques provient des muons atmosphériques, créés par l'interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère, dont le flux est très important (figure 2.15). Afin de s'en protéger, le télescope doit être placé le plus profond possible.

Même sous 2000 m d'eau, les muons atmosphériques ayant une énergie supérieure à 1 TeV, dominent de 6 ordres de grandeur le flux des muons induits par les neutrinos. Cependant, ils ne traversent pas la Terre et sont uniquement descendants. La détermination des traces doit avoir une **précision angulaire** permettant de rejeter ces muons descendants.



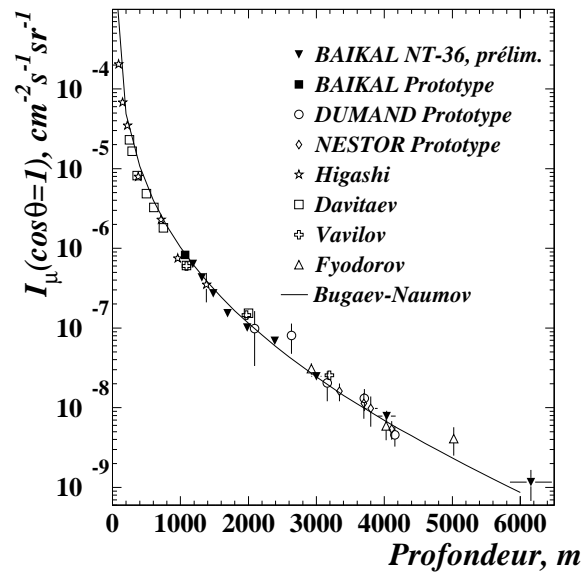


FIG. 2.15 – Flux vertical de muons atmosphériques en fonction de l'épaisseur d'eau traversée.

Le second bruit de fond est provoqué par les neutrinos atmosphériques dont le flux domine le signal diffus attendu en deçà d'environ 10 TeV mais décroît plus rapidement avec l'énergie (figure 2.5). Les sources diffuses nécessitent donc une **résolution en énergie** permettant de les mettre en évidence d'après la forme des spectres. Le problème est plus simple pour les sources ponctuelles, où le flux de neutrinos est concentré dans un certain pixel, déterminé par la résolution angulaire. Plus le pixel est petit, mieux on peut extraire le signal du fond de neutrinos atmosphériques.

Le **volume effectif** de détection correspond à la taille effective du détecteur et prend en compte le fait que le muon émis par le neutrino peut parcourir une grande distance avant d'être détecté. On parle également de volume effectif de sélection qui prend en compte les efficacités de détection, de reconstruction et de sélection des événements. La **surface effective** de détection (sélection) permet de traduire un flux de neutrinos (ou muons) incidents en un nombre d'événements détectés (sélectionnés) par unité de temps (et vice-versa). C'est donc un paramètre à déterminer (par Monte Carlo) pour l'utilisation des télescopes.

Le milieu de détection (eau ou glace) est une caractéristique importante pour les télescopes à neutrinos. Les **propriétés optiques du milieu** vont influencer sur les performances du télescope. Le bruit optique ambiant perturbe la détermination de la trace. L'impureté du milieu modifie la propagation des photons Tcherenkov: l'absorption diminue l'intensité lumineuse, ce qui limite l'efficacité de détection, et la diffusion dégrade la résolution angulaire et contribue également à l'atténuation de l'intensité lumineuse. On caractérise les propriétés optiques du milieu par la longueur effective d'absorption  $L_{eff}(\lambda)$ , qui prend en compte les effets cumulés de l'absorption et de la diffusion.

Les performances des différents télescopes à neutrinos de haute énergie existants, Baikal [62] dans le lac Baïkal en Sibérie, Amanda [63] dans la calotte glaciaire du pôle sud et du futur télescope Antares [64] sont comparées dans la table 2.1. Le détecteur Baikal (8 ligne supportant 192 modules optiques), a été le premier à démontrer la faisabilité de la technique, mais est limité en profondeur et en extension spatiale, de par la nature de son site, et ne peut donc pas être étendu en un télescope à neutrinos à pleine échelle (typiquement de l'ordre du km<sup>2</sup>). Le détecteur Amanda devrait être étendu jusqu'aux dimensions du km<sup>2</sup> (projet IceCube [103]).

Expérience	Baikal	Amanda	Antares
Milieu de détection	eau du lac	glace	eau de mer
Profondeur (m)	1000	1750	2400
Longueur effective d'absorption $L_{abs}^{eff}$ (m)	$\simeq 20$	$\simeq 25$	$\simeq 50$
Bruit de fond optique	50-250 kHz	1 kHz	60 kHz
Seuil en énergie (GeV)	10	50	20
Résolution angulaire (°)	4 [104]	2.5 [105]	0.4 [105]
Surface effective (m <sup>2</sup> ) ( $E_\mu=1$ TeV)	2300 [106]	$\simeq 35000$ [105]	$\simeq 50000$ [105]

TAB. 2.1 – *Caractéristiques des télescopes à neutrinos Baikal, Amanda et Antares.*

On s'attend à une meilleure résolution angulaire pour le télescope Antares (0.4 °) que pour le télescope Amanda (2.5 °). Cela provient de la forte diffusion dans la glace, qui conduit à une moins bonne détermination de la trace des muons. Le bruit de fond optique dans la glace est par contre nettement plus faible que dans l'eau. Notons que la signification statistique de détection d'une source ponctuelle dépend de la surface effective du télescope et de sa résolution angulaire de la façon suivante:

$$\frac{S}{\sqrt{B}} \propto \frac{A_{\text{eff}}}{\sqrt{A_{\text{eff}}/N_{\text{pixels}}}} \propto \frac{\sqrt{A_{\text{eff}}}}{\text{résolution angulaire}} \quad (2.7)$$

A surface effective égale, il faut donc environ 40 fois plus de temps d'observation à Amanda qu'à Antares pour détecter la même source de neutrinos.

La dernière caractéristique des télescopes à neutrinos est la partie de la voûte céleste visible par le détecteur ou **ciel observable**. Elle dépend bien sûr de la position géographique du télescope. La figure 2.16 présente la partie du ciel (en coordonnées galactiques) visible pour Amanda et Antares. La complémentarité des deux permet l'observation de tout le ciel. La présence d'une zone commune permet de calibrer les observations. Il faut noter que le centre galactique est visible pour le télescope Antares, invisible pour Amanda.

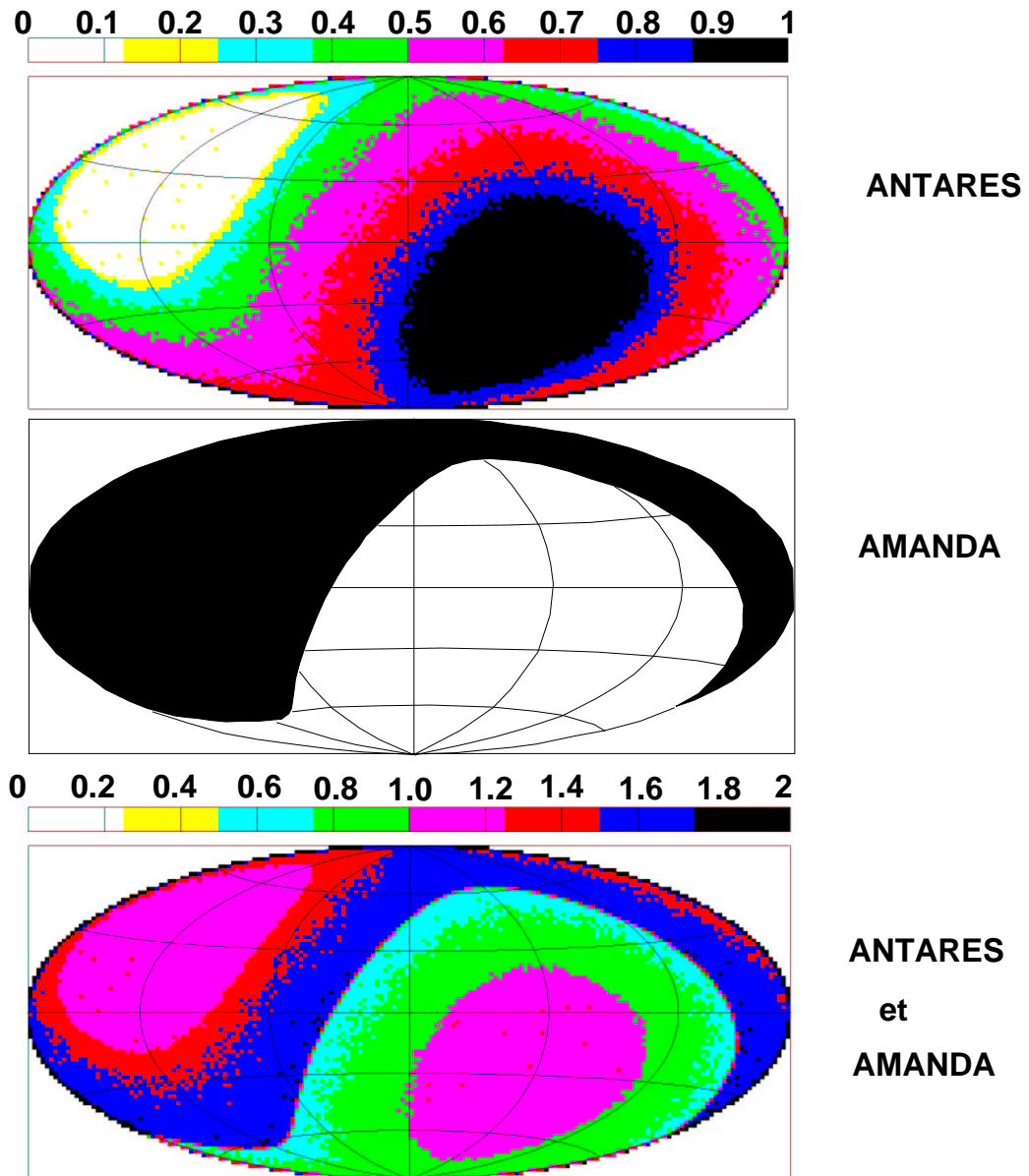


FIG. 2.16 – *Partie du ciel observable, en coordonnées galactiques, par les télescopes à neutrinos Amanda et Antares. La complémentarité des deux permet l'observation du ciel entier.*



# Chapitre 3

## Le télescope Antares

La mer profonde est un environnement peu commun pour un détecteur de particules. Il est nécessaire pour s'assurer de la faisabilité d'un télescope, de bien connaître le milieu, d'adapter la conception du détecteur à ses contraintes et de maîtriser les techniques de déploiement et récupération en mer et de connexion sous-marine. Ce chapitre présente les propriétés du site et le schéma du détecteur.

### 3.1 Le site

Les performances du télescope dépendent des propriétés optiques de l'eau de mer. L'impureté de l'eau modifie le parcours des photons et influence l'efficacité de détection. Le potassium  $^{40}\text{K}$ , présent dans le sel marin et produisant des désintégrations radioactives émettrices de lumière, ainsi que certains organismes bioluminescents vont perturber la détection des particules. La salissure des modules optiques au cours du temps dégrade leur efficacité. Une série de mesures *in situ* a permis de quantifier ces effets.

#### 3.1.1 Localisation

Le site choisi pour le télescope à neutrinos Antares se trouve à 2470 mètres de profondeur au large de Toulon, à 40 km de La-Seyne-sur-Mer (France), voir la carte sur la figure 3.1. Ce site présente quatre intérêts :

- à cette profondeur, le flux de muons atmosphérique est atténué d'un facteur  $10^7$  par rapport à la surface (figure 2.15),
- la proximité des côtes minimise le coût de la connexion et facilite l'accès au site,
- des entreprises spécialisées dans les travaux en mer sont localisées dans ce secteur,
- les conditions météorologiques requises pour la sécurité des opérations d'immersion et de récupération, sont régulièrement présentes. La vitesse du courant sous-marin est inférieure à 20 cm/s et vaut 5 cm/s en moyenne.

Ce lieu a été exploré au moyen de lignes autonomes développées pour les mesures des différents paramètres, et déployées et récupérées plus de 20 fois depuis 1997.

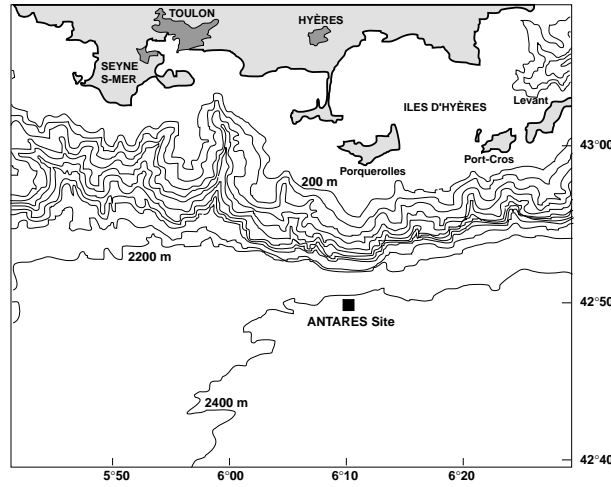


FIG. 3.1 – Localisation du site Antares.

### 3.1.2 Transparence de l'eau

L'absorption de la lumière dans l'eau limite la portée de détection des muons et diminue la surface effective du télescope. La diffusion, quant à elle, modifie la trajectoire des photons, ce qui dégrade la résolution angulaire et contribue au phénomène d'absorption. La surface effective et la résolution angulaire devant être déterminées (par Monte Carlo) pour interpréter correctement les résultats du télescope, il faut mesurer les effets d'absorption et de diffusion *in situ*.

On caractérise les propriétés optiques de l'eau, en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$ , par la longueur d'absorption  $L_{abs}(\lambda)$ , la longueur de diffusion  $L_{diff}(\lambda)$  et la distribution angulaire de diffusion. On utilise aussi la longueur effective de diffusion

$$\frac{1}{L_{diff}^{eff}} = \frac{1 - \langle \cos \theta \rangle}{L_{diff}}, \quad (3.1)$$

où  $\langle \cos \theta \rangle$  représente l'angle moyen de diffusion. La longueur effective de diffusion est le paramètre couramment utilisé pour comparer les sites choisis par les différentes expériences développant un télescope à neutrinos. Un paramètre mesurable qui regroupe les deux effets est la longueur effective d'atténuation

$$\frac{1}{L_{att}^{eff}} = \frac{1}{L_{abs}} + \frac{1}{L_{diff}^{eff}}. \quad (3.2)$$

Elle est mesurée *in situ* avec une source de lumière d'intensité  $\Phi$ , située à une distance variable  $D$  d'un module optique. L'intensité  $I$  détectée par le module optique,

$$I = (\Phi/D^2) e^{-D/L_{att}^{eff}}, \quad (3.3)$$

permet de mesurer  $L_{att}^{eff}$ .

Afin de séparer les contributions de l'absorption et de la diffusion, on mesure la distribution des temps d'arrivée des photons (voir figure 3.2) émis par une source (LED) pulsée

- $L_{abs}$  détermine le nombre total des photons détectés;

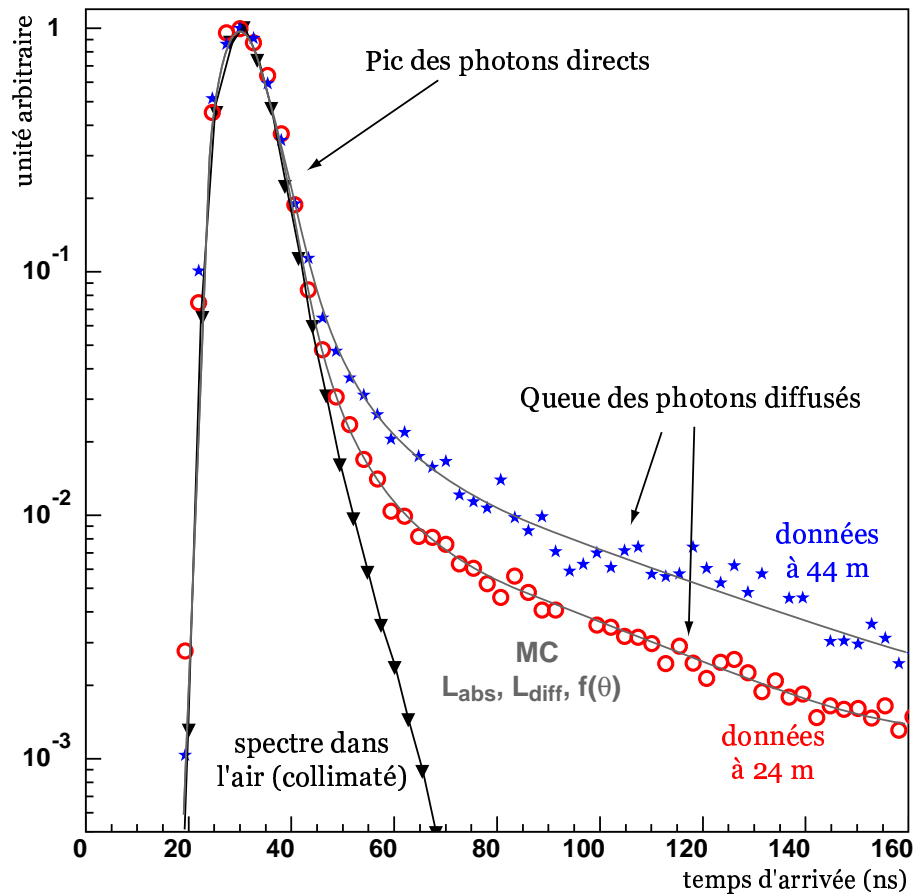


FIG. 3.2 – Distributions du temps d'arrivée des photons émis par une source pulsée sur un photomultiplicateur. Les données ont été prises avec une source émettant à 466 nm sur une distance de 44 m (étoiles) et 24 m (cercles). Le spectre dans l'air (pas de diffusion) est également montré (triangles). Les courbes correspondent au meilleur ajustement à partir duquel les paramètres de l'eau ont été évalués (d'après [64]).

- $L_{diff}^{eff}$  influence la proportion de photons diffusés;
- $\langle \cos \theta \rangle$  modifie la distribution des photons diffusés.

Les mesures ont été faites pour deux longueurs spectrales, le bleu et l'ultra-violet, et pour deux distances entre la source et le photomultiplicateur, 24 et 44 mètres. Les résultats normalisés sont montrés sur la figure 3.2: 95% (90%) des photons sont collectés en 10 ns à une distance de 24 (44) m. L'impureté de l'eau de mer a donc peu d'effet sur la résolution angulaire.

### 3.1.3 Biosalissure

Les surfaces immergées dans l'eau de mer se recouvrent peu à peu d'un film bactérien presque transparent sur lequel viennent se coller des sédiments opaques. Cette opacité va dégrader l'efficacité des instruments optiques, notamment des photomultiplicateurs. Elle est quantifiée en mesurant l'évolution au cours du temps de l'intensité lumineuse d'une

source stable. Ces mesures sont effectuées au moyen de deux sphères transparentes: la première contenant une LED bleue, la seconde contenant plusieurs PIN diodes positionnées en différents points. La figure 3.3 montre les résultats après 8 mois d'immersion. Les augmentations du coefficient de transmission proviennent du nettoyage partiel des sphères par le courant sous-marin. Pour les récepteurs horizontaux, on note une dégradation de la transparence de 1.2%, soit 0.6% par sphère. Cette valeur doit être prise comme limite supérieure car les modules optiques du détecteur seront orientés à 45 degrés sous l'horizontale.

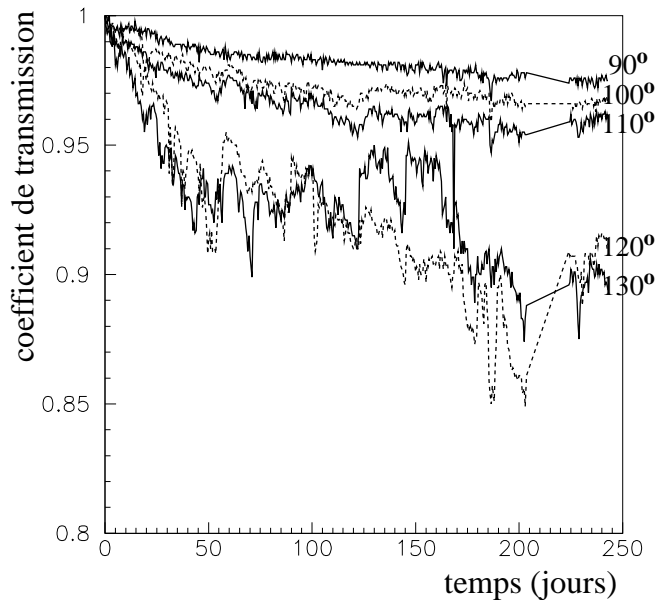


FIG. 3.3 – Mesures *in situ* de la transparence des sphères de verre à l'aide d'une LED: la figure montre l'intensité de lumière recueillie par des photodiodes placées à des angles différents ( $90^\circ$  = horizontale,  $180^\circ$  = sommet de la sphère) en fonction du temps ([64]).

### 3.1.4 Bruit de fond optique

Des mesures du bruit de fond optique ont été réalisées sur des périodes couvrant plusieurs mois. La figure 3.4 montre le taux de comptage enregistré avec des photomultiplicateurs de 8 pouces. On distingue un niveau bas autour de 40 kHz et des pics de haute activité pouvant atteindre plusieurs MHz sur de courtes périodes ( $\sim 1$  s). Le niveau faible de bruit varie entre 17 kHz et 47 kHz sur des échelles de temps de quelques heures. La contribution principale à ce bruit ( $\sim 20$  kHz) provient de la désintégration  $\beta$  du  $^{40}\text{K}$ , présent dans le sel marin, qui produit un électron relativiste émetteur de lumière Tcherenkov. La salinité étant constante (3.84%), on s'attend à un taux stable. Les variations sont attribuées à des colonies de bactéries émettrices de lumière. L'activité bioluminescente de haute intensité est corrélée avec la vitesse du courant et est limitée en extension spatiale: les pics sont vus simultanément par des modules optiques séparés de moins de 1,5 m, mais aucune corrélation n'est enregistrée au-delà de 20 m. On pense que ces pics sont



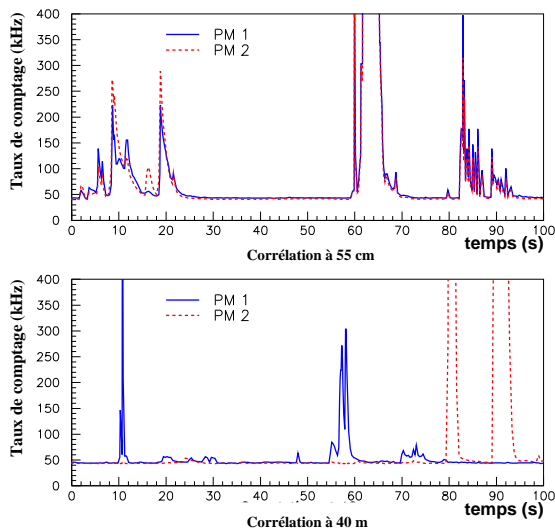


FIG. 3.4 – Taux de comptage enregistrés par deux modules optiques distants de 0.5 mètres (en haut) et de 40 mètres (en bas).

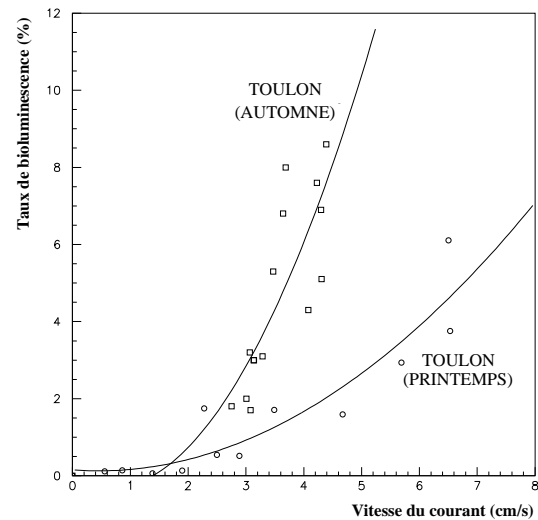


FIG. 3.5 – Corrélation entre l'activité de bioluminescence et la vitesse des courants sous-marins ([64]).

provoqués par de petits organismes bioluminescents, excités par le courant sous-marin. On peut voir sur la figure 3.5 que le taux de ces pics varie avec le courant et la saison.

## 3.2 Description du détecteur

La conception du détecteur est contrainte par les conditions environnementales. La réparation et la maintenance d'éléments du détecteur nécessitera des opérations marines longues et onéreuses. Pour cette raison, la fiabilité est un élément déterminant de la conception du détecteur. On cherche donc à limiter la consommation en énergie, minimiser le nombre de composants actifs et éviter des pannes générales causées par un seul composant. Les propriétés optiques du milieu déterminent également la conception du détecteur: la transparence de l'eau contraint l'espacement entre les modules optiques, le taux de comptage contraint l'électronique de lecture et de déclenchement.

### 3.2.1 Schéma

Le détecteur proposé pour l'expérience Antares est montré sur la figure 3.6.

Il s'agit d'une matrice tri-dimensionnelle de 900 modules optiques réparties sur 10 lignes verticales, formant une surface d'environ  $0.1 \text{ km}^2$  et de hauteur active d'environ 0.3 km. Les lignes sont ancrées au sol par un lest et maintenues en tension par une bouée, leur inclinaison suivant le sens du courant sous-marin. La position de chaque étage de la ligne est connue avec une précision inférieure à 10 cm, grâce à un système de positionnement acoustique secondé par des compas et des inclinomètres. La précision de l'acoustique est facilitée par le fait que la température de l'eau est stable ( $13^\circ \text{ C}$ ), ainsi que la pression et

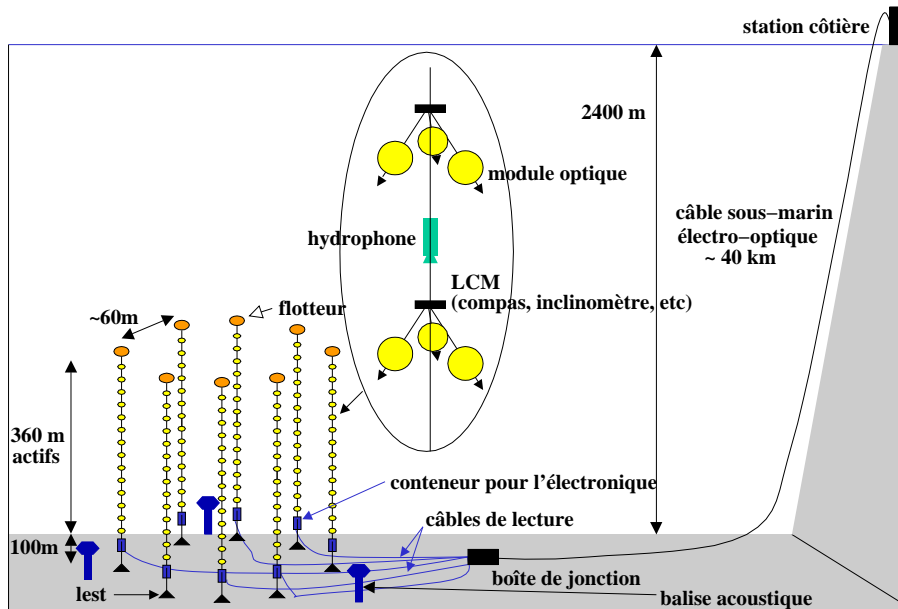


FIG. 3.6 – Schéma du détecteur Antares

la salinité (3.84%), trois paramètres dont dépend la vitesse du son.

Pour récupérer une ligne, un système de commande acoustique permet de décrocher la partie instrumentée, qui remonte alors à la surface. Une partie du lest est perdue au fond.

Chaque ligne comprend 30 étages constitués chacun de 3 modules optiques et d'un module de contrôle local (LCM). Les étages sont équipés d'un inclinomètre et d'un compas pour le positionnement. La base de chaque ligne possède un module de contrôle de la ligne (SCM). Le câble des lignes sert de support mécanique et véhicule l'alimentation électrique et les données par des fibres optiques.

Les modules optiques sont les yeux du détecteur, ils doivent être très sensibles à la lumière, résistants à la pression et avoir une bonne résolution temporelle. Ils sont orientés vers le bas, à  $45^\circ$  de l'horizontale. Cette géométrie optimise la détection des muons ascendants et limite la sédimentation sur la partie réceptrice de lumière. Le recouvrement des acceptances angulaires permet le déclenchement basé sur les coïncidences entre les modules optiques.

Le module de contrôle local contient l'électronique associée à la lecture des photomultiplicateurs, l'équipement acoustique servant au positionnement, le système de déclenchement et la distribution de puissance.

Les lignes sont connectées à une boîte de jonction qui assure la distribution en tension vers chacune d'elles, le multiplexage du réseau de transfert de données, le contrôle de l'état du détecteur et la distribution d'horloge. La boîte de jonction est reliée à la station terrestre par un câble électro-optique standard de communication à 48 fibres optiques.

### 3.2.2 Les modules optiques

L'élément de base d'un télescope à neutrinos est le module optique (MO), voir figure 3.7. Il contient le photomultiplicateur (PM), chargé de détecter la lumière Tche-

renkov, et l'électronique servant à son alimentation. Le photomultiplicateur est entouré d'une cage métallique à haute permittivité magnétique, qui l'isole du champ magnétique terrestre, qui perturberait le transit des électrons à travers le tube et dégraderait l'efficacité de collection. L'ensemble est placé à l'intérieur d'une sphère de verre résistant à la pression régnant à 2400 m de profondeur. L'hémisphère inférieure de la sphère est recouverte d'une couche de peinture noire. Cette peinture absorbe les photons venant de l'arrière qui pourraient être détectés via des réflexions multiples. Le photomultiplicateur est maintenu par un gel qui assure le couplage optique avec la sphère. L'indice de réfraction du gel ( $n_{\text{gel}} = 1.40$ ) n'est pas exactement celui du verre ( $n_{\text{verre}} = 1.48$ ), mais ils sont tous les deux supérieurs à l'indice de réfraction de l'eau ( $n_{\text{eau}} = 1.35$ ), minimisant ainsi la réflexion de la lumière vers l'extérieur du PM.

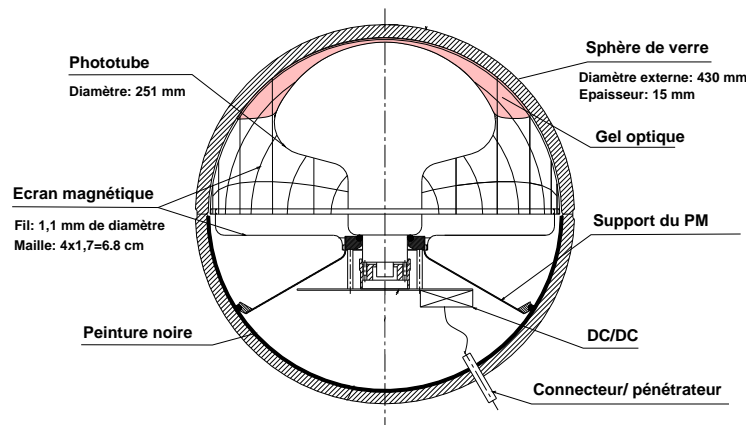


FIG. 3.7 – Coupe schématique du module optique.

Les caractéristiques d'un photomultiplicateur sont<sup>1</sup>:

- l'aire effective de la photocathode,  $A_{\text{eff}}^{PC}$ : c'est le produit de l'aire de détection par l'efficacité de collection.
- l'efficacité quantique  $\mathcal{E}_Q$ , qui correspond à la probabilité d'émission d'un électron par un photon frappant la photocathode.
- le gain  $G$  qui représente l'amplification du signal.
- la dispersion du temps de transit des électrons à travers le photomultiplicateur ( $\sigma_{TTS}$ ), qui caractérise sa résolution temporelle.
- la forme du spectre du simple photoélectron (PE), c'est à dire la distribution en charge des impulsions créées par un seul photon incident.
- le taux d'impulsions secondaires ("prepulses" et "afterpulses") qui précèdent et suivent les véritables impulsions.

Les signaux de photomultiplicateurs vont être dégradés par le bruit électronique à l'intérieur du LCM où ils sont traités. Le niveau de bruit gouverne le gain auquel doit travailler le photomultiplicateur et est estimé à quelques millivolts. Un facteur d'au-moins 10 entre l'amplitude moyenne des impulsions et l'amplitude de bruit est nécessaire pour

1. Les lecteurs qui ne sont pas familiers avec les aspects techniques des photomultiplicateurs, peuvent consulter l'Annexe A qui donne une rapide explication de leur fonctionnement.

assurer la discrimination du signal. Ceci correspond à un gain minimal de  $5 \cdot 10^7$  pour un bruit de 5 mV (rms). Les photomultiplicateurs doivent cependant être capables d'opérer jusqu'à un gain de quelques  $10^8$ , ceci pour tenir compte de leur vieillissement et s'assurer une marge suffisante au-dessus du bruit électronique qui n'est pas encore précisément connu.

A l'issue des mesures des caractéristiques pour différents photomultiplicateurs [107, 108, 109], la collaboration Antares a décidé d'utiliser les photomultiplicateurs Hamamatsu d'un diamètre de 10 pouces<sup>2</sup> (Hamamatsu R7081-20, à 14 étages d'amplification). La table 3.1 résume les caractéristiques de ces photomultiplicateurs. Les valeurs sont celles mesurées (en moyenne) pour un gain nominal de  $5 \cdot 10^7$ , le gain maximal pour ces PM est de  $10^9$ .

$A_{eff}^{PC}$	500 cm <sup>2</sup>
Tension d'alimentation	1760 V
$\mathcal{E}_Q$ (400 nm)	25%
Rapport pic sur vallée	2.7
$\sigma_{TTS}$	1.1 ns

TAB. 3.1 – Caractéristiques des photomultiplicateurs Hamamatsu 10" utilisés dans Antares [110].

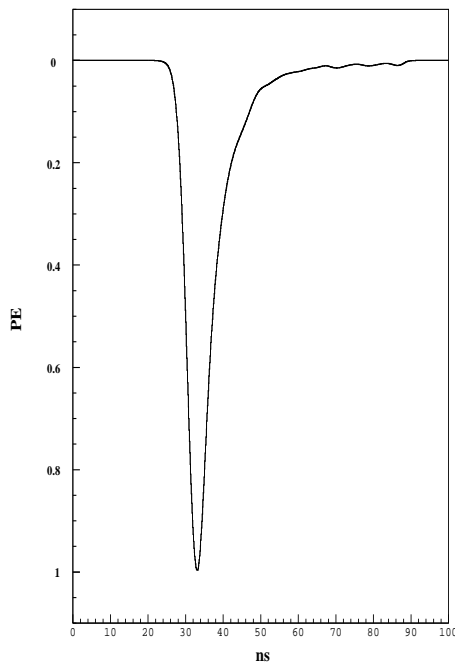


FIG. 3.8 – Forme typique d'un simple photoélectron. Pour un gain de  $5 \cdot 10^7$ , l'amplitude du SPE vaut environ 50 mV.

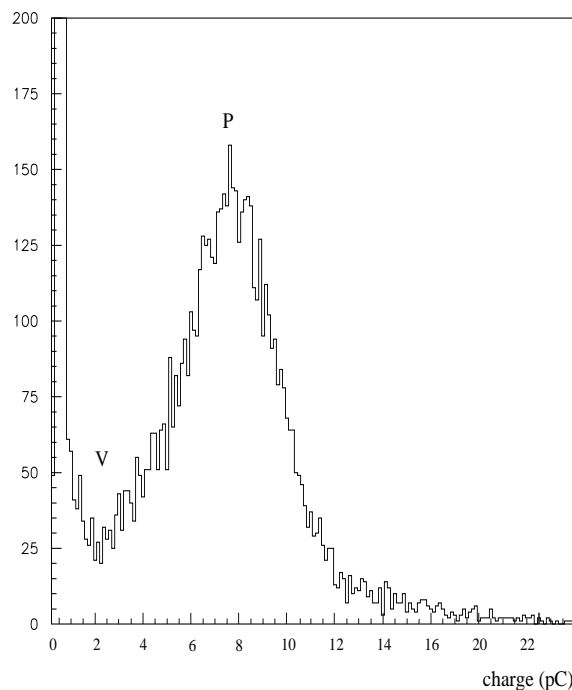


FIG. 3.9 – Spectre en charge du simple photoélectron. La valeur la plus probable vers 8 pC correspond à un gain d'environ  $5 \cdot 10^7$ .

La figure 3.8 présente une impulsion typique de simple photoélectron (SPE). Les

2. c'est à dire 25 cm

temps de montée ( $\sim 5$  ns) et de descente ( $\sim 8$  ns) ne dépendent pas du gain. L'amplitude de l'impulsion est proportionnelle en moyenne au gain auquel est soumis le PM, elle est soumise aux fluctuations d'amplification du signal électrique à l'intérieur du tube. Ces fluctuations sont de l'ordre de  $\frac{30\%}{\sqrt{n_{pe}}}$  où  $n_{pe}$  est le nombre de photoélectrons. La figure 3.9 montre le spectre en charge des impulsions (spectre SPE) mesuré au moyen d'un ADC déclenché par le générateur des impulsions lumineuses. La vallée (V) est due aux impulsions de très faible amplitude causées par des photoélectrons qui ne subissent pas l'amplification de la première dynode (rétrodiffusion inélastique [111]). Un grand rapport pic sur vallée facilite la détermination de la valeur la plus probable (P) du photoélectron, élément de l'étalonnage du détecteur.

La figure 3.10 montre les propriétés optiques des éléments des modules optiques. Les

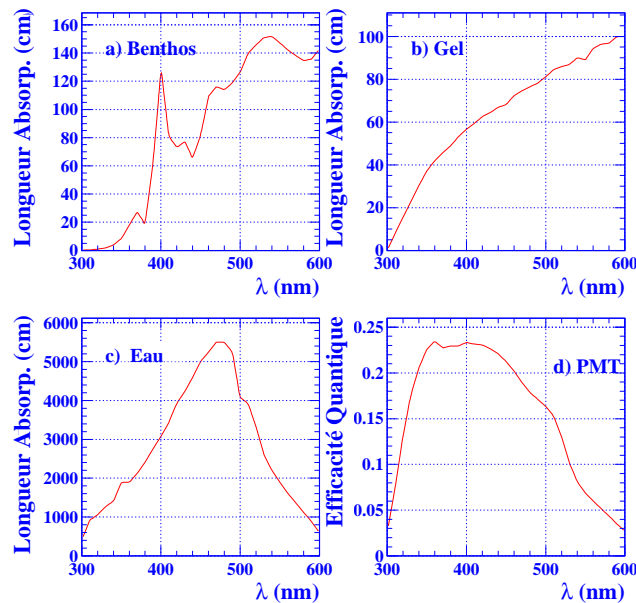


FIG. 3.10 – Longueur d'absorption de (a) la sphère en verre Benthos, (b) le gel silicone et (c) l'eau de mer; (d) efficacité quantique pour les photomultiplicateurs Hamamatsu.

longueurs d'onde détectables par les modules optiques sont donc comprises entre 300 et 600 nm.

### 3.2.3 L'électronique de lecture et de déclenchement

L'éloignement important du détecteur par rapport à la station côtière, rend économiquement impossible une connexion point par point, avec un câble pour chaque photomultiplicateur. La transmission des données doit donc se faire par multiplexage. La transmission analogique impliquerait une dynamique limitée et une corruption du signal (atténuation, bruit). Le grand nombre de canaux du détecteur, reliés à la côte par un seul lien électro-optique, rend obligatoire la minimisation de la quantité de données à transmettre.

La solution adoptée par la collaboration est d'utiliser une électronique embarquée, chargée de traiter les signaux de PM et de numériser les données avant de les envoyer au système d'acquisition (DAQ) chargé de les transmettre à la côte. L'électronique de lecture doit fournir le temps des impulsions ainsi que leur charge. Les temps permettent de reconstruire les traces des particules, la charge permet de remonter au nombre de photons incidents, relié à l'énergie de la particule. Pour certains événements rares ( $\sim 1\%$ ) d'impulsions complexes, l'électronique de lecture échantillonne (jusqu'à 1 GHz) la forme d'onde complète. Le fonctionnement en détail de cette électronique fait l'objet du chapitre 4.

Les événements sont mis en mémoire et attendent d'être sélectionnés ou effacés après un délai correspondant au maximum du temps d'attente de sélection. Les données des événements sélectionnés sont ensuite numérisées et envoyées au système d'acquisition. L'objectif du système de déclenchement est de transmettre un maximum de données pour s'assurer de ne perdre aucun événement physique, correspondant au passage d'une particule dans le détecteur. Un grand nombre de données permet en outre une meilleure analyse du bruit de fond et des effets systématiques. Le déclenchement proposé pour le détecteur Antares se fait sur deux niveaux:  $L0$  et  $L1$ . Ces deux niveaux de déclenchement sont provoqués par:

- des coups simples, d'amplitude supérieure à  $th1$  ( $\sim 0.25$  photoélectron)
- des coups de grande amplitude, supérieure à  $th2$  ( $\sim 1,5$  photoélectrons<sup>3</sup>)
- des coïncidences locales (deux sur trois PMs d'un étage sont touchés dans un intervalle de 20 ns).

Le niveau  $L0$  nous l'avons vu correspond à la détection d'une impulsion de PM au-dessus du seuil  $th1$ . Le niveau  $L1$  est provoqué par la coïncidence de deux  $L0$  sur un étage ou par un coup de grande amplitude ( $> th2$ ). Il déclenche la lecture de l'étage.

La table 3.2 présente les valeurs des taux de comptage *in situ* des photomultiplicateurs (les valeurs ont été extrapolées des mesures faites avec des photomultiplicateurs de 8") [112].

Seuil (pe)	Taux (kHz)
0.3	60
1.0	30
1.5	4
2.0	0.5

TAB. 3.2 – Taux de comptage des photomultiplicateurs en fonction de différents seuils.

A partir de ces données, on peut calculer les taux de déclenchement attendus, qui sont résumés dans la table 3.3. Signalons que le taux de déclenchement  $L1$  vaut environ 2.7 kHz si l'on augmente la valeur  $th2$  à 2 photoélectrons.

3. Cette valeur sélectionne la majeure partie des signaux  $\geq 2$  PE et rejette une grosse partie des signaux SPE.

Taux de niveau L0 (par PM)	60 kHz
Taux de niveau L1 (par LCM)	14 kHz

TAB. 3.3 – Taux du système de déclenchement.

### 3.2.4 Contrôle lent et calibration

Le détecteur nécessite un contrôle continu de ses paramètres et de son étalonnage. Le contrôle lent est prévu pour assurer :

- le contrôle de tous les sous-éléments du détecteur (modules optiques, distribution de puissance, instruments de l'étalonnage . . .)
- la surveillance des paramètres du détecteur (tension, température, courant . . .)
- la génération des événements pour les mesures périodiques de topologie du détecteur et des variables expérimentales
- la transmission des commandes d'utilisateur aux appareils programmables et l'exécution de ces commandes
- l'administration d'une base de données pour la configuration, l'enregistrement des erreurs et des données d'étalonnage

En particulier, le positionnement et l'étalonnage temporel sont cruciaux pour la résolution temporelle du détecteur  $\sigma_t$ , laquelle est déterminante pour la précision angulaire du télescope :

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_{\text{positionnement}}^2 + \sigma_{\text{étalonnage}}^2 + \sigma_{\text{TTS}}^2} \quad (3.4)$$

Le positionnement des modules optiques est fondé sur des mesures acoustiques, des inclinomètres et des compas. Les deux inclinomètres et le compas qui équipent chaque étage permettent la reconstruction de la forme de chaque ligne. Par ailleurs, un émetteur d'ondes acoustiques est installé au pied de chaque ligne et six récepteurs (hydrophones) sont distribués sur la ligne. Les temps d'arrivée des signaux de différents émetteurs permettent de reconstruire la position des hydrophones par triangulation. Le système combiné permet d'obtenir une précision  $\sigma_{\text{positionnement}}$  inférieure à 10 cm. Le positionnement absolu du détecteur est fait par triangulation des balises acoustiques fixées aux pieds des lignes, depuis un bateau équipé d'un récepteur DGPS (Differential Global Positioning System).

L'étalonnage temporel des modules optiques se fait par des mesures avec des sources de lumière intenses et pulsées, appelées balises optiques. Ce sont des cylindres de verre contenant chacun une trentaine de diodes LED et qui sont disposées le long de chaque ligne (4 par ligne). Chaque balise optique peut illuminer simultanément plusieurs étages des lignes voisines. Toute impulsion est datée par l'horloge locale, qui est synchronisée sur une horloge de référence, laquelle est distribuée par la station de contrôle et référencée par rapport au Temps Universel grâce à un récepteur GPS (Global Positioning System). En mesurant le temps de propagation du signal entre la station côtière et chaque LCM, on peut étalonner les phases relatives de toutes les horloges locales, avec une précision  $\sigma_{\text{étalonnage}}$  inférieure à 0.5 ns. De plus, la résolution temporelle intrinsèque de chaque photomultiplicateur est contrôlée grâce à une diode LED pulsée, positionnée dans la sphère de verre du module optique.

### 3.2.5 **Projet à terme: 1 km<sup>2</sup>**

Après une première phase terminée de R&D (qui comprenait l'évaluation des sites et l'étude du déploiement, de la connexion et du positionnement d'une ligne prototype), puis une deuxième phase en cours, qui correspond à la production d'un télescope de première génération ( $\sim 1000$  photomultiplicateurs pour un détecteur de l'ordre de  $0.1 \text{ km}^2$ ), l'ambition de la collaboration Antares à plus long terme est de construire et exploiter un télescope de deuxième génération ( $\sim 10\,000$  photomultiplicateurs pour un détecteur de l'ordre du  $\text{km}^2$ ).



# Chapitre 4

## L'électronique de lecture

La collaboration Antares a opté pour une électronique embarquée, dédiée au traitement des signaux des photomultiplicateurs. Cette électronique de lecture est chargée de mémoriser les données et de les numériser avant de les transmettre au système d'acquisition, lorsque les événements sont sélectionnés. De manière à réduire le flot de données, il a été décidé de ne transmettre que les deux mesures essentielles, à savoir le temps et la charge des signaux simples des photomultiplicateurs (PM). Néanmoins, dans le cas de signaux complexes (par exemple un empilement d'impulsions rapprochées), seule la forme d'onde peut nous permettre de remonter aux temps et amplitudes de toutes les impulsions. Dans ces cas rares, il est donc nécessaire d'échantillonner et de numériser toute la forme d'onde.

Afin d'optimiser la fiabilité du détecteur, la collaboration Antares, a développé un circuit intégré spécifique, chargé d'exécuter toutes ces fonctions: l'ARS<sup>1</sup> [113]. L'ARS joue donc un rôle clef dans les performances du détecteur, nous devons étudier son comportement sur des événements physiques pour juger de l'efficacité du traitement des signaux.

L'électronique de lecture comprend également le système de déclenchement (voir chapitre 3.2.3), qui est relié à chaque ARS, et qui sélectionne les événements à transmettre à la côte.

### 4.1 Présentation de l'ARS

L'ARS a été conçu pour répondre aux besoins du détecteur Antares, en tant que premier étage de l'électronique en sortie du photomultiplicateur [113]. Son rôle est de fournir la charge et le temps des signaux simples (SPE<sup>2</sup>), de faire la discrimination entre impulsions simples et impulsions complexes et d'échantillonner les formes d'onde (WF<sup>3</sup>). Les données sont ensuite transférées dans une mémoire tampon (pipeline) en quelques centaines de nanosecondes. De manière à réduire le temps mort dû à cette phase d'écriture, chaque PM est relié à deux ARS: lorsque l'un est en écriture, le second peut traiter

---

1. Analogue Ring Sampler  
2. Single Photo-Electron  
3. WaveForm

l'impulsion suivante. Quand les données sont sélectionnées par le système de déclenchement, l'ARS effectue leur numérisation avant de les transmettre au système d'acquisition (DAQ), qui les enverra à la station terrestre.

La figure 4.1 présente la structure générale du traitement des signaux: le signal de sortie du photomultiplicateur est envoyé en parallèle à l'intégrateur, au discriminateur SPE/WF (PSD)<sup>4</sup>, à l'échantillonneur et au comparateur qui réalise le déclenchement de niveau 0 ( $L0$ )<sup>5</sup>. Une base de temps réalisée par une horloge de référence est à la fois échantillonnée et fournie au convertisseur temps tension (TVC) ainsi qu'à l'étiquetage en temps (Time Stamp). La mesure du temps de l'impulsion se fait en comptant le nombre de période de l'horloge (Time Stamp) et en mesurant le temps d'arrivée de l'impulsion, à l'intérieur de la période courante, par le convertisseur temps-tension.

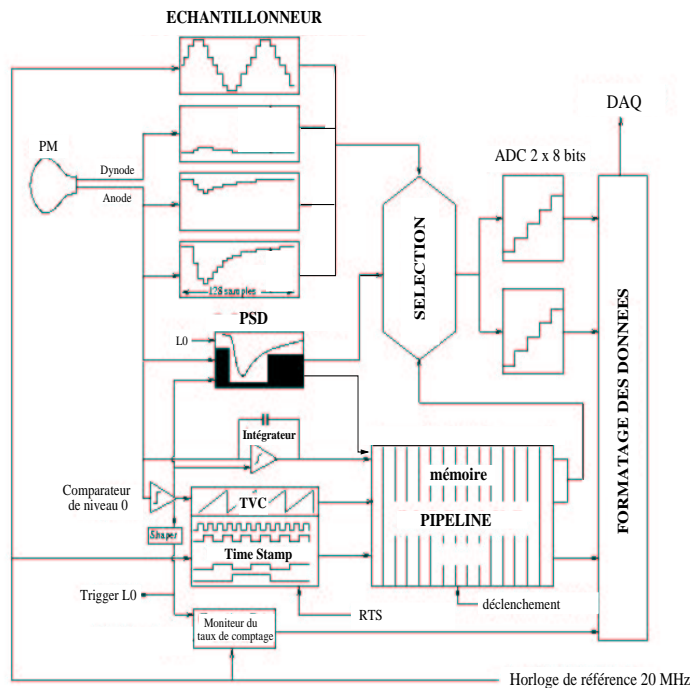


FIG. 4.1 – Description générale du traitement des signaux.

Dès qu'une impulsion passe le seuil de déclenchement du comparateur, pendant qu'elle est échantillonnée et intégrée, le PSD analyse sa forme et le temps de passage du seuil est mesuré et enregistré. A la fin de la fenêtre d'intégration, le PSD retourne un résultat binaire indiquant si l'impulsion est du type WF ou SPE. Dans les deux cas, cette information est inscrite dans une cellule mémoire du pipeline avec la charge et le temps de l'impulsion. En outre, si une impulsion est du type WF, son échantillonnage se poursuit sur une profondeur de 128 cellules afin d'être mémorisé<sup>6</sup>.

4. Pulse Shape Discriminator

5. Le signal  $L0$  est ensuite envoyé au système de déclenchement

6. L'échantillonnage reste indisponible pendant tout le temps qu'une impulsion WF réside dans le pipeline

L'ARS est relié au photomultiplicateur par un couplage capacitif, ce qui induit une variation de la ligne de base du signal en fonction du taux de comptage du PM. Afin de s'en affranchir, le comparateur prend comme référence cette ligne de base, qui est mesurée grâce à un filtre passe-bas.

Lorsqu'un événement est validé par le système de déclenchement, les données sont numérisées par 2 ADC 8 bits, avant d'être envoyées au système d'acquisition (DAQ). Compte tenu des contraintes techniques, les spécifications requéraient 7 bits effectifs. Les tests récents ont mis en évidence une imperfection des ADC qui rend le septième bit inutilisable, et en réalité les ADC ne possèdent que 6 bits effectifs.

L'ARS doit être adapté aux caractéristiques des photomultiplicateurs. Au moment de la conception de la carte, le choix du photomultiplicateur n'avait pas encore été fait, c'est pourquoi l'ARS comprend un grand nombre de paramètres réglables, possédant une large gamme.

### 4.1.1 Discrimination SPE-WF

Le discriminateur (PSD) retourne l'information binaire qui différencie les impulsions simples des impulsions complexes, pour lesquelles les informations de charge et de temps sont insuffisantes. La discrimination commence à partir du passage du seuil L0 et dure jusqu'à la fin de l'intégration de l'impulsion.

Le PSD comprend trois critères, représentés schématiquement sur la figure 4.2. Le premier concerne l'amplitude de l'impulsion, qui est comparée à un seuil  $V_{WF}$ . Le second concerne la largeur de l'impulsion au-dessus du seuil L0 ( $TOT^7$ ), comparée à un seuil  $TOT_{WF}$ . Le troisième concerne la multiplicité des impulsions (si une autre impulsion repasse le seuil) à l'intérieur de la fenêtre en temps du PSD, c'est à dire pendant l'intégration<sup>8</sup>.

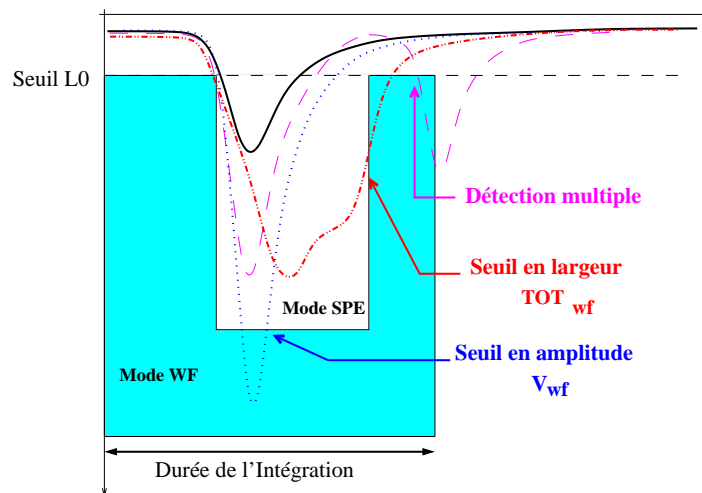


FIG. 4.2 – Critères du PSD.

7. Time over Threshold

8. Les paramètres du PSD et de l'intégration peuvent être réglés indépendamment, mais il est logique de calquer la discrimination sur l'intégration de l'impulsion.

Il existe dans l'ARS un critère WF supplémentaire. Il s'agit d'événements ayant une forme d'onde qui dépasse la profondeur d'échantillonnage. Dans un tel cas, qui est rare, la suite de la forme d'onde continue à être échantillonnée par l'autre circuit ARS.

## 4.1.2 Mode SPE

### 4.1.2.1 Intégrateur

La mesure de la charge est faite par parties grâce à trois condensateurs commutés effectuant des cycles de période  $T_c$  (voir figure 4.3). A chaque cycle, l'un des condensateurs intègre le signal d'anode (I), un autre garde en mémoire la charge du cycle précédent (M) et le dernier est effacé pour un nouveau cycle. Dès que le seuil  $L0$  est franchi, la fenêtre d'intégration est augmentée jusqu'à la valeur  $T_g$ . La sommation est effectuée sur les deux condensateurs qui sont en phase d'intégration I et de mémorisation M.

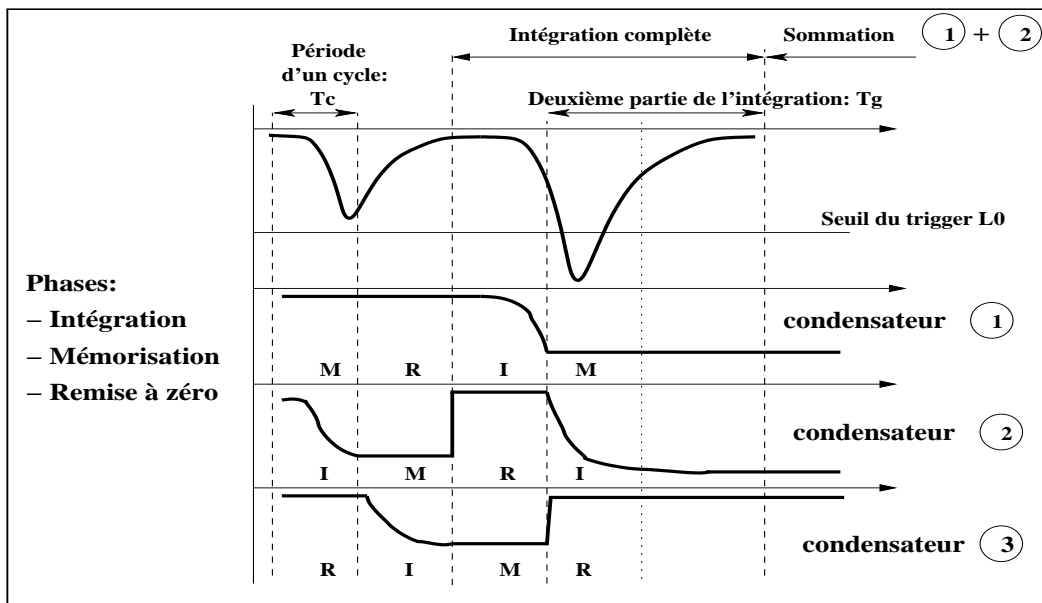


FIG. 4.3 – Principe de l'intégration par partie.

La période des cycles,  $T_c$ , doit être réglée de façon à être toujours supérieure au temps de montée de l'impulsion (de l'ordre de 5 ns entre 10 et 90 % du maximum). La largeur de la deuxième partie de l'intégration doit être réglée de façon à englober toute la fin de l'impulsion (de l'ordre de 8 ns entre 10 et 90 % du maximum). Avec ces deux réglages, la durée complète de l'intégration englobe toujours les impulsions bien que le passage du seuil  $L0$  soit asynchrone par rapport aux cycles.

Avant d'être envoyée au système d'acquisition, la charge est numérisée par l'un des ADC. Afin d'obtenir une bonne précision sur le spectre à 1 photoélectron, la valeur moyenne du SPE devrait être codée sur 3-4 bits. Ceci conduit à une valeur de saturation de l'ADC (6 bits effectifs), pour la mesure de la charge, équivalente à 4-8 photoélectrons.

### 4.1.2.2 TVC et Time Stamp

La conversion temps tension (TVC) a pour but de fournir l'information de l'instant de passage du seuil L0, à l'intérieur d'une période l'horloge de référence. Cette information est complétée par l'étiquetage en temps (Time Stamp) qui est le résultat du comptage des périodes de l'horloge.

Le principe de fonctionnement du convertisseur temps tension repose sur un générateur de rampes fournissant une tension proportionnelle à la phase de l'horloge de référence [113], voir figure 4.4. L'étiquetage en temps est mesuré au moyen d'un compteur

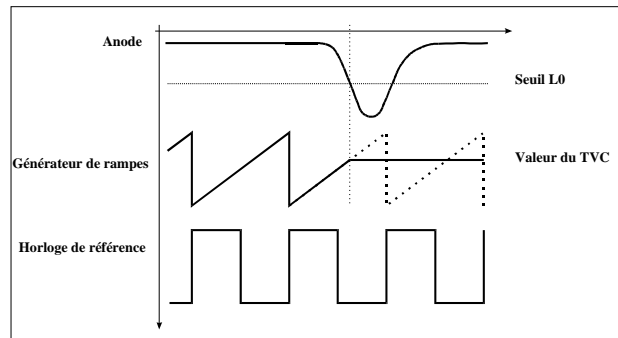


FIG. 4.4 – Principe du convertisseur temps tension.

binaire cadencé par l'horloge de référence. La valeur du compteur est figée en même temps que le TVC au moment du passage du seuil L0. Les deux valeurs sont ensuite associées pour avoir l'information complète du temps.

### 4.1.2.3 Mémoire pipeline

Le but de la mémoire pipeline est de mettre en attente les événements pendant l'élaboration et le retour d'un signal du système de déclenchement. Le pipeline permet de libérer en quelques centaines de nanosecondes ( $\sim 250$  ns), l'intégrateur, le TVC et l'étiquetage en temps dès lors que leurs valeurs y ont été écrites.

La mémoire pipeline est formé de 16 cellules qui peuvent contenir chacune les valeurs de charge et de temps (TVC+Time Stamp) d'une impulsion ainsi qu'un bit indiquant s'il s'agit d'un événement de type WF et un bit indiquant si l'échantillonneur contient bien la forme d'onde de l'événement considéré.

Le pipeline possède une fonction de gestion des écritures pour accéder aux cellules vides, une gestion des retours de déclenchement et une gestion de la lecture des cellules validées. Sa structure est en anneau, ce qui permet aux pointeurs d'écriture et de lecture de passer par toutes les cellules et de revenir à la première.

### 4.1.3 Mode WF

Lorsque le signal diffère de celui du SPE, ce qui est le cas notamment quand il est constitué d'un empilement d'impulsions décalées dans le temps, la forme d'onde est nécessaire pour déterminer les temps et les charges de chacune des impulsions qui le constituent. L'échantillonnage rapide a pour but de fournir cette forme d'onde avec la meilleure précision possible, en particulier en temps.

L'échantillonnage est réalisé par 128 cellules de suiveur-bloqueur. Chaque cellule a une phase de suiveur pendant laquelle son condensateur interne de stockage est connecté au signal d'entrée par un interrupteur (switch CMOS). L'instant d'échantillonnage est défini par l'ouverture de l'interrupteur, qui déconnecte le condensateur et place la cellule en phase de mémorisation. L'échantillonnage en continu est obtenu en propageant l'ordre d'ouverture de l'interrupteur, d'une cellule à l'autre en un temps défini constant et en rebouclant la dernière cellule sur la première, formant ainsi un anneau. La fréquence d'échantillonnage peut être réglée entre 300 MHz et 1 GHz, produisant des formes d'onde dont la profondeur varie entre 427 ns et 128 ns.

La valeur de chaque cellule est ensuite numérisée par l'un des ADC. Le calibre de l'ADC sera réglé de manière à ce que l'amplitude d'un SPE soit codée sur 3 ou 4 bits, afin d'obtenir une précision suffisante. L'échantillonnage du signal de sortie du photomultiplicateur est donc limitée à des amplitudes d'environ 4-8 photoélectrons. C'est pourquoi l'échantillonnage est fait en parallèle sur le signal d'anode divisé d'un facteur 5 et sur le signal de la dynode 12 (située 2 étages d'amplification avant l'anode, ce qui correspond à un facteur de division d'environ 16).

Pour la dynode 12, l'ADC sera réglé de manière à augmenter la gamme dynamique jusqu'à des valeurs de quelques milliers de photoélectrons. La valeur exacte n'a pas encore été mesurée mais un rapide calcul, prenant en compte la tension maximale délivrée par la base des photomultiplicateurs,  $V_{max} = 5$  V, la valeur de l'amplitude du SPE  $V_{SPE} \sim 50$  mV et le facteur d'amplification entre la dynode 12 et l'anode, indique une saturation aux environs de  $V_{max}/V_{SPE} \times 16 \sim 1600$  fois l'amplitude d'un SPE. Cela correspond à des intensités lumineuses supérieures à 1000 photoélectrons, compte tenu de la non-linéarité du gain des PM pour les grandes intensités (voir figure A.3). Cette non-linéarité, une fois corrigée, entraîne une erreur de mesure sur l'intensité d'environ 20% à 1000 photoélectrons [114]. Nous verrons plus loin les effets de cette saturation sur les performances du détecteur lorsqu'il reçoit de grandes impulsions, c'est à dire essentiellement pour des muons de haute énergie et pour des monopôles magnétiques.

Quand le comparateur et le PSD ont détecté une impulsion en mode WF, l'échantillonneur reçoit une commande d'arrêt d'effacement. Les 128 cellules gardent alors en mémoire leur échantillon de la forme d'onde, jusqu'à ce que l'événement soit sélectionné ou que les cellules soient libérées<sup>9</sup> pour un nouvel échantillonnage. Lorsque l'événement est sélectionné, chaque cellule est lue dans l'ordre d'arrivée des échantillons et numérisée. Ces données sont ajoutées à celles de la charge et du temps de passage du seuil qui sont envoyées sur la côte. Dans le cas d'une impulsion de grande amplitude les deux formes d'onde de l'anode et de la dernière dynode sont transmises. Un événement en mode WF<sup>10</sup>

9. après le temps maximum d'attente de sélection

10.  $\sim 2000$  bits par échantillonnage

produit ainsi une quantité de données quarante fois plus importante qu'en mode SPE<sup>11</sup>: le taux de WF a donc un très fort impact sur le flot de données.

## 4.2 Simulation de l'ARS et optimisation des paramètres

Le traitement des impulsions de photomultiplicateur par l'ARS donne l'ensemble des mesures nécessaires à la détection des particules. Il est donc important d'étudier les réponses qu'il fournit afin de pouvoir simuler le fonctionnement du détecteur et ses véritables performances. Afin de tenir compte des fluctuations de gain et de formes des impulsions, nous avons décidé d'utiliser un échantillon de signaux de photomultiplicateur. Ces signaux sont numérisés par un oscilloscope. Nous avons créé un programme simulant le comportement de l'ARS dans ses principales fonctions: la mesure du temps de passage du seuil  $LO$ , l'intégration de la charge, la discrimination SPE/WF et les temps morts d'écriture pipeline et de numérisation de l'échantillonnage. Cette simulation a pour but :

- de tester ces fonctions sur des impulsions de photomultiplicateur,
- d'optimiser les paramètres réglables qui leur sont associés (seuil de déclenchement  $LO$ , temps d'intégration, paramètres de la discrimination SPE/WF ...),
- de mesurer le taux de WF dans les conditions de l'expérience,
- d'estimer les précisions en charge et en temps,
- de mesurer les effets de l'électronique sur les performances du détecteur.

La figure 4.5 présente schématiquement la procédure suivie pour l'acquisition des impulsions et la simulation de l'ARS.

### 4.2.1 Montage expérimental d'acquisition des impulsions de photomultiplicateur

L'acquisition et la numérisation des signaux de photomultiplicateur ont été faites au moyen d'un oscilloscope. Le photomultiplicateur était placé dans une chambre noire à l'intérieur d'une boîte noire et protégé du champ magnétique terrestre par une cage à haute permittivité magnétique. Il était éclairé par une LED reliée à une alimentation stabilisée. L'alimentation était réglée de manière à reproduire les conditions de bruit optique sous-marin, soit un taux de comptage d'environ  $\sim 60$  kHz. L'acquisition était déclenchée par un seuil le plus bas possible (seuil  $\sim 4$  mV, SPE  $\sim 50 - 100$  mV). Le photomultiplicateur utilisé est un PM Hamamatsu 10 pouces identique à ceux utilisés pour le détecteur Antares. Nous présentons également quelques résultats significatifs pour un module optique, c'est à dire pour un photomultiplicateur entourée de la sphère en verre, dans laquelle apparaissent des désintégrations radioactives émettrices de lumière. Au moment de la prise de données, aucun module optique contenant un PM 10 pouces n'était disponible, et nous avons utilisé un ancien module optique (MO) avec un PM Hamamatsu 8 pouces. Soulignons également qu'un seul photomultiplicateur Hamamatsu 10 pouces a été étudié

---

11. 48 bits

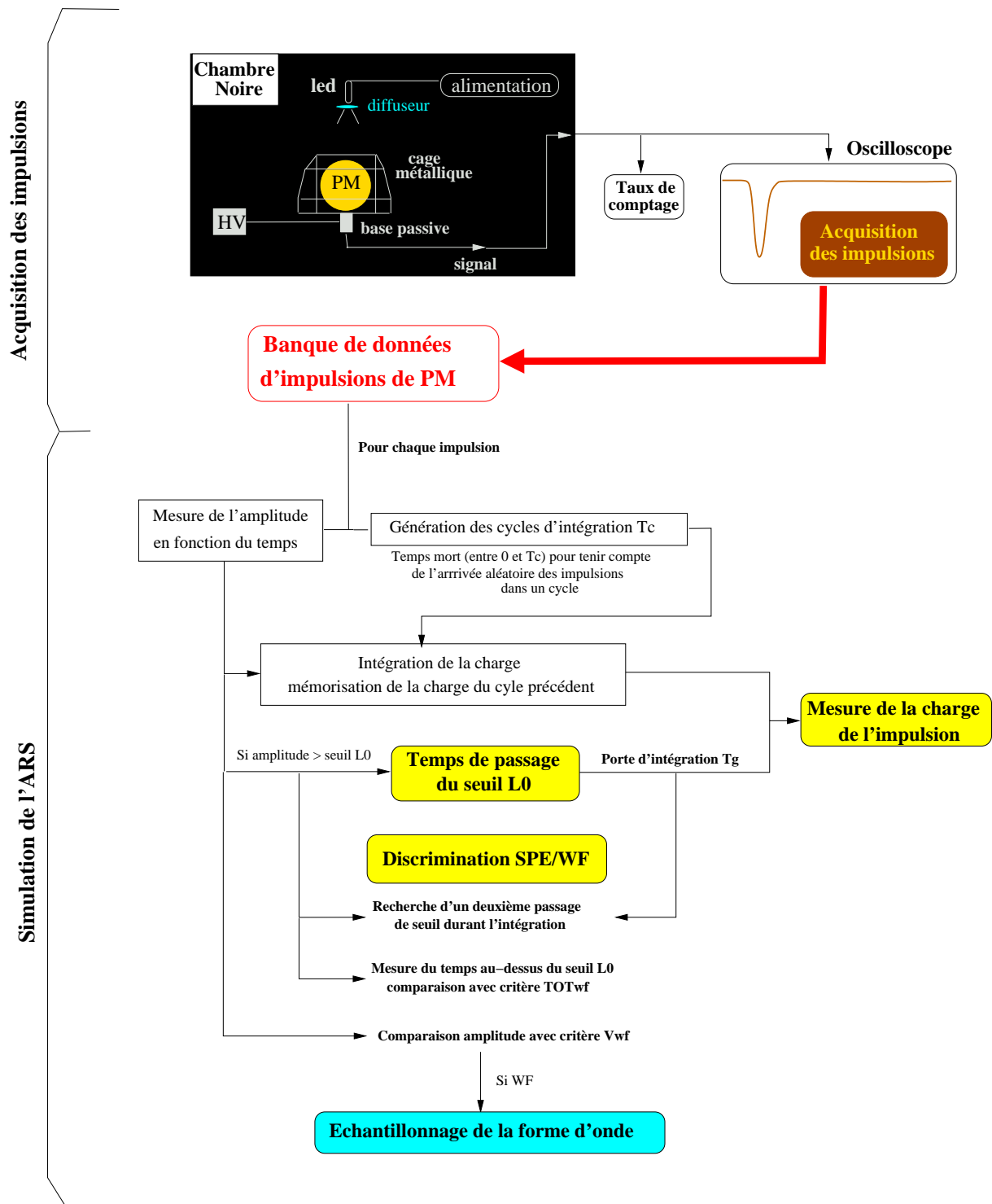


FIG. 4.5 – Description de la procédure d'acquisition des impulsions de photomultiplicateur et de simulation de l'ARS.



et que la base des PM (8 et 10 pouces), chargée de répartir la tension dans les différents étages d'amplification, n'est pas la base choisie pour le détecteur final.

### 4.2.2 Seuil du comparateur $L0$

L'amplitude du SPE est proportionnelle au gain du PM. La charge obtenue en sortie  $Q = G \times e = G \times 1.6 \cdot 10^{-19}$  C vaut  $Q = \int Idt = \frac{1}{R} \int Udt$ , lorsque le signal arrive sur une impédance  $R$ . L'impédance de l'oscilloscope vaut 50 ohms, celle de l'ARS est de 25 ohms. En considérant une forme d'impulsion triangulaire d'amplitude  $V$  et de largeur à mi hauteur mesurée à environ 8 ns (figure 3.8), on obtient pour l'oscilloscope:  $V(\text{Volts}) \simeq G \times 10^{-9}$ , soit  $\simeq 50$  mV à  $G = 5 \cdot 10^7$ . Compte tenu du facteur 2 entre l'impédance de l'ARS et celle de l'oscilloscope l'amplitude vue par l'ARS est deux fois plus petite que celle enregistrée par l'oscilloscope. Cette atténuation est compensée par une diminution de la largeur des impulsions lorsqu'on utilise la base active, avec laquelle la largeur à mi-hauteur passe de 8 ns à 5 ns. Les mesures préliminaires de l'amplitude moyenne du SPE vue par l'ARS, à un gain  $G = 5 \cdot 10^7$ , indiquent une valeur de l'ordre de 50 mV [115].

La figure 4.6 montre le spectre en amplitude normalisée des signaux de l'acquisition, où l'on a représenté la valeur la plus probable du SPE ainsi que les valeurs à 1/4 et 1/3 de photoélectron.

On perd environ 2.7% des impulsions en montant le seuil de 1/4 à 1/3 PE. En descendant

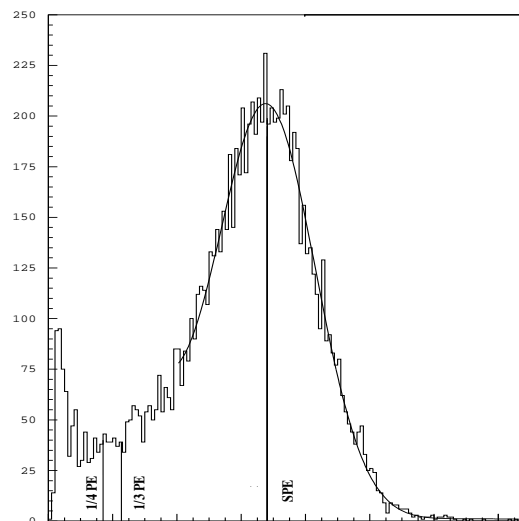


FIG. 4.6 – Spectre en amplitude normalisée pour le PM Hamamatsu 10''.

davantage le seuil on commence à déclencher dans le bruit du PM et l'on augmente les fluctuations de forme des signaux et les mesures de l'ARS. Le seuil à 1/4 de PE a donc été retenu pour le déclenchement  $L0$ .

### 4.2.3 Temps d'intégration: porte d'intégration $T_g$ et période du cycle $T_c$

Afin d'estimer la valeur de la porte d'intégration, nous avons calculé le rapport  $q$  de la charge partiellement mesurée par l'ARS sur la charge totale, ainsi que l'écart type de ce rapport: on en déduit la dégradation de la résolution en charge. La charge totale est mesurée sur une porte d'intégration constante de 100 nanosecondes qui démarre environ 30 nanosecondes avant le passage du seuil.

Le temps de montée des impulsions est de l'ordre de 4.5 ns (figure 4.7), il est totalement compris dans un cycle d'intégration  $T_c$  de 6 ou 8 ns. La deuxième partie de l'intégration commence avant le passage du seuil de déclenchement  $LO$  et sa durée est ensuite augmentée jusqu'à la valeur  $T_g$  de la porte d'intégration (figure 4.3). Le seuil est franchi aléatoirement durant le cycle  $T_c$  d'intégration et, en moyenne, la porte d'intégration  $T_g$  démarre  $(T_c/2)$  ns avant le passage du seuil et se termine  $T_g - (T_c/2)$  ns après celui-ci. Ainsi pour une valeur de  $T_g$  fixée, plus la période du cycle d'intégration  $T_c$  est grande, plus la deuxième partie de l'intégration finit tôt, manquant la fin de l'impulsion.

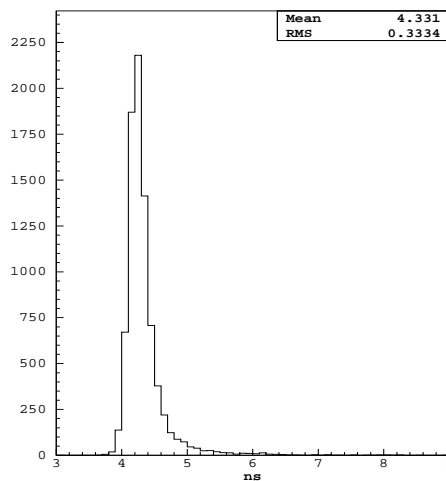


FIG. 4.7 – Temps de montée des impulsions du PM entre 10% et 90% du maximum.

Pour terminer l'intégration au même temps (en moyenne), par rapport au temps de passage du seuil, il faut donc augmenter la porte  $T_g$  si l'on augmente la période  $T_c$ . La table 4.1 montre l'évolution de la mesure de la charge en fonction de la période du cycle  $T_c$ . La valeur de la porte d'intégration  $T_g$  est réglée de manière à ce que l'intégration se termine au même point en moyenne.

On constate que les valeurs sont identiques, aux fluctuations statistiques près. Cela vient du fait que le temps de montée de l'impulsion est inférieur au cycle d'intégration  $T_c$ . La valeur du réglage minimum pour la durée du cycle d'intégration a été mesurée à environ 7 ns [116]. Afin de s'assurer une légère marge, nous avons choisi de fixer la valeur de  $T_c$  à 8 ns.

La figure 4.8 montre l'efficacité de la mesure de la charge pour différentes durées de la porte d'intégration  $T_g$ .

Durées de l'intégration (en ns)				
	Tc=6, Tg=24	Tc=8, Tg=25	Tc=12, Tg=27	Tc=16, Tg=29
<b>q</b>	0.92	0.93	0.93	0.93
<b>RMS</b>	$3.3 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$4.0 \cdot 10^{-2}$	$3.6 \cdot 10^{-2}$

TAB. 4.1 – Rapport de la charge mesurée par l'ARS sur la charge totale en fonction des temps d'intégration.

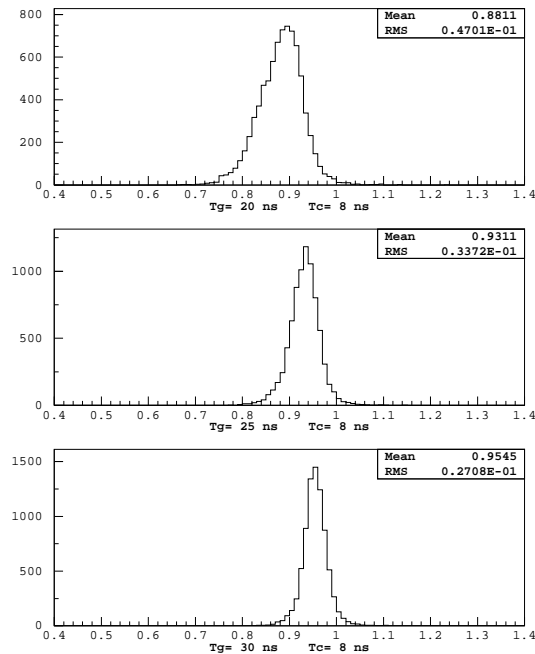


FIG. 4.8 – Rapport de la charge mesurée par l'ARS sur la charge totale de l'impulsion en fonction de la porte d'intégration Tg. La valeur du cycle d'intégration est ici de 8 ns. Les valeurs supérieures à 1 reflète la présence de bruit électronique.

On cherche à optimiser la largeur de la porte d'intégration de manière à mesurer correctement la charge tout en minimisant les chances d'avoir une seconde impulsion durant cette intégration.

La faible valeur du RMS (inférieure à 4% à partir de 25 ns d'intégration) est à comparer aux fortes fluctuations de gain du PM (RMS  $\simeq$  30%). La valeur de 25 ns pour la porte d'intégration est satisfaisante, l'erreur sur la charge sera essentiellement due aux fluctuations du photomultiplicateur.

La table 4.2 résume les résultats précédents.

La table 4.3 montre l'influence du gain sur la mesure de la charge. La largeur des impulsions ne dépend pas du gain, l'intégration non plus.

**Porte d'intégration  $T_g$  (en ns)**

	15	20	25	30	35	40
<b>q</b>	0.77	0.88	0.93	0.95	0.97	0.98
<b>RMS</b>	$8.1 \cdot 10^{-2}$	$4.7 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$2.7 \cdot 10^{-2}$	$2.3 \cdot 10^{-2}$	$1.9 \cdot 10^{-2}$

TAB. 4.2 – Rapport de la charge mesurée par l'ARS sur la charge totale en fonction de la porte d'intégration  $T_g$ . La période du cycle d'intégration vaut 8 ns.**Gain**

	$5.1 \cdot 10^7$	$7.9 \cdot 10^7$	$9.5 \cdot 10^7$	$1.9 \cdot 10^8$
<b>q</b>	0.93	0.93	0.93	0.93
<b>RMS</b>	$3.3 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$3.5 \cdot 10^{-2}$

TAB. 4.3 – Rapport  $q$  de la charge mesurée par l'ARS sur la charge totale en fonction du Gain.  $T_g = 25$  ns,  $T_c = 8$  ns.

#### 4.2.4 Taux de WF

La discrimination SPE/WF se fait selon 3 critères. Un critère en amplitude (paramètre  $V_{WF}$ ), un critère en largeur mesuré par le temps au-dessus du seuil  $LO$  (paramètre  $TOT_{WF}$ ) et un critère de multiplicité. Les critères de largeur et de multiplicité permettent de discriminer les impulsions simples des impulsions multiples rapprochées.

##### 4.2.4.1 Temps au-dessus du seuil (TOT)

La figure 4.9 montre la distribution du temps au-dessus du seuil des impulsions de l'acquisition. La distribution du TOT pour un seuil de 1/3 PE est identique, mais la moyenne vaut environ 2 ns de moins.

L'analyse détaillée de la forme des impulsions nous a conduit à prendre la valeur de 20 ns pour le critère en largeur du PSD. Cette valeur résulte d'un compromis basé sur la contrainte de minimisation du flot de données et sur la résolution des doubles impulsions qui vaut environ 10 ns (voir paragraphe 4.4.2). Avec un critère  $TOT_{WF}$  de 20 ns, on minimise le nombre d'événements simples pris comme des impulsions complexes ( $\lesssim 0.14\%$  des impulsions SPE) et on traite la plupart des doubles impulsions séparées de plus de 8 ns, en mode waveform ( $\simeq 40\%$  quand elles sont séparées de 5 ns,  $\simeq 70\%$  pour 8 ns,  $\simeq 75\%$  pour 10 ns).

Dans cette analyse nous avons rencontré certains "faux doubles" (présentant 2 pics) avec une charge qui semble être celle d'un simple SPE, pour environ 0.7% des échantillons.

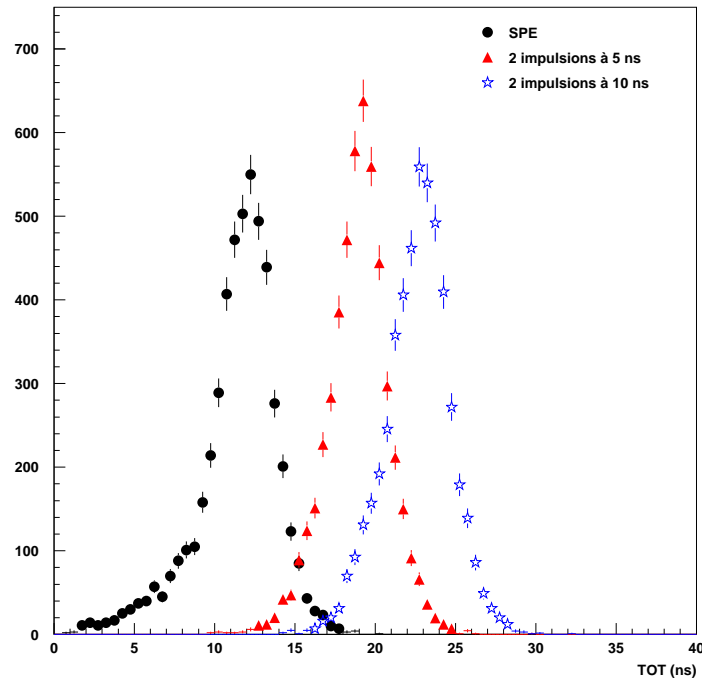


FIG. 4.9 – Temps au-dessus du seuil à  $1/4$  PE.

La distribution de la différence temporelle entre les pics indique qu'ils sont corrélés. La figure 4.10 montre cette distribution ainsi que le spectre en charge de ces "faux doubles". Sur la distribution temporelle on distingue deux populations: l'une avec un écart entre les pics d'environ 10 ns l'autre avec un écart d'environ 30 ns. Ces deux populations s'ajoutent au fond continu de doubles impulsions aléatoires.

La seconde population est constituée des impulsions retardées ("after-pulses") du photomultiplicateur. Elle ne déclenchera pas le mode waveform et les deux impulsions seront traitées comme deux SPE par les deux ARS. Les impulsions retardées sont générées par des particules (photons ou ions positifs) qui peuvent être produites à l'intérieur du PM par les électrons de la véritable impulsion (voir Annexe A).

Pour la première population, l'ARS ne verra qu'une seule impulsion. Seuls les "faux doubles" séparés par moins de 20 ns ( première population) sont représentés sur le spectre en charge, qui semble être celui d'un SPE. Il semble donc que la charge sorte parfois en deux paquets, élargissant l'impulsion (voir Figure 4.11).

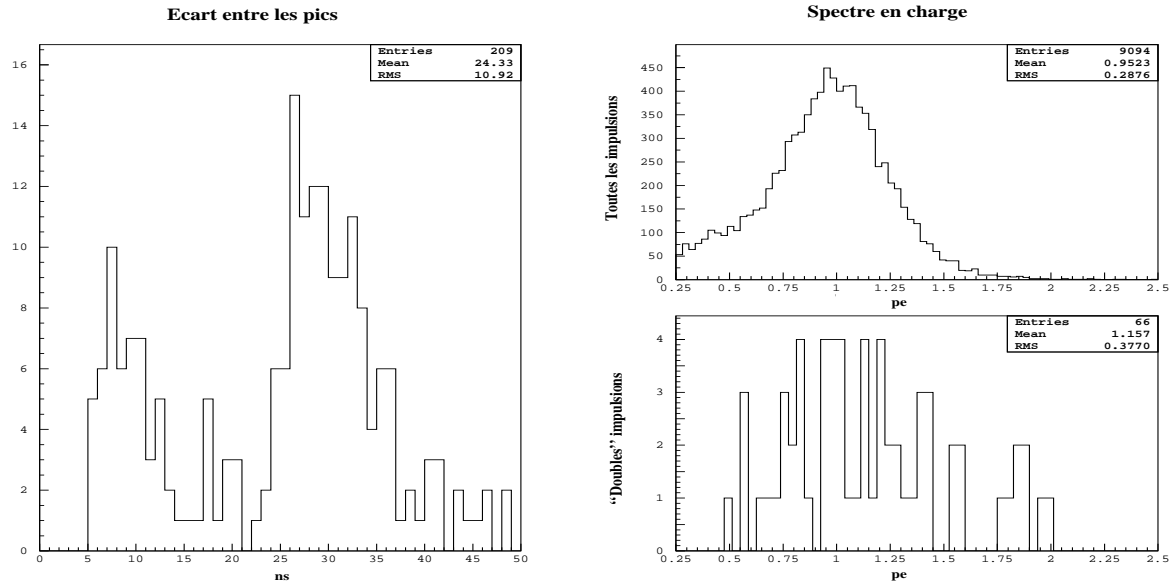


FIG. 4.10 – Différence temporelle entre les pics des doubles impulsions rencontrées et spectre en charge (en PE) pour les “faux doubles”. Sur la distribution temporelle, on distingue deux populations, qui s’ajoutent aux doubles aléatoires. Seules les doubles impulsions séparées par moins de 20 ns sont représentées sur le spectre en charge (en bas), qui est comparé au spectre typique SPE (en haut).

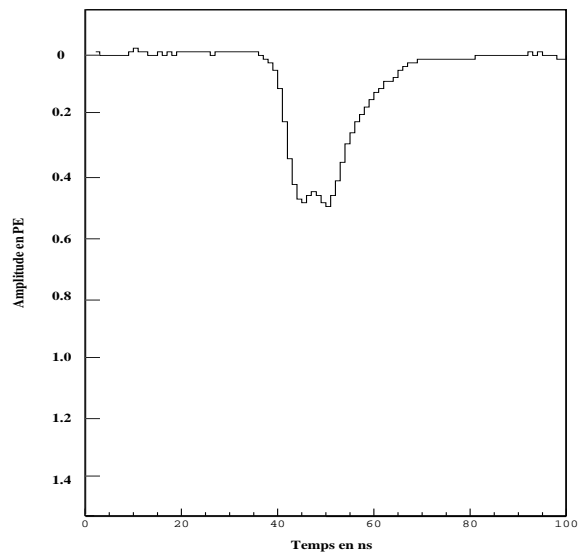


FIG. 4.11 – Forme d’un “faux double”.

#### 4.2.4.2 Résultats

Les figures et tables qui suivent montrent les taux de WF calculés par la simulation du PSD pour le PM nu ainsi que pour un module optique contenant un PM 8 pouces, dans différentes conditions et pour différents paramètres.

La table 4.4 donne la proportion d'événements qui seront vus comme WF selon la valeur du  $TOT_{WF}$ . On constate que pour le Module Optique les impulsions sont plus larges et le taux de WF plus élevé.

$TOT_{WF}$ (en ns)	Taux de Wave-Form	
	PM	MO
15	$5.3 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^{-1}$
16	$3.0 \cdot 10^{-2}$	$9.1 \cdot 10^{-2}$
17	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$4.8 \cdot 10^{-2}$
18	$9.5 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{-2}$
19	$4.8 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$
20	$2.8 \cdot 10^{-3}$	$8.4 \cdot 10^{-3}$
21	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$4.4 \cdot 10^{-3}$
22	$9.3 \cdot 10^{-4}$	$3.6 \cdot 10^{-3}$

TAB. 4.4 – Taux de Wave-Form en fonction du critère de largeur au-dessus du seuil  $TOT_{WF}$ . Le seuil est à 1/4 SPE, le taux de comptage est de 60 kHz. On obtient sensiblement les mêmes résultats avec un seuil à 1/3 SPE en enlevant 2 ns à  $TOT_{WF}$ .

Il a fallu faire un compromis entre le taux de WF et la résolution pour les doubles impulsions. Le seuil  $TOT_{WF}$  a été pris à 20 ns pour le PM et 21 ns pour le MO.

La table 4.5 donne la proportion de WF due au critère des multi-impulsions en fonction de la taille de la porte d'intégration (Tg), qui est la durée de la discrimination. Les différences entre le PM et le MO sont compatibles avec les fluctuations statistiques.

Durée de la porte d'intégration	Taux de Wave-Form	
	PM	MO
15 ns	$2.1 \cdot 10^{-4}$	$5.6 \cdot 10^{-4}$
20 ns	$9.8 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-3}$
25 ns	$2.4 \cdot 10^{-3}$	$3.1 \cdot 10^{-3}$
30 ns	$5.3 \cdot 10^{-3}$	$6.7 \cdot 10^{-3}$
40 ns	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$
50 ns	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$

TAB. 4.5 – Taux d'impulsions multiples à l'intérieur de la porte d'intégration. Le taux de comptage est de 60 kHz.

Le taux d'événements WF déclenchés par le critère en amplitude est pratiquement négligeable pour le PM (de l'ordre de  $9 \cdot 10^{-4}$  pour un critère en amplitude  $V_{WF}$  de 2.5 photoélectrons), étant donné qu'il reçoit très peu de photons et que son taux de comptage de bruit d'obscurité est très faible ( $\sim 600$  Hz).

Le bruit d'obscurité est l'émission spontanée d'un signal de PM sans source lumineuse. Il provient essentiellement de désintégrations radioactives au sein d'un constituant mais peut également provenir de la détection d'un rayon cosmique. Le taux de comptage de bruit d'obscurité du MO ( $\sim 4$  kHz) est principalement dû à l'émission Tcherenkov de particules, dans la sphère en verre Benthos, provenant de désintégrations d'éléments radioactifs, tel le potassium  $^{40}\text{K}$ . Les événements de haute amplitude sont principalement causés par des désintégrations proches de la photocathode. Ils sont peu nombreux étant donné que le taux de bruit d'obscurité reste petit devant le taux de SPE.

Il faut noter que presque tous les événements WF déclenchés par le critère en amplitude le sont aussi par le critère en largeur. La table 4.6 montre le taux de WF en fonction du critère en amplitude  $V_{WF}$ .

$V_{WF}$ (en pe)	Taux de Wave-Form
2	$4.2 \cdot 10^{-3}$
2.5	$2.3 \cdot 10^{-3}$
3	$1.9 \cdot 10^{-3}$
3.5	$1.8 \cdot 10^{-3}$

TAB. 4.6 – Mesure pour le MO du taux de Wave-Form dont l'amplitude est supérieure au critère  $V_{WF}$  du PSD.

Finalement, la figure 4.12 montre les taux de Wave-Form en fonction du taux de comptage pour le PM et le MO. Les critères choisis sont résumés dans la table 4.7.

La valeur choisie pour  $T_g$  provient d'un compromis entre la qualité de mesure de la charge et la réduction du taux de WF (impulsions multiples). Le taux de WF pour le MO montre de grandes fluctuations (supérieures aux fluctuations statistiques). Néanmoins les valeurs sont comparables avec celles du photomultiplicateur nu.

Le taux de WF mesuré est en accord avec les prédictions et acceptable par rapport aux exigences du cahier des charges.

Paramètres	Valeurs choisies
Seuil $L_0$	1/4 SPE
Cycle d'intégration $T_c$	8 ns
Porte d'intégration $T_g$	25 ns
$V_{WF}$	2.5 SPE
$TOT_{WF}$	PM: 20 ns MO: 21 ns

TAB. 4.7 – Valeurs optimisées des principaux paramètres de l'ARS.



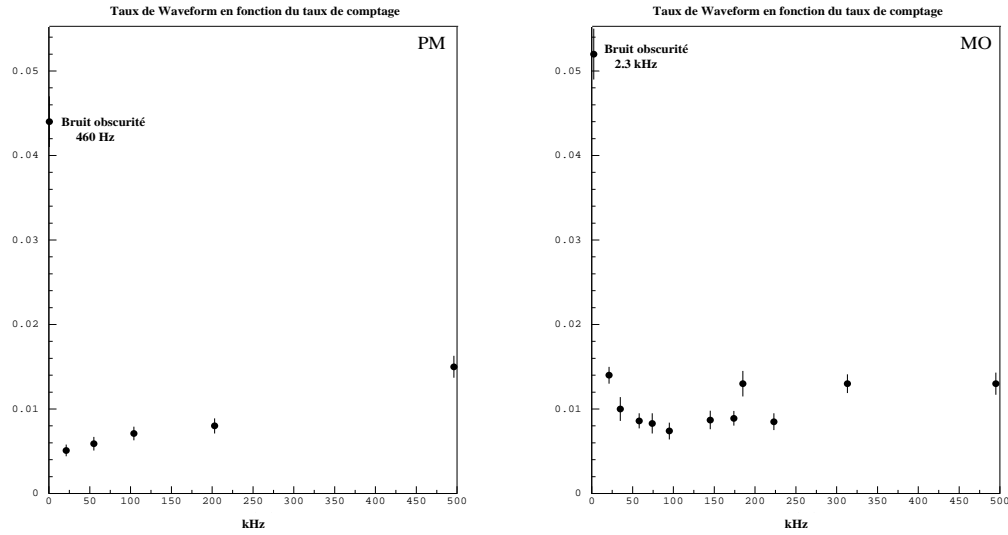


FIG. 4.12 – *Taux de Wave-Form en fonction du taux de comptage pour le photomultiplicateur nu et pour le module optique 8". Les barres d'erreur sont seulement statistiques.*

Le taux de WF ( $\sim 1\%$ ) ainsi que le taux de déclenchement (14 kHz par LCM, voir chapitre 3.2.3) mesurés dans les conditions de l'expérience conduisent à un flot de données de

$$f = (0.99 \times 48 \text{ bits} + 0.01 \times 2104 \text{ bits}) \times 14 \text{ kHz} \times 300 \text{ LCM} \sim 300 \text{ Mb/s.} \quad (4.1)$$

### 4.3 Effet du bruit électronique

Jusqu'à présent les signaux de photomultiplicateur ont été traités sans aucun bruit électronique. La forme des signaux dans l'environnement réel sera perturbée, d'une part par le bruit électronique intrinsèque de l'ARS, d'autre part par la proximité des autres cartes électroniques dans le LCM, sources externes potentielles de bruit.

La figure 4.13 montre la forme de quelques signaux de photomultiplicateur sur lesquels a été ajouté du bruit électronique aléatoire. Ce bruit a été échantillonné à une fréquence de 250 MHz, afin de simuler la bande passante de 125 MHz de l'ARS. L'amplitude du bruit peut ensuite être modifiée grâce à un facteur multiplicatif.

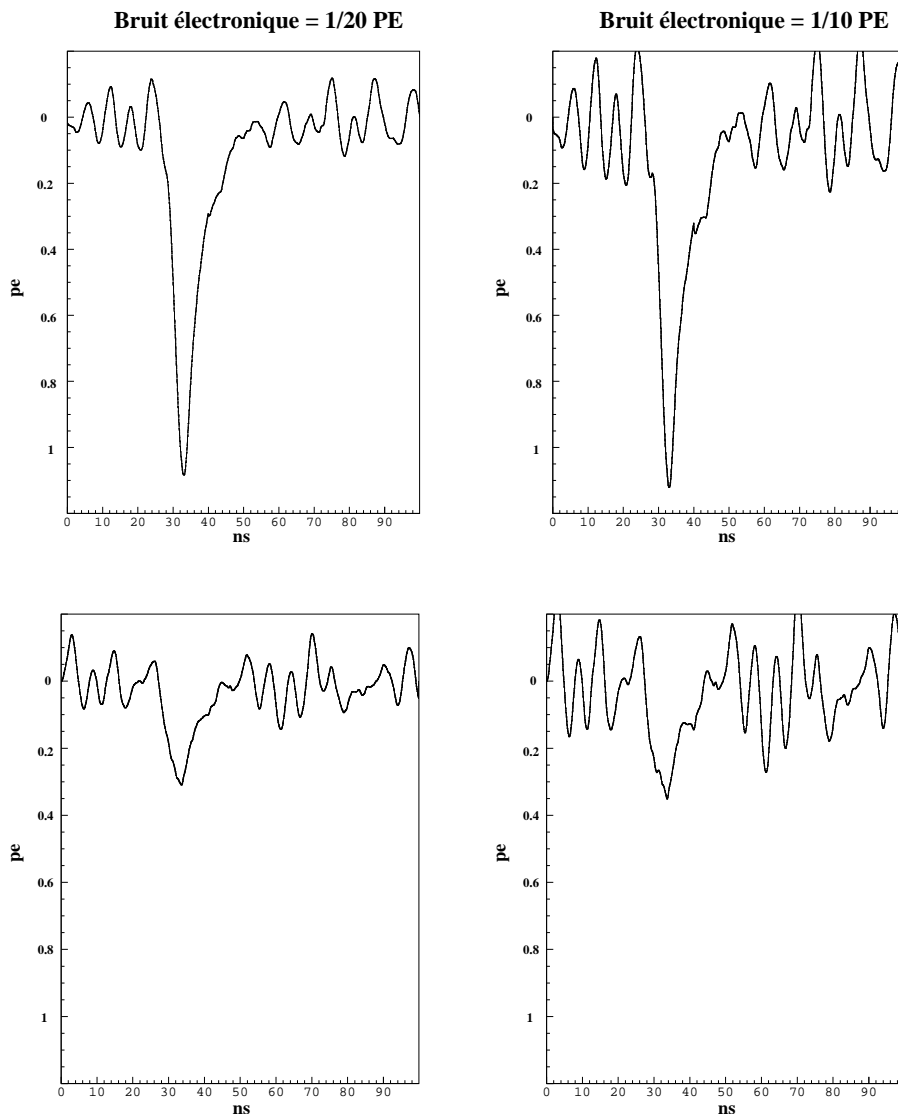


FIG. 4.13 – Formes d'impulsions de photomultiplicateur lorsqu'on y ajoute du bruit. L'amplitude du bruit (RMS) a été prise à 1/20 PE et 1/10 PE. Le bruit est fortement dégradant dans le cas des petites impulsions (en bas sur la figure).

On voit qu'une amplitude de bruit de 0.1 photoélectron (RMS) détériore considérablement la forme du signal, principalement pour les petites amplitudes. Le bruit électronique va donc altérer les mesures et rendre plus difficile la reconstruction des impulsions WF. Les premières mesures du bruit électronique [117] font état d'une amplitude de 3 mV rms, soit de l'ordre de  $1/15$  pe pour un gain de  $5 \cdot 10^7$ .

### 4.3.1 Passage du seuil $L0$

La figure 4.14 montre les effets du bruit électronique sur la mesure temporelle.

Le premier effet est une fluctuation du temps de passage du seuil et une augmentation de la dispersion de la distribution, ce qui va altérer la précision temporelle.

Le second effet a lieu pour du bruit d'assez grande amplitude: des pics de bruit franchissent le seuil et déclenchent le niveau  $L0$  bien avant l'arrivée de l'impulsion. Cet effet va augmenter le taux d'acquisition des données et induire un plus grand temps mort. De plus le taux de WF va considérablement augmenter à cause du critère des multi-impulsions: la proportion d'événements SPE pour lesquels le seuil est franchi 2 fois durant la durée de l'intégration est de  $\sim 10\%$  pour une amplitude de bruit de  $1/20$  PE,  $\sim 20\%$  pour  $1/15$  PE et  $\sim 50\%$  à partir de  $1/10$  PE (RMS). Cependant il n'est pas évident qu'un pic très court de bruit déclenche réellement le niveau  $L0$ . Ces résultats proviennent de la simulation, seules des mesures sur les cartes ARS permettront de conclure quant à l'ampleur de cet effet.

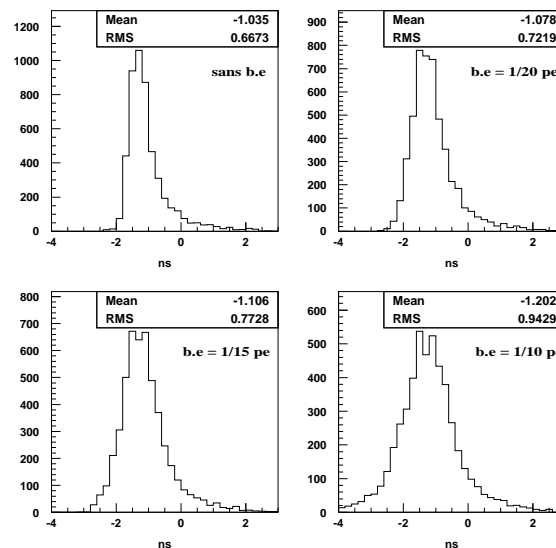


FIG. 4.14 – Temps de passage du seuil  $L0$  en fonction de l'amplitude de bruit électronique ( $b.e.$ ). Le temps est mesuré par rapport au temps de référence (temps à mi-hauteur).

### 4.3.2 Mesure de la charge

La table 4.8 montre le comportement de la mesure de la charge en fonction de l'amplitude du bruit électronique. Seuls les événements qui passent le seuil à un instant rai-

sonnable sont représentés (temps passage du seuil compris entre -10 et 10 ns par rapport au temps de référence), afin d'éliminer ceux pour lesquels le passage de seuil est franchi par un pic de bruit bien avant l'arrivée de l'impulsion.

		Amplitude du bruit électronique (RMS en PE)			
		0	1/20	1/15	1/10
Tg = 25 ns	<b>q</b>	0.93	0.93	0.93	0.93
	<b>RMS</b>	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$
Tg = 30 ns	<b>q</b>	0.95	0.95	0.95	0.95
	<b>RMS</b>	$2.7 \cdot 10^{-2}$	$2.7 \cdot 10^{-2}$	$2.7 \cdot 10^{-2}$	$2.8 \cdot 10^{-2}$
Tg = 35 ns	<b>q</b>	0.97	0.97	0.97	0.97
	<b>RMS</b>	$2.3 \cdot 10^{-2}$	$2.3 \cdot 10^{-2}$	$2.3 \cdot 10^{-2}$	$2.3 \cdot 10^{-2}$

TAB. 4.8 – Rapport de la charge mesurée par l'ARS sur la charge totale en fonction de l'amplitude du bruit électronique, pour différentes valeurs de la porte d'intégration.

On constate que la mesure de la charge n'est pas perturbée par le bruit électronique, étant donné que la charge moyenne du bruit est nulle. Le principe de l'intégration par partie compense les fluctuations de la mesure temporelle du passage du seuil (la porte d'intégration est asynchrone au passage du seuil).

En conclusion, le bruit électronique dégrade fortement les formes d'onde des impulsions, ce qui peut influencer la précision temporelle en mode WF.

La mesure de la charge reste indentique même pour du bruit à 1/10 de pe.

L'effet le plus contraignant du bruit électronique provient du passage du seuil L0: si les pics de bruit déclenchent le traitement des données (intégration, PSD), il y aura une forte augmentation du taux de comptage (et donc du temps mort) ainsi que du taux de WF, qu'il faudra compenser par une augmentation du gain.

Pour ces raisons, **nous préconisons une amplitude maximale de bruit correspondant à 1/10 pe (rms).**

## 4.4 Précision attendue

La donnée la plus importante pour notre détecteur est le temps des impulsions des photomultiplicateurs. En plus des fluctuations du temps de transit des électrons dans le tube ( $\sigma_{TTS} \sim 1.3$  ns), vont s'ajouter les erreurs provenant de l'analyse temporelle des signaux de PM. Les différentes contributions sont:

- pour les SPE:
  - l'erreur sur la mesure du temps par l'ARS ( $\sigma_{TVC} \sim 0.4$  ns [118]),
  - les erreurs liées aux variations de forme des signaux de PM, qui entraînent des fluctuations du temps de passage du seuil par rapport à un temps de référence.
- pour les WF: les erreurs temporelles de reconstruction des impulsions à partir de la forme d'onde.

Il faut faire l'analyse détaillée de ces contributions pour estimer l'erreur globale sur la mesure temporelle.

En mode WF, la saturation va induire une erreur importante sur l'amplitude des impulsions. Cette erreur doit également être déterminée.

### 4.4.1 Cas des SPE: corrélation temps-charge

Le temps mesuré par l'ARS est le temps auquel l'impulsion passe le seuil de trigger  $LO$ . Ce seuil est réglable mais reste fixe une fois sa valeur choisie. La figure 4.14 montre qu'en plus des fluctuations dues au bruit électronique, il existe une forte dispersion du temps de passage du seuil, qui provient des différences dans la forme des impulsions. La principale inégalité de forme provient des fluctuations du gain qui induisent des impulsions d'amplitude très variables. La figure 4.15 illustre le phénomène de la corrélation temps-amplitude. Etant donné que le seuil du comparateur de déclenchement  $LO$  est fixe, une impulsion de grande amplitude sera détectée plus tôt qu'une impulsion de faible amplitude (effet "walk").

Pour calculer les erreurs de la mesure temporelle et intégrer l'électronique de lecture dans la simulation du détecteur, nous avons besoin de définir un temps de référence des impulsions de photomultiplicateur. Ce temps sera pris comme le temps fourni par la simulation, tenant compte du temps d'arrivée du photon sur la photocathode, de temps de transit dans le tube ainsi que sa dispersion (TTS). C'est la différence entre le temps de passage du seuil et le temps de référence de l'impulsion qui détermine l'effet de la corrélation temps-amplitude.

Nous avons considéré trois choix possibles pour le de temps de référence d'une impulsion de photomultiplicateur:

- le temps du maximum
- le temps du barycentre de la charge
- le temps à mi-hauteur

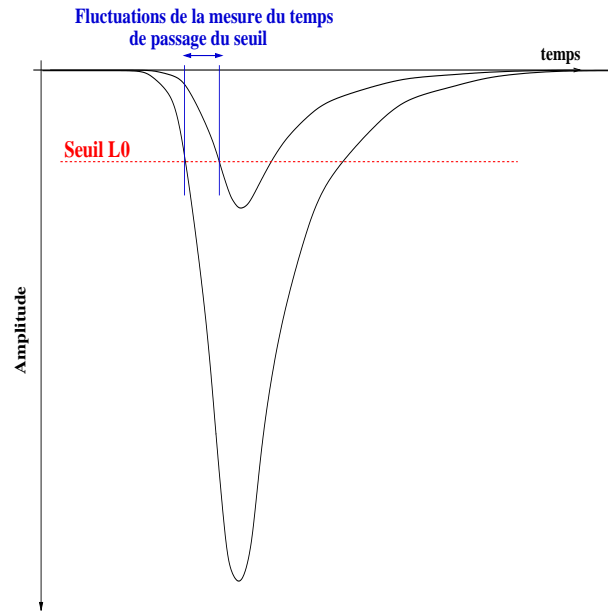


FIG. 4.15 – Illustration de la corrélation temps-amplitude: les impulsions de grande amplitude passent le seuil plus tôt que celles de faible amplitude.

La mesure de ces trois données permet de représenter les fluctuations du temps de passage du seuil par rapport au temps pris comme référence, en fonction de la charge mesurée. La distribution la plus centrée est celle donnée en prenant le temps à mi-hauteur comme référence. Comme c'est ce même temps qui sert aux mesures de TTS des photomultiplicateurs, c'est celui qui est choisi dans la simulation.

On peut maintenant remonter au temps de l'impulsion, connaissant la charge (proportionnelle à l'amplitude, voir section 4.2.2) et le temps mesuré par l'ARS. Pour cela on calcule une fonction  $corr.t.Q$  (équation (4.2)), en vertu de la figure 4.16, qui tient compte de la correction temps-amplitude et qui fournit le temps de référence de l'impulsion.

Cette fonction est calculée, par ajustement des données en fonctions polynomiales. Elle représente la différence, en nanosecondes, entre le temps de passage du seuil du comparateur de trigger L0 (le temps mesuré par l'ARS) et le temps à mi-hauteur (le temps de référence) en fonction de la charge de l'impulsion  $Q$  en photoélectrons.

Les valeurs ont été mesurées jusqu'à 100 pe pour compléter l'étude, bien que cela ne soit pas utile étant donné que les ADC de mesure de la charge saturent à environ 4-8 photoélectrons.

$$corr.t.Q = \begin{cases} -2.2 & Q < 0.25 \\ -7.16 + 26.6 * Q - 32.6 * Q^2 + 14.9 * Q^3 & 0.25 \leq Q < 0.6 \\ -2.69 + 7.26 * Q - 4.36 * Q^2 + 1.01 * Q^3 & 0.6 \leq Q < 1.5 \\ 0.69 + 0.72 * Q + 7.5 \cdot 10^{-2} * Q^2 - 3.3 \cdot 10^{-2} * Q^3 & 1.5 \leq Q < 2.8 \\ 1.2 + 0.65 * Q - 5.9 \cdot 10^{-2} * Q^2 + 2.1 \cdot 10^{-3} * Q^3 & 2.8 \leq Q < 10 \\ 3.4 + 6.7 \cdot 10^{-2} * Q - 6.8 \cdot 10^{-4} * Q^2 + 2.6 \cdot 10^{-6} * Q^3 & 10 \leq Q < 100 \end{cases} \quad (4.2)$$

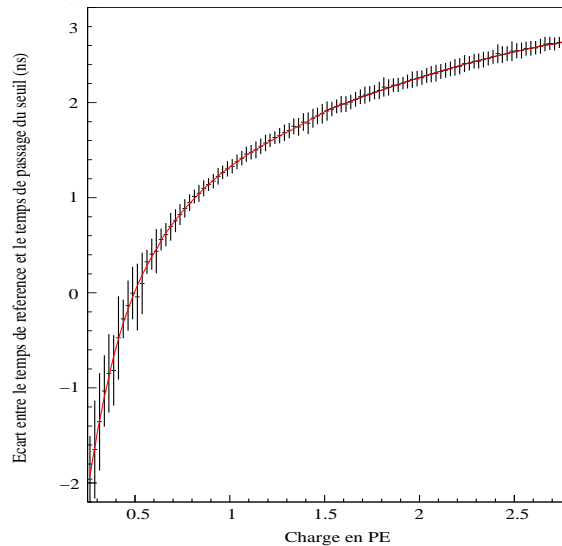


FIG. 4.16 – *Ecart entre le temps de référence de l’impulsion et le temps de passage du seuil, en fonction de la charge mesurée par l’ARS. La courbe superposée représente la fonction  $corr.t.Q$ , équation (4.2), provenant de l’ajustement de la distribution.*

L’erreur sur la reconstruction du temps de l’impulsion, en fonction du temps de passage du seuil et de la mesure de la charge, est montrée sur la figure 4.17. Les valeurs sont résumées dans la table 4.9. A cette erreur il faut rajouter (quadratiquement) l’erreur de mesure  $\sigma_{TVC} \sim 0.4ns$ , pour connaître la précision finale en mode SPE sur la mesure du temps des impulsions.

La fonction  $corr.t.Q$  a été optimisée pour les signaux d’un seul photomultiplicateur et avec une base différente (base passive) de celle qui sera utilisée pour le détecteur Antares (base active). Il faudra donc refaire cette étude avec la base définitive et vérifier que les mesures sont compatibles d’un photomultiplicateur à l’autre.

	<b>Amplitude du b.e (RMS en PE)</b>			
	0	1/20	1/15	1/10
<b>Erreur (RMS) en ns</b>	0.1	0.4	0.5	0.7

TAB. 4.9 – *Erreur temporelle provenant de la reconstruction temps/charge pour les SPE, en fonction de l’amplitude de bruit électronique (b.e).*

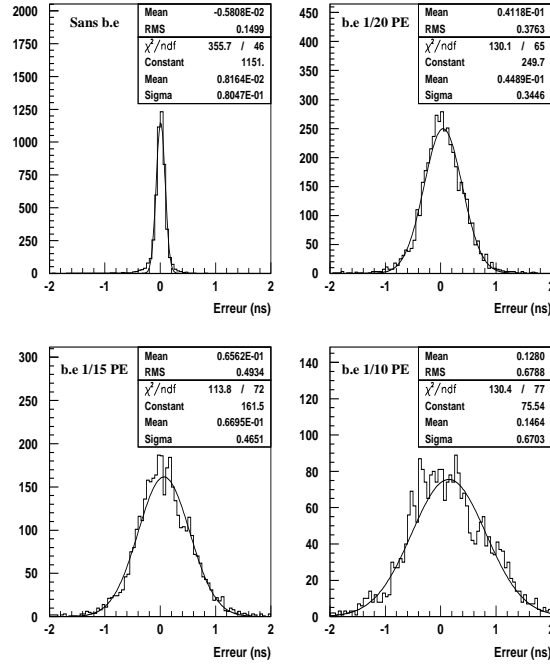


FIG. 4.17 – Erreur sur le calcul du temps de l'impulsion en fonction de l'amplitude de bruit électronique (b.e).

#### 4.4.2 Traitement des formes d'onde WF: reconstruction des impulsions

Dans le cas des SPE, l'ARS fournit la charge et le temps des impulsions, moyennant la correction due à l'effet de corrélation temps/amplitude. Dans le cas des WF, qui peuvent contenir plusieurs impulsions décalées dans le temps, seul l'échantillonnage de la forme d'onde peut nous permettre de remonter aux temps et amplitudes de toutes les impulsions qu'elle contient.

Le programme de reconstruction des impulsions utilise un algorithme linéaire rapide et robuste au bruit, qui se ramène à une somme de produits [120]. Soit  $m[i]$  la liste des échantillons de la forme d'onde, pris à intervalle de temps constant  $i\Delta t$ , et  $g_0[i\Delta t]$  la forme typique d'une impulsion à 1 photoélectron émise au temps 0. Une impulsion d'amplitude  $a_0$  émise au temps  $t_0$  est décrite par  $g[i\Delta t] = a_0 g_0[i\Delta t - t_0]$ .

Pour déterminer  $a_0$  et  $t_0$ , on minimise

$$\chi^2 = \sum (m[i] - g[i\Delta t])^2 = \sum (m[i] - a_0 g_0[i\Delta t - t_0])^2.$$

Comme  $g[i\Delta t]$  varie peu entre deux échantillons successifs, on approxime  $g_0[i\Delta t - t_0]$  par  $g_0[i\Delta t] - t_0 g'_0[i\Delta t]$ , où  $g'_0$  est la dérivée temporelle de la forme typique de l'impulsion.



La détermination des paramètres de l'impulsion consiste à résoudre le système  $2 \times 2$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \chi^2}{\partial a_0} &= 0 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial a_0 t_0} &= 0\end{aligned}\tag{4.3}$$

avec

$$\chi^2 = \sum (m[i] - a_0 g_0[i\Delta t] - a_0 t_0 g'_0[i\Delta t])^2.$$

En posant les constantes

$$\begin{aligned}S_{gg} &= \sum (g_0[i\Delta t])^2, \\ S_{gpp} &= \sum g_0[i\Delta t] g'_0[i\Delta t], \\ S_{gppp} &= \sum (g'_0[i\Delta t])^2, \\ Den &= S_{gpp}^2 - S_{gg} S_{gppp}, \\ A[i] &= g'_0[i\Delta t] S_{gpp} / Den - g_0[i\Delta t] S_{gppp} / Den, \\ B[i] &= g'_0[i\Delta t] S_{gg} / Den - g_0[i\Delta t] S_{gpp} / Den,\end{aligned}$$

le système (4.3) conduit aux solutions

$$\begin{aligned}a_0 &= \sum A[i] m[i], \\ a_0 t_0 &= \sum B[i] m[i].\end{aligned}$$

$A$  et  $B$  sont deux listes de coefficients constants qui ne dépendent que de la fonction  $g$  et de  $\Delta t$ .

Pour estimer la fonction  $g_0$  on utilise une forme typique  $spe_{\text{moyen}}$  (voir figure 4.18) provenant de la moyenne sur de nombreuses impulsions SPE placées au même temps (temps de référence = temps à mi-hauteur). L'impulsion typique  $spe_{\text{moyen}}$  est approchée analytiquement (fonction  $g_0$ ) au moyen d'une somme de gaussiennes. Ce choix est dicté par le fait que les gaussiennes sont des fonctions facilement dérivables et qu'elles permettent de reproduire le pic principal et la queue de l'impulsion. Une fois la fonction  $g_0$  déterminée, le calcul des coefficients  $A[i]$  et  $B[i]$  est trivial. La reconstruction des impulsions se fait selon le processus :

- recherche d'une impulsion au dessus d'un seuil donné,
- calcul de  $a_0$  et  $t_0$ ,
- soustraction de  $a_0 g_0[i\Delta t - t_0]$  aux échantillons,
- itération jusqu'à ne plus trouver d'impulsion au-dessus du seuil.

Le nombre de coefficients à utiliser dépend de la forme du signal: dans notre cas, de 8 à 11 coefficients suffisent, pour une fréquence de 1 GHz. Le nombre de coefficients utile est inversement proportionnel à la fréquence d'échantillonnage. Le nombre de coefficients  $n_{\text{coeff}}$  optimal est fonction des priorités de la reconstruction: un grand nombre ( $n_{\text{coeff}} = 11$ )

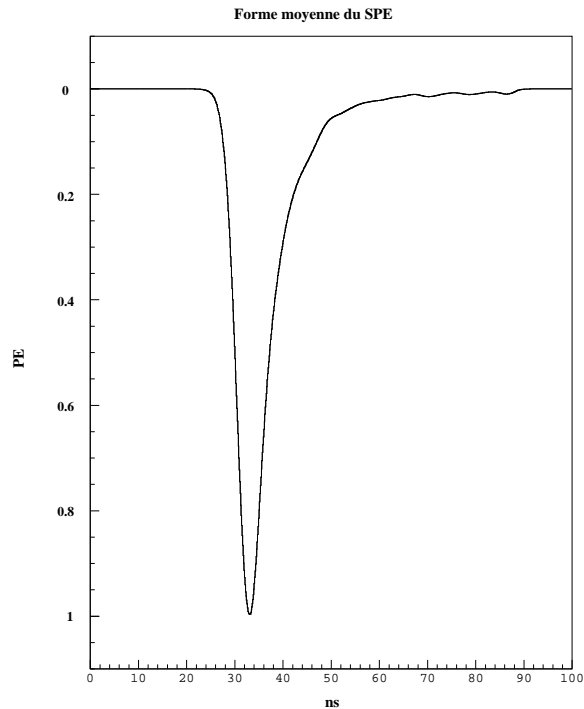


FIG. 4.18 – *Forme  $spe_{moyen}$  utilisée pour la reconstruction des impulsions.*

donne la meilleure précision temporelle pour des impulsions éloignées, un petit nombre ( $n_{coeff} = 8$ ) permet de séparer un plus grand nombre d'impulsions multiples très rapprochées ( $\delta t \lesssim 8ns$ ). Comme les doubles impulsions trop rapprochées ne sont pas traitées en mode WF (voir figure 4.19), nous avons décidé d'utiliser  $n_{coeff} = 11$ . La table 4.10 présente la valeur des coefficients pour une fréquence d'échantillonnage de 1 GHz.

La table 4.11 montre l'efficacité de la méthode pour 1 impulsion en fonction de l'amplitude du bruit électronique. Les impulsions sont prises sur l'ensemble des échantillons SPE.

On voit que la méthode est très robuste au bruit électronique et qu'elle fonctionne même jusqu'à 1/5 photoélectron. Les impulsions de faible amplitude sont les plus difficiles à reconstruire, elles sont noyées dans le bruit lorsqu'il atteint des valeurs de 1/10 pe.

La précision temporelle de reconstruction d'une impulsion SPE avec 1/10 de pe de bruit électronique est d'environ 0.13 ns RMS et l'amplitude est reconstruite avec une erreur négligeable ( $rms \lesssim 6\%$  pour une amplitude de bruit de 1/10 pe), par rapport aux fluctuations du photomultiplicateur ( $\sim 30\%$ ). Ces valeurs indiquent que la reconstruction d'une seule impulsion est très performante, d'autant que, pour les plus grandes impulsions ( $> 1$  pe), l'amplitude de bruit électronique relative sera plus faible. Cependant la majorité des WF seront causées par des impulsions multiples, par le critère de multiplicité et par le critère de largeur  $TOT_{WF}$  pour des impulsions très rapprochées.

<i>A</i>	<i>B</i>
-0.000229758	0.0263175
-0.00208695	0.0774778
-0.00589603	0.201086
-0.0104406	0.438131
-0.00903346	0.77859
0.0121929	1.09418
0.0677783	1.14758
0.157546	0.751056
0.255845	-0.0241592
0.322698	-0.828695
0.332788	-1.29265

TAB. 4.10 – Exemple de coefficients *A* et *B* servant à la reconstruction des impulsions en mode waveform. Les valeurs présentées sont celles utilisées pour un échantillonnage à 1 GHz.

		Amplitude du bruit électronique (rms) en pe					
		0	1/20	1/15	1/10	1/7	1/5
<b>Impulsions reconstruites (%)</b>		100	100	100	99.98	99.92	99.34
<b>Erreur (ns)</b>	moyenne	4.9e-2	3.6e-2	3.1e-2	2.4e-2	1.3e-2	4.0e-2
	rms	7.5e-2	0.24	0.32	0.45	0.60	0.74

TAB. 4.11 – Efficacité de la reconstruction pour 1 impulsion SPE en fonction de l'amplitude de bruit électronique.

Les figures suivantes montrent les performances de la méthode pour l'identification de deux impulsions rapprochées. La figure 4.19 présente le taux de doubles reconstruits, c'est à dire ceux traités en mode waveform et pour lesquels les deux impulsions sont identifiées, en fonction de leur écart temporel. Le taux de waveform est également indiqué (les paramètres du PSD sont ceux présentés dans la table 4.7).

On constate que la plupart des impulsions sont déterminées dès lors qu'elles sont discriminées comme WF: la séparation des 2 impulsions se fait jusqu'à environ 3 nano-secondes. Au delà d'environ 20 ns, pour la majorité des événements les deux impulsions sont traitées séparément, comme 2 SPE, par les 2 ARS. En deçà d'environ 7 ns, la majorité des doubles impulsions sont traitées comme une seule en mode SPE (voir figure 4.9).

La figure 4.20 donne les erreurs temporelles de la reconstruction en fonction de l'écart entre les 2 impulsions, pour deux amplitudes de bruit électronique (1/15 et 1/20 photo-électron rms); les erreurs des deux impulsions sont cumulées. La table 4.12 présente les erreurs temporelles en fonction du bruit électronique.

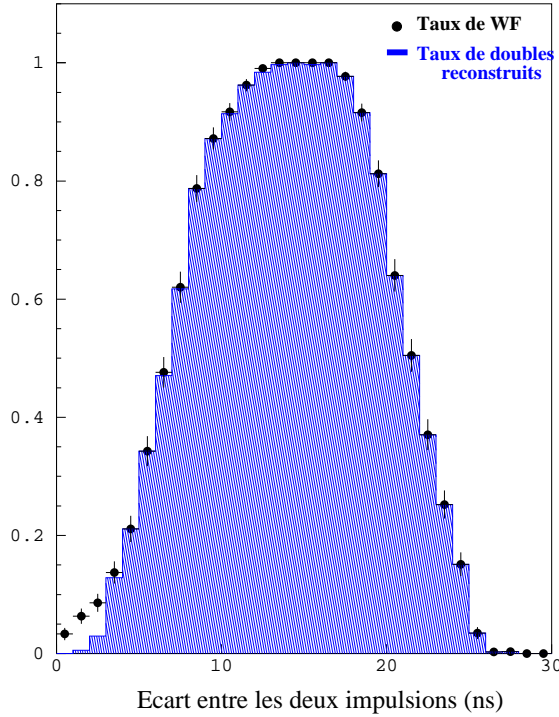


FIG. 4.19 – Taux d'impulsions doubles reconstruites en fonction de leur écart temporel. Pour être reconstruites les impulsions doivent être traitées en mode WF et séparées par l'algorithme.

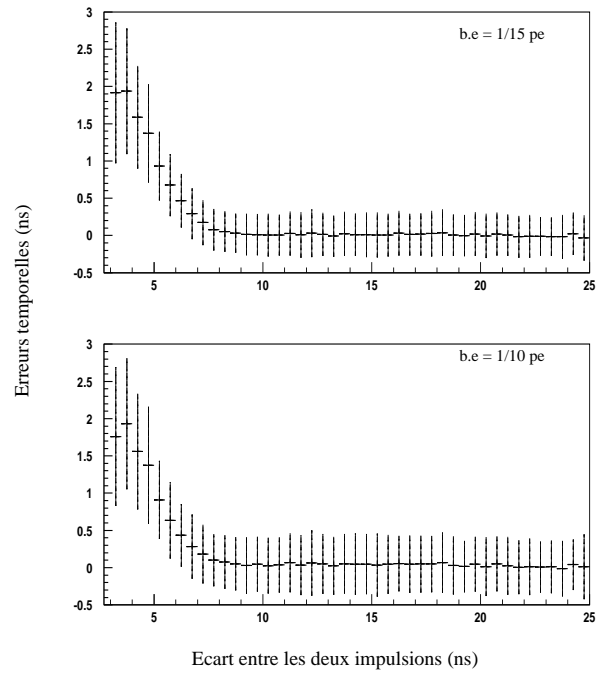


FIG. 4.20 – Différence entre les temps simulés et les temps reconstruits de deux impulsions, en fonction de leur écart temporel. Les barres d'erreurs représentent l'écart type ( $\sigma$ ) de la différence des temps.

		Amplitude du b.e (rms) en pe			
		0	1/20	1/15	1/10
<b>Erreur temps 1 (ns)</b>	moyenne	7.6e-2	7.1e-2	6.7e-2	6.4e-2
	rms	0.30	0.38	0.44	0.61
<b>Erreur temps 2 (ns)</b>	moyenne	0.10	9.5e-2	9.1e-2	9.7e-2
	rms	0.45	0.53	0.57	0.76
Ecart entre les impulsions supérieur à 7 ns					
<b>Erreur temps 1 (ns)</b>	moyenne	1.2e-2	5.8e-2	2.4e-3	8.8e-5
	rms	9.7e-2	0.26	0.34	0.55
<b>Erreur temps 2 (ns)</b>	moyenne	7.1e-2	-7.3e-3	1.0e-2	-1.0e-3
	rms	0.15	0.29	0.36	0.58

TAB. 4.12 – Efficacité de la reconstruction pour 2 impulsions SPE déclenchant le mode WF, c'est à dire séparées d'environ 3 à 27 ns (figure 4.19), en fonction de l'amplitude du bruit électronique (b.e). La partie inférieure représente les résultats de la méthode pour les impulsions séparées d'au-moins 7 ns.

Les impulsions très rapprochées (entre 0 et 7 ns) sont difficilement reconstituables: erreurs systématiques de plusieurs nanosecondes et grandes fluctuations ( $\sim 0.5$  ns). Elles représentent cependant une faible proportion des waveform (figure 4.19).

L'efficacité de la reconstruction augmente avec l'amplitude des impulsions, et ces valeurs sont à prendre comme une limite, étant donné que seules des impulsions du spectre à 1 PE ont été considérées dans ces résultats.

### 4.4.3 Saturation

Comme on l'a vu au paragraphe 4.1.3, la valeur maximale de la tension que peut délivrer la base des photomultiplicateurs (environ 5 V), conduit à une saturation, sur la dynode, pour des amplitudes d'environ 1000 photoélectrons. Cette saturation peut induire des problèmes de reconstruction des temps et amplitudes des très grandes impulsions, dégradant les performances du détecteur pour la détection de muons de haute énergie ou de monopôles magnétiques. Nous avons néanmoins envisagé des solutions qui pourraient diminuer le problème:

- la valeur du temps au-dessus du seuil (TOT) est proportionnelle à l'amplitude du signal et pourrait en donner une estimation réaliste, de plus le temps de passage du seuil pourrait nous renseigner sur le temps (de référence) de l'impulsion,
- il a été montré que les très grandes impulsions sont fréquemment suivies d'une impulsion retardée proportionnelle en amplitude; la reconstruction de cette impulsion retardée à partir de la forme d'onde WF nous permettrait de remonter à l'amplitude de l'impulsion primaire.

Ces méthodes méritent cependant une étude approfondie à partir des WF réelles d'un photomultiplicateur recevant des impulsions lumineuses intenses. Pour l'instant, cette étude n'ayant pas été faite, nous estimons les effets de la saturation à:

- un effet de non-linéarité des photomultiplicateurs induisant une erreur sur l'intensité reçue, variant logarithmiquement et atteignant environ  $\sim 20\%$  à 1000 photoélectrons [114],
- une erreur supplémentaire due, en mode WF, à la saturation de la tension délivrée par la base, (correspondant à environ 1000 photoélectrons), en mode SPE à la saturation de l'ADC numérisant la charge (aux environs de 4-8 photoélectrons). Pour des amplitudes de 4-8 photoélectrons, le PSD doit déclencher le mode WF, mais il se peut que les échantillonneurs des 2 ARS contiennent déjà une forme d'onde, ce qui impose le traitement en mode SPE. Pour simuler la saturation en mode WF, la reconstruction des impulsions se fait sur la forme d'onde tronquée à 1000 photoélectrons. Cette méthode grossière fonctionne très bien mais nécessite la connaissance de la forme des impulsions de photomultiplicateur de haute amplitude, que nous avons considérée, pour l'instant, comme proportionnelle à celle des impulsions SPE. Dans ce cas, l'erreur est négligeable par rapport à l'incertitude provenant de la non-linéarité du gain.

Il existe également un effet de saturation du courant que peut délivrer la base. Pour de très grandes intensités lumineuses, le photomultiplicateur subit une chute de tension et délivre

un courant nul. Cet effet n'a pas été pris en compte dans cette analyse.

## 4.5 Performances du détecteur

Les trois quantités utilisées pour caractériser les performances d'un télescope à neutrinos sont l'efficacité de détection, la résolution angulaire et la résolution en énergie. L'efficacité de détection permet de calculer le taux d'événements attendus, en fonction du flux initial, la résolution angulaire est un paramètre décisif pour la mise en évidence de sources ponctuelles de neutrinos, et la résolution en énergie détermine la capacité de détection des sources diffuses, par l'observation des spectres correspondants. Chacune de ces grandeurs peut être évaluée pour les différentes étapes de l'analyse: déclenchement, reconstruction et sélection.

En fonction de la physique étudiée, l'efficacité de détection est exprimée au moyen d'un volume effectif ou d'une surface effective. Tous les programmes de simulation de la collaboration Antares définissent une canette autour du volume instrumenté du détecteur (voir annexe C): c'est un cylindre distant de quelques longueurs effectives d'absorption autour du détecteur (typiquement entre 2 et 3  $\lambda_{abs}$ , figure C.1). Les générateurs engendrent alors, soit des interactions de neutrinos à l'intérieur de ce volume, soit des muons arrivant sur la surface avec un poids correspondant à l'interaction du neutrino.

On définit, dans un cas, un volume effectif de sélection:

$$V_{\text{eff}}(E_\nu, \theta_\nu) = \frac{N_{\text{sel}}(E_\nu, \theta_\nu)}{N_{\text{génééré}}(E_\nu, \theta_\nu)} \times V_{\text{génééré}}, \quad (4.4)$$

dans l'autre cas, une surface effective de sélection:

$$A_{\text{eff}}(E_\mu, \theta_\mu) = \frac{N_{\text{sel}}(E_\mu, \theta_\mu)}{N_{\text{génééré}}(E_\mu, \theta_\mu)} \times A_{\text{généérée}}(\theta_\mu), \quad (4.5)$$

où  $N_{\text{sel}}$  représente le nombre d'événements sélectionnés (la méthode est identique pour le déclenchement ou la reconstruction si l'on s'intéresse à l'efficacité des étapes intermédiaires de l'analyse). On peut également présenter les résultats en fonction d'une seule variable ( $E$  ou  $\theta$ ) en intégrant sur la seconde.

Pour nos simulations, nous avons utilisé les fichiers de production de neutrinos de haute énergie de la collaboration: 9 fichiers correspondant à  $9 \cdot 10^{10}$  interactions de neutrinos entre 10 et  $10^8$  GeV dans le volume généré (production **10/01**). L'efficacité de détection est donc présentée, ici, en terme de volume effectif. La précision angulaire est calculée comme la valeur médiane de l'erreur angulaire entre la vraie trace (muon) et la trace reconstruite. Cette valeur est à comparer à l'angle de génération du muon (par rapport à la trace du neutrino incident), qui a été présenté sur la figure 2.13. La résolution en énergie est présentée comme l'écart type du rapport  $E_{\text{rec}}/E_\mu$ , calculé en échelle logarithmique,  $\sigma_{\log(E_{\text{rec}}/E_\mu)}$ . Cette valeur doit être comparée à la fraction d'énergie du neutrino emportée par le muon, figure 2.14.

Les résultats proviennent de Monte Carlo détaillés, simulant les interactions des neutrinos et des muons dans la roche et dans l'eau de mer ainsi que les propriétés optiques du

détecteur, incluant le milieu et les instruments de mesure. Nous y avons ajouté la simulation du comportement de l'électronique de lecture sur les signaux de photomultiplicateur, ainsi que la fonction  $corr.t.Q$  utilisée en mode SPE, la reconstruction des impulsions en mode waveform et la saturation. La simulation prend également en compte les temps morts d'écriture dans le pipeline, ainsi que les temps d'attente de déclenchement. Un programme de reconstruction tente ensuite de déterminer la trace du muon, en fonction des temps et amplitudes des signaux des photomultiplicateurs touchés et validés par le système de déclenchement. Les événements sont alors sélectionnés selon les résultats de cette reconstruction (pour une description des outils de simulation voir l'annexe C).

Les figures qui suivent montrent les performances du détecteur, incluant les simulations de l'électronique de lecture. Les deux effets qui ont été étudiés sont le bruit électronique et la saturation.

Compte tenu des premières mesures effectuées, qui font état d'un niveau de bruit d'environ 1/15 pe (rms) [117], nous avons restreint cette étude à 1/15 et 1/10 pe de bruit électronique.

La saturation a été estimée à environ 1000 photoélectrons [114] (mode WF, échantillonnage de la dynode). Quant à l'erreur due à la non linéarité du gain, nous l'avons supposée varier logarithmiquement avec l'amplitude  $npe$  (en pe), selon la formule:

$$\frac{\sigma_1^{sat}}{npe} = \frac{7}{100} \times \log_{10}(npe), \quad (4.6)$$

ce qui correspond à une erreur d'environ 20% pour 1000 photoélectrons [114]. Nous avons aussi testé une erreur deux fois plus importante:

$$\frac{\sigma_2^{sat}}{npe} = \frac{14}{100} \times \log_{10}(npe). \quad (4.7)$$

En mode SPE, la saturation intervient aux environs de 4-8 photoélectrons (voir paragraphe 4.1.3). Nous avons également simulé les performances du détecteur en mode SPE, qui peut être forcé par un des réglages de l'ARS, avec une saturation à 5 photoélectrons ( $ms5$ ). Les simulations de la saturation ont été faites en considérant un bruit électronique de 1/15 pe.

Seuls les événements validés par les critères de sélection de la reconstruction sont pris en compte.

La figure 4.21 montre les effets du bruit électronique, en comparant le volume effectif (à gauche) et la précision angulaire (à droite) obtenus pour des simulations sans bruit électronique, avec 1/15 pe de bruit et avec 1/10 pe de bruit. Pour cette étude nous n'avons pas pris en compte la saturation.

On constate que l'effet du bruit électronique sur l'efficacité de reconstruction (et sélection) est négligeable: les différences, causées par bruit électronique, sur le volume de détection et sur l'erreur angulaire sont de l'ordre des erreurs statistiques. Cela provient essentiellement du fait que l'erreur temporelle dominante provient des fluctuations du temps de transit du signal dans les photomultiplicateurs: les erreurs additionnelles causées par le bruit électronique ont donc peu d'effet.

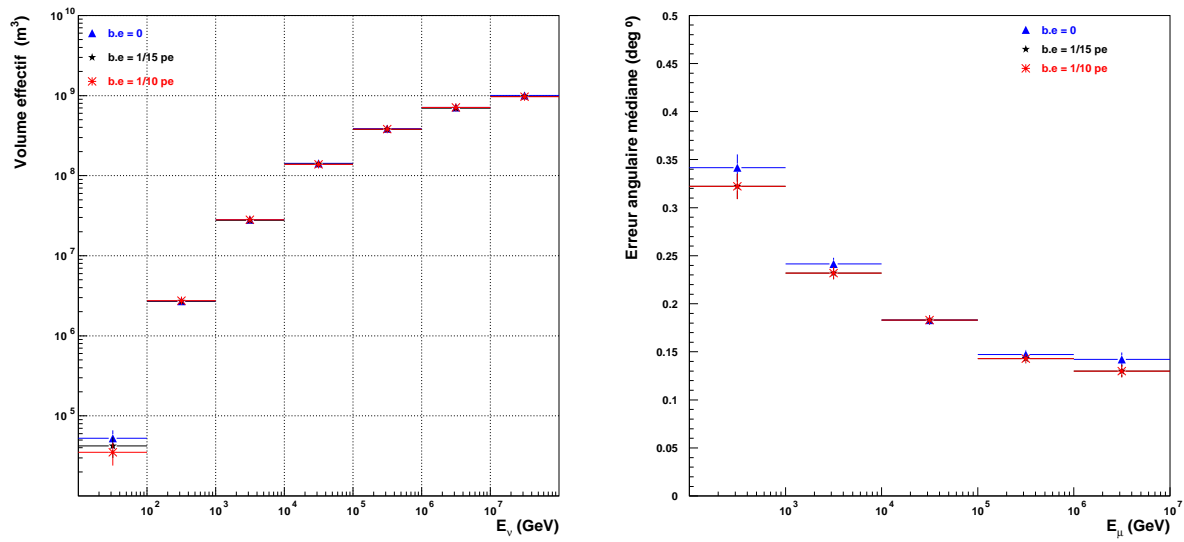


FIG. 4.21 – *Effet du bruit électronique sur les performances du télescope Antares. Les barres d'erreur sont purement statistiques.*

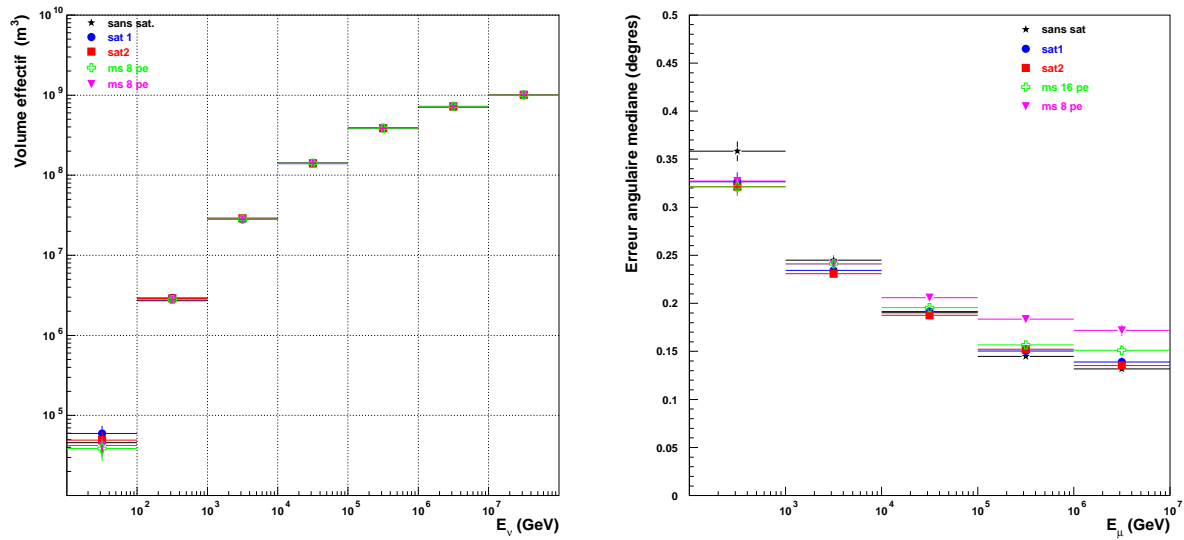


FIG. 4.22 – *Effet de la saturation sur les performances du télescope Antares. Les barres d'erreur sont purement statistiques.*



La figure 4.22 présente les effets de la saturation sur les performances du détecteur, les événements ont été simulés avec un bruit électronique de 1/15 pe. On constate que la saturation ne modifie pas non plus l'efficacité de détection, ni l'erreur angulaire. Ce résultat était prévisible puisque la reconstruction des traces se fait uniquement grâce à l'information temporelle et ne tient pas compte des amplitudes reçues. La simulation de l'électronique en mode SPE forcé dégrade la précision angulaire à haute énergie. Cet effet provient de la modification de la résolution entre 2 impulsions: en mode SPE, toutes les impulsions arrivant durant la fenêtre d'intégration seront traitées comme une seule, et l'information temporelle (correction temps charge) est faussée.

Les figures de résolution angulaire sur la détermination de la trace du muon, sont à comparer à l'incertitude sur l'angle de génération entre le muon et le neutrino, présentée sur la figure 2.13. On constate que jusqu'à des énergies de quelques TeV, cette erreur irréductible est supérieure à 0.5 degré et domine donc l'erreur globale. Au delà de quelques centaines de TeV c'est l'erreur de reconstruction qui détermine la précision angulaire du télescope.

Pour terminer, la figure 4.23 présente les effets du bruit électronique et de la saturation, sur la détermination de l'énergie.

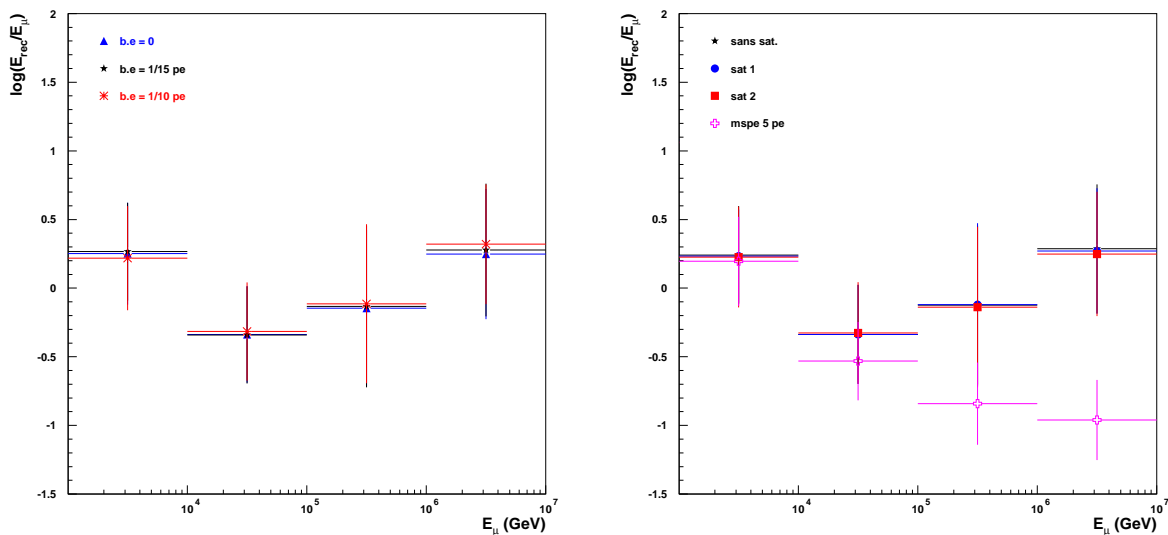


FIG. 4.23 – Effet du bruit électronique, à gauche, et de la saturation, à droite, sur la détermination de l'énergie.

Pour chaque décade d'énergie, nous avons représenté la valeur moyenne du rapport (en échelle logarithmique) entre l'énergie fournie par les programmes de reconstruction et l'énergie réelle du muon. L'estimateur d'énergie a été optimisé pour les énergies  $E_{\mu} \geq 10^3$  GeV [121], mais il existe d'autres méthodes pour les plus basses énergies, basées sur la distance parcourue dans le détecteur pour les événements contenus [100].

Les barres d'erreurs représentent l'écart type ( $\sigma$ ) du rapport et déterminent la précision du détecteur sur l'énergie du muon. Pour obtenir l'erreur globale sur l'énergie du neutrino, il faut comparer cette précision à l'erreur de détermination de l'énergie du neu-

trino incident à partir de l'énergie du muon. La figure 2.14 indique que l'énergie du muon est proportionnelle à celle du neutrino. Pour des muons de haute énergie, les erreurs de reconstruction dominent l'erreur globale, malgré l'incertitude sur l'énergie perdue par le muon lors de sa propagation depuis son point d'émission [100].

On constate que les valeurs moyennes et les erreurs sont identiques pour les simulations où le mode WF est autorisé, et l'on en déduit que le bruit électronique et la saturation n'ont pas d'effet notable sur la reconstruction de l'énergie.

Ce résultat provient, premièrement, du fait que le bruit électronique ne dégrade que la mesure temporelle, deuxièmement, que les erreurs d'amplitude des impulsions sont négligeables par rapport à l'erreur intrinsèque de la détermination de l'énergie, à cause principalement de l'émission stochastique d'un muon de haute énergie, via les processus radiatifs.

La simulation en mode SPE forcé conduit à une forte diminution de l'énergie reconstruite, qui s'explique par la réduction du nombre de hits et la valeur de saturation très faible (5 pe). Néanmoins, les erreurs diminuent fortement, et une fois le biais corrigé, la précision sur l'énergie pourrait être meilleure. Ce résultat préliminaire pourrait donner suite à une amélioration de la méthode d'estimation de l'énergie du muon.

## 4.6 Conclusion et perspectives

Au moment de la rédaction de cette thèse, la collaboration Antares est en pleine phase d'assemblage et de construction de la première ligne, et procède à l'intégration de l'électronique dans les LCM avec de nombreux tests de fonctionnement. L'état d'avancement de ces tests ne nous a pas permis d'acquérir les données nécessaires à la validation des résultats obtenus par simulation. Nous pouvons néanmoins conclure sur certains points.

- L'erreur sur la mesure de la charge est nettement inférieure aux fluctuations de gain des photomultiplicateurs, même pour un bruit électronique élevé.
- Le taux de WF mesuré est en accord avec les prédictions et remplit les spécifications requises. Compte tenu de la diminution de la largeur des formes d'onde grâce à l'utilisation de la base active, la durée de la porte d'intégration pourra être réduite, ce qui atténuera le taux de WF causé par les impulsions multiples. Il faudra cependant vérifier que les pics de bruit ne déclenchent pas le trigger L0 de passage du seuil. Dans le cas contraire il faudra augmenter la valeur du gain.
- Les précisions temporelles attendues sont inférieures aux spécifications requises jusqu'à un niveau de bruit électronique de 1/15 pe. Pour un bruit électronique de 1/10 pe, la correction temps charge en mode SPE conduit à une erreur légèrement supérieure. Cette erreur devrait être réduite grâce à l'utilisation de la base active. Le temps de montée des impulsions étant raccourci, la précision sur la correction temporelle devrait être améliorée.

**On peut donc conclure que l'électronique de lecture est bien adaptée aux besoins du détecteur.**

- Les mesures récentes et préliminaires du bruit électronique font état d'un niveau inférieur à 1/15 pe, pour un gain de  $5 \cdot 10^7$ . Pour cette valeur, l'effet du bruit électronique sur les performances du détecteur est négligeable.
- La saturation mérite une analyse détaillée. Il faudra notamment connaître la valeur de la tension de saturation de la base, ainsi que le nombre maximum de photons incidents correspondant, par l'étude de la linéarité du gain. Une saturation en tension à 1000 photoélectrons ainsi qu'une erreur sur les amplitudes d'environ 10 – 20% causée par la non-linéarité n'a pas d'incidence sur les performances du télescope. Il faudra cependant mesurer la valeur du courant limite qui crée la chute de tension des photomultiplicateurs, et le nombre de photoélectrons correspondants, ainsi que les conséquences de cet effet sur les performances du détecteur.
- Certains paramètres devront être revus et corrigés pour tenir compte des nouvelles formes d'impulsions: durée de l'intégration, critère de largeur du PSD, correction temps amplitude, modification de la forme d'onde utilisée pour la détermination des impulsions en mode WF.



# Chapitre 5

## Détection de monopôles magnétiques au sein du détecteur Antares

Les télescopes à neutrinos de haute énergie offrent un nouveau moyen de recherche des monopôles magnétiques, car leurs grandes surfaces de détection pourraient permettre de pallier la faiblesse des flux prédits.

Nous allons d’abord caractériser le signal lumineux d’un monopôle passant à travers un tel télescope et déterminer l’efficacité de détection en fonction de sa vitesse. Nous étudierons ensuite la possibilité de distinguer le signal d’un monopôle magnétique de celui des bruits de fond attendus.

### 5.1 Signal lumineux d’un monopôle magnétique

La recherche des monopôles magnétiques au sein des télescopes “sous-marins”<sup>1</sup> à neutrinos est basée sur différents mécanismes de production de lumière Tcherenkov:

- l’émission directe ( $\beta_{mon} > 0.75$ ),
- l’émission des delta-électrons générés par le monopôle ( $\beta_{mon} > 0.52$ ),
- l’émission des produits (relativistes) de la catalyse de désintégration des nucléons le long de la trace du monopôle ( $\beta_{mon} \leq 10^{-3}$ ).

Ces mécanismes sont décrits en détail dans les sections suivantes.

La vitesse des monopôles étant le paramètre qui détermine les différentes “topologies” (conduisant à différents critères de sélection), il convient, dans un premier temps, d’examiner les valeurs attendues, pour des monopôles ascendants et descendants, au niveau d’un détecteur situé sous  $\sim 2000$  mètres d’eau.

Compte tenu des énergies extrêmes que peuvent atteindre les monopôles par accélération dans un champ magnétique cosmologique:  $E_{mon} = 10^{12} - 10^{15}$  GeV (table 1.1), et des masses prédites selon les différents modèles:  $m_{mon} = 10^7 - 10^{17}$  GeV (chapitre 1.1), il apparaît que les monopôles magnétiques relativement légers ( $m_{mon} \lesssim 10^{12}$  GeV) atteignent très facilement des vitesses relativistes.

Malgré les fortes pertes d’énergie lors d’une traversée de matière, un monopôle magnétique suffisamment énergétique (avec une masse élevée et un grand facteur de Lorentz)

---

1. Sous-marins signifiant, ici, au fond de l’eau (mer, lac) ou glace

peut traverser la Terre et atteindre un détecteur avec une vitesse ascendante importante. La figure 5.1 montre l'acceptance angulaire au-niveau du télescope sous-marin Antares (situé à une profondeur de 2400 m) pour la réception de monopôles avec une vitesse finale supérieure à  $\beta_{coupure} = 0.5$ . Les résultats sont issus d'un calcul rapide, basé sur les pertes d'énergie électromagnétiques d'un monopôle dans la Terre et l'eau, avec le modèle de la Terre de la référence [18], qui a été présenté au paragraphe 1.2.2. Seules les interactions électromagnétiques (ionisation, production de paires et bremsstrahlung) sont considérées (une section efficace d'interaction hadronique de l'ordre de  $10^{-28} \text{ cm}^2$  induit des pertes d'énergie  $\lesssim 10\%$  des pertes par production de paires [voir équations (1.20, 1.21) et (1.22)], et modifie très peu le bilan général). Deux valeurs ont été utilisées pour la charge magnétique:  $g = g_D$  et  $g = 2g_D$ .

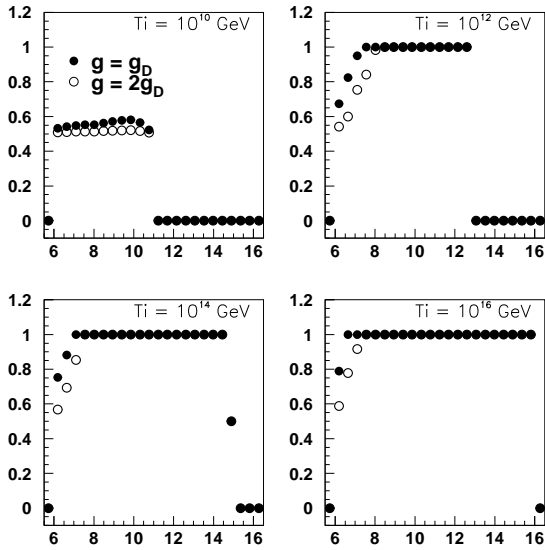


FIG. 5.1 – Acceptance angulaire du détecteur Antares pour être atteint par des monopôles avec une vitesse finale supérieure à  $\beta_{seuil} = 0.5$  en fonction de leur masse et de leur énergie cinétique initiale  $T_i$ .

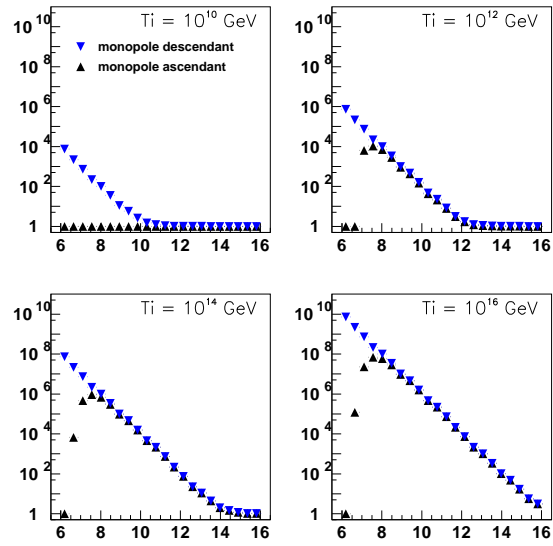


FIG. 5.2 – Vitesse finale des monopôles lorsqu'ils atteignent le détecteur Antares en fonction de leur masse et de leur énergie cinétique initiale  $T_i$ .

La figure 5.2 montre le facteur de Lorentz  $\gamma_{mon}$ , au niveau du détecteur, d'un monopôle purement vertical, dans le cas descendant où il ne traverse que la hauteur d'eau ( $\sim 2000 \text{ m}$ ) et dans le cas ascendant où il traverse la Terre dans toute sa longueur.

En considérant les énergies cinétiques que peuvent atteindre les monopôles, de l'ordre de  $10^{12} \text{ GeV}$ , on constate donc que les monopôles de masse  $m_{mon} \sim 10^8 - 10^{12} \text{ GeV}$  peuvent traverser la Terre et atteindre le détecteur avec des vitesses relativistes ascendantes.

### 5.1.1 Emission Tcherenkov directe

Les monopôles relativistes ( $\beta_{mon} > 0.741$ ) vont émettre dans l'eau de mer, d'indice<sup>2</sup>  $n = 1.35$ , de la lumière Tcherenkov (voir paragraphe 2.4). L'angle d'émission des photons Tcherenkov est donné en fonction de la vitesse du monopôle par :

$$\theta_c = \arccos(1/n\beta). \quad (5.1)$$

Le nombre de photons Tcherenkov émis par unité de longueur et par unité de longueur d'onde est :

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left[ \frac{gn(\lambda)}{e} \right]^2 \left[ 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right], \quad \alpha = 1/137; \quad g = kg_D. \quad (5.2)$$

En comparant avec l'équation (2.5) on constate qu'un monopôle magnétique émet  $(gn/e)^2 \sim 8552$  fois plus de photons Tcherenkov qu'un muon de même vitesse (pour la charge minimale,  $k = 1$ ). Le nombre de photons par unité de longueur, produits aux longueurs d'onde entre 300 nm et 600 nm, est fourni en intégrant l'équation (5.2). On considère que  $n(\lambda)$  varie très faiblement pour ces longueurs d'onde :

$$\begin{aligned} \frac{dN_\gamma}{dl_e} &\simeq 2\pi\alpha \left[ \frac{gn(\lambda)}{e} \right]^2 \left( 1 - \frac{1}{n^2\beta_e^2} \right) \int_{300 \text{ nm}}^{600 \text{ nm}} \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \\ &\simeq 764.4 \left[ \frac{gn(\lambda)}{e} \right]^2 \left( 1 - \frac{1}{n^2\beta_e^2} \right) \text{ cm}^{-1} \\ &\simeq 764.4 \times 8551.6 \times k^2 \left[ 1 - \frac{1}{(1.35)^2\beta_e^2} \right] \text{ cm}^{-1} \\ &\simeq 65.36 \times 10^5 \times k^2 \left[ 1 - \frac{1}{(1.35)^2\beta_e^2} \right] \text{ cm}^{-1} \end{aligned} \quad (5.3)$$

Le nombre de photons Tcherenkov générés par un monopôle magnétique dans l'eau est présenté sur la figure 5.3.

### 5.1.2 Emission de delta-électrons

Les monopôles magnétiques vont ioniser la mer sur leur passage [équation (1.17)] et produire des électrons libres, appelés delta-rays ou delta-électrons ( $\delta$ -électrons). Si ces électrons sont produits avec suffisamment d'énergie ( $T_e > T_e^0 = 0.25$  MeV), ils vont émettre de la lumière Tcherenkov dans l'eau. L'énergie cinétique maximale d'un delta-ray produit par un monopôle est donnée par [124]:

$$\begin{aligned} T_e^{max} &= 0.69 \times T_e^m \\ T_e^m &= \frac{2m_e c^2 \gamma_{mon}^2 \beta_{mon}^2}{1 + \frac{2\gamma_{mon} m_e}{m_{mon}} + \left( \frac{m_e}{m_{mon}} \right)^2}, \end{aligned} \quad (5.4)$$

---

2. pour une longueur d'onde de 450 nm

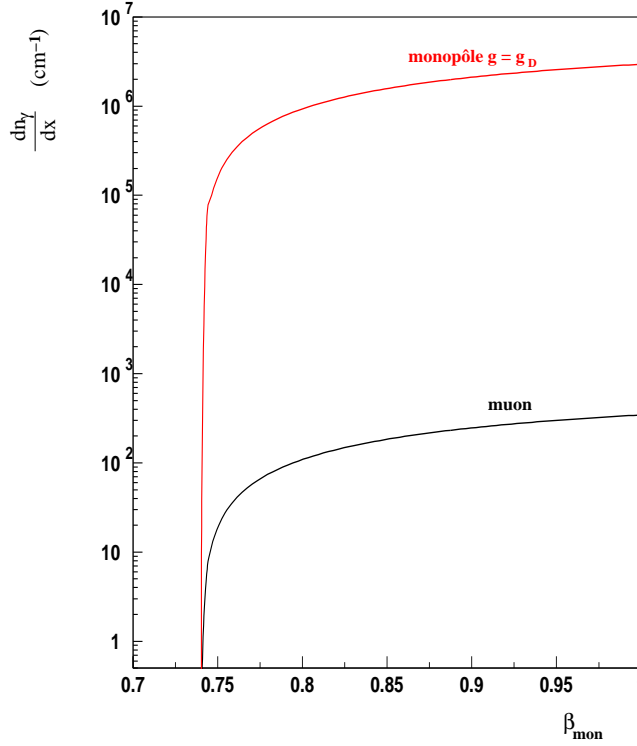


FIG. 5.3 – Nombre de photons Tcherenkov de longueur d’onde  $300 \text{ nm} < \lambda < 600 \text{ nm}$ , produits dans l’eau par un monopôle magnétique de charge  $g = g_D$  (1.11). Le nombre de photons émis par un muon de même vitesse est indiqué pour comparaison.

où  $T_e^m$  est la limite cinétique du transfert d’énergie entre le monopôle et l’électron.  $T_e^m$  peut être approchée par  $T_e^m = 2m_e c^2 \gamma_{mon}^2 \beta_{mon}^2$ , vu que  $m_{mon} \gg m_e$ . Le facteur 0.69 prend en compte la correction du paramètre d’impact, due au diamètre du paquet d’onde de l’électron au sein de l’atome [125].

La distribution des delta-électrons produits avec une énergie cinétique très supérieure à l’énergie moyenne d’excitation dans l’eau ( $T_e \gg I(H_2O) = 75 \text{ eV}$  [126]) est [124] :

$$\frac{d^2 N}{dT_e dx} = \frac{1}{2} K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \frac{F(T_e)}{T_e^2}, \quad (5.5)$$

lorsqu’ils sont produits par une particule de charge  $ze$ , avec  $F(T_e) = 1 - \beta^2 \frac{T_e}{T_e^{max}}$ ,  $K = 0.307 \text{ MeV mol}^{-1} \text{ cm}^2$  et, pour l’eau,  $Z/A = 10/18 \text{ mol g}^{-1}$  et  $\rho = 1 \text{ g cm}^{-3}$ .

Pour un monopôle magnétique, il convient de remplacer  $z$  par  $\frac{g\beta}{e}$  dans l’équation (5.5) :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 N_e}{dT_e dx} &= \frac{1}{2} K \left( \frac{g\beta_{mon}}{e} \right)^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta_{mon}^2} \frac{1 - \beta_{mon}^2 T_e / T_e^{max}}{T_e^2} \\ &\simeq 0.1535 \left( \frac{137}{2} \right)^2 \frac{10}{18} \frac{1 - \beta_{mon}^2 T_e / T_e^{max}}{T^2} \text{ MeV}^{-1} \text{ cm}^{-1} \\ &\simeq 400.1 k^2 \frac{1 - \beta_{mon}^2 T_e / T_e^{max}}{T_e^2} \text{ MeV}^{-1} \text{ cm}^{-1} \end{aligned} \quad (5.6)$$



**Note:** Dans la suite de l'exposé nous ne considérons que le cas  $k = 1$  par simplicité.

Etant donné que seul le nombre de delta-électrons produits en dépend, il suffit de multiplier les résultats présentés par un facteur  $k^2$  pour obtenir les valeurs correspondantes.

Le nombre de delta-électrons au-dessus de l'énergie de seuil  $T_e^0$  produits par unité de longueur par un monopôle de vélocité  $\beta_{mon}$  est :

$$\begin{aligned} \frac{dN_e}{dx} &= \int_{T_e^0}^{T_e^{max}} 400.1 \frac{1 - \beta^2 \frac{T_e}{T_e^{max}}}{T_e^2} dT_e \\ &= 400.1 \left[ \frac{1}{T_e^0} - \frac{1}{T_e^{max}} - \frac{\beta_{mon}^2}{T_e^{max}} \ln \left( \frac{T_e^{max}}{T_e^0} \right) \right] \text{cm}^{-1} \\ &= \frac{400.1}{T_e^0} [1 - Y + \beta_{mon}^2 Y \ln(Y)] \text{cm}^{-1}, \quad Y = T_e^0 / T_e^{max} \end{aligned} \quad (5.7)$$

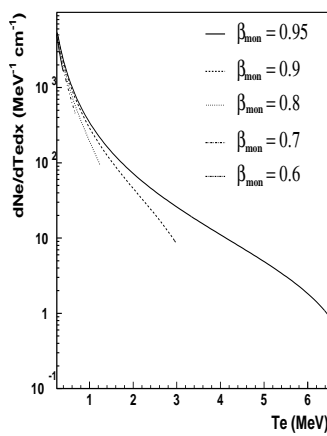


FIG. 5.4 – Nombre de  $\delta$ -rays par unité de longueur et d'énergie, émis dans l'eau par un monopôle, en fonction de sa vélocité [cf eq. (5.7)]. Par soucis de lisibilité, nous avons séparé les résultats pour les monopôles très relativistes.

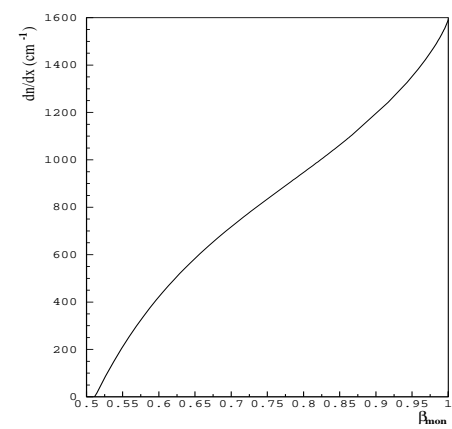
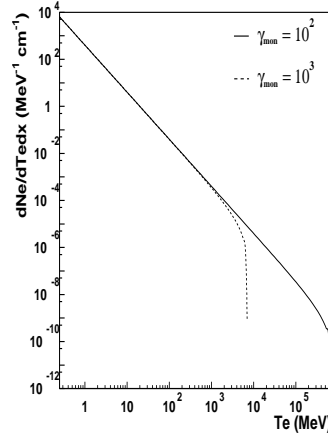


FIG. 5.5 – Nombre de  $\delta$ -rays par unité de longueur émis dans l'eau par un monopôle, en fonction de sa vélocité.

La figure 5.4 montre le nombre de delta-électrons produits par unité de longueur et d'énergie cinétique en fonction de la vitesse du monopôle [équation (5.6)]. On constate que le nombre de delta-électrons émis au-delà de 1 GeV par les monopôles suffisamment relativistes constitue une très faible proportion du nombre total. La figure 5.5 illustre le résultat de l'équation (5.7), et présente le nombre total de delta-électrons émis par unité de longueur par un monopôle.

La vitesse limite  $\beta_{mon}^0$  de production de delta-électrons au-dessus de l'énergie de seuil  $T_e^0$  (correspondant à l'énergie cinétique minimale nécessaire à l'émission Tcherenkov pour un électron), est donnée par  $T_e^0 = 0.69 \times 2m_e c^2 (\gamma_{mon}^0 \beta_{mon}^0)^2$  et vaut donc  $\beta_{mon}^0 = 0.51$ , comme l'indique la figure 5.5.

Le nombre total de photons Tcherenkov émis par les delta-rays le long de la trajectoire du monopôle est donné par l'expression suivante :

$$\frac{dn_\gamma}{dx} = \int_{T_e^0}^{T_e^{max}} \frac{d^2 N_e}{dT_e dx} dT_e \int_{T_e^0}^T \frac{dN_\gamma}{dl_e} \left| \frac{dE}{dl_e} \right|^{-1} dE, \quad (5.8)$$

où  $\frac{d^2 N_e}{dT_e dx}$  est le nombre de delta-rays d'énergie cinétique  $T_e$  produits par unité de longueur [équation (5.6)],  $\frac{dN_\gamma}{dl_e} \simeq 764.4 \left[ 1 - \frac{1}{(1.35)^2 \beta_e^2} \right] \text{ cm}^{-1}$ , est le nombre de photons

Tcherenkov produits par un électron de vitesse  $\beta_e$  (dans l'eau de mer), et  $\frac{dE}{dl_e}$  est la perte d'énergie par unité de longueur de l'électron.

La perte d'énergie des électrons dans l'eau est donnée [en MeV / (g cm<sup>-2</sup>)], pour des énergies inférieures à 10 MeV, par la formule de Seltzer et Berger [127] :

$$-\frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{coll} = \frac{0.153536 Z}{\beta^2 A} [B_0(T_e) - 2 \ln(I/m_e c^2) - \delta], \quad (5.9)$$

où  $B_0(T_e) = \ln[\tau^2(\tau + 2)/2] + [1 + \tau^2/8 - (2\tau + 1) \ln 2]/(\tau + 1)^2$ ,  $\tau = T_e/m_e c^2$ ,  $m_e c^2$  est l'énergie de masse de l'électron,  $I = 75 \text{ eV}$  (dans l'eau) est l'énergie moyenne d'excitation et  $\delta$  est la correction de l'effet de densité.

En intégrant numériquement l'équation (5.8), on obtient le nombre de photons Tcherenkov par unité de longueur, émis par les delta-électrons, le long de la trace du monopôle, figure 5.6. Le nombre de photons émis est très important et pourrait permettre la détection de monopôles magnétiques avec une vitesse en dessous de la limite Tcherenkov ( $\beta_{seuil} \simeq 0.74$ ). Pour des monopôles ayant une vitesse supérieure à la limite Tcherenkov, les delta-électrons apportent une contribution importante de photons qui vont s'ajouter aux photons Tcherenkov directs du monopôle et augmenter l'intensité lumineuse du signal.

Pour des vitesses de monopôles  $\beta_{mon} < 0.95$ , l'énergie des delta-électrons produits est inférieure à 10 MeV. A ces énergies, la distance parcourue par un électron est inférieure au centimètre, et l'émission des photons Tcherenkov peut être considérée comme ponctuelle sur la trajectoire du monopôle, à l'endroit où est produit le  $\delta$ -électron. Pour des vitesses  $\beta_{mon}$  proches de 1, l'énergie des delta-électrons peut devenir très importante:  $T_e^{max} \sim 1 \text{ TeV}$  pour  $\gamma_{mon} = 10^3$ . Dans ce cas, les pertes d'énergie dominantes sont dues au bremsstrahlung et l'électron produit une gerbe électromagnétique pouvant atteindre quelques mètres [102]. Les pertes d'énergie par bremsstrahlung pour un électron dans l'eau sont données par la formule [124]:

$$(dE/dx)_{brem} = E_e / X_0, \quad (5.10)$$

où  $X_0 = 36.1 \text{ cm}$ , est la longueur de radiation dans l'eau. Cette formule est une très bonne approximation des pertes réelles par bremsstrahlung [124]. La longueur de trace Tcherenkov produite par la gerbe, c'est-à-dire la sommation des longueurs des traces de chacune des particules au-dessus de la limite Tcherenkov, est donnée par la formule [128]:

$$L_e = 4.7319 \text{ m} \times (E_e / \text{GeV}). \quad (5.11)$$

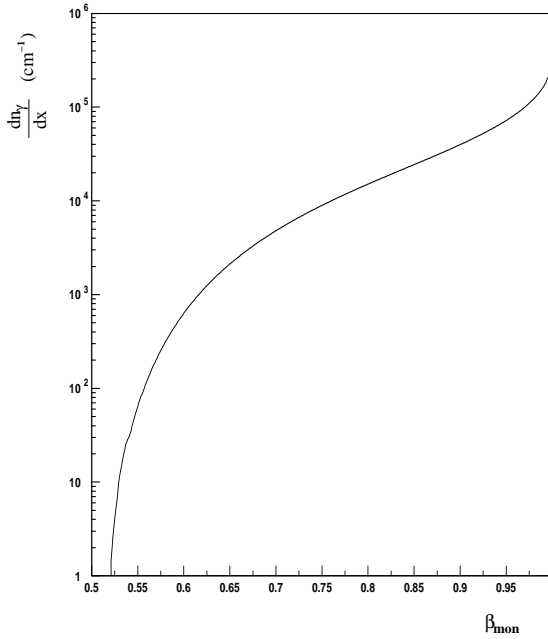


FIG. 5.6 – Estimation du nombre total de photons Tcherenkov, de longueur d'onde  $300 \text{ nm} < \lambda < 600 \text{ nm}$ , émis par unité de longueur dans l'eau par les  $\delta$ -électrons générés par un monopôle magnétique de vitesse  $\beta_{mon}$  le long de sa trajectoire.

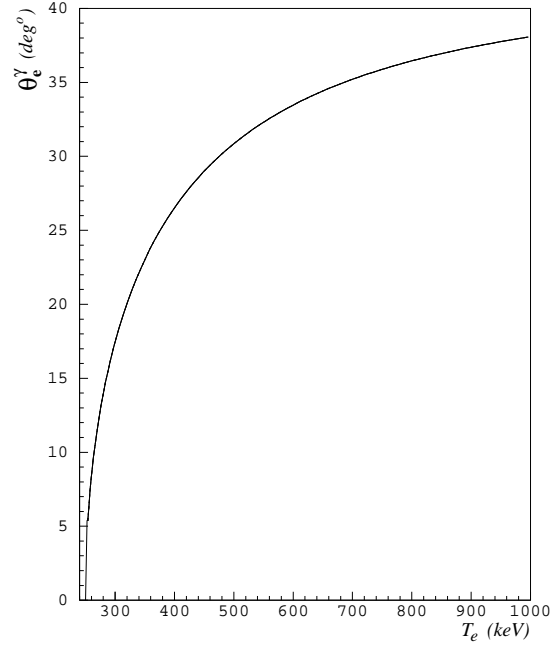


FIG. 5.7 – Angle d'émission Tcherenkov, par rapport à la direction des électrons, en fonction de leur énergie cinétique  $T_e$ .

Malgré les distances de quelques mètres que peuvent atteindre les gerbes électromagnétiques de plusieurs GeV, nous avons conservé, pour les monopôles de vitesse  $\beta_{mon} \sim 1$ , l'hypothèse d'une émission ponctuelle valable pour les plus faibles vitesses. Une simulation plus réaliste pourra être faite ultérieurement, en suivant les traces des delta-électrons de haute énergie. On s'attend néanmoins à ce que les résultats présentés ne constituent pas une mauvaise estimation étant donné que la plupart des électrons émis possèdent une faible énergie et la contribution des électrons entre 1 GeV et 1 TeV est négligeable par rapport à l'ensemble de la lumière émise par ceux, bien plus nombreux, de plus faible énergie (figure 5.4).

Nous avons restreint notre étude à des facteurs de Lorentz  $\gamma_{mon} \leq 10^3$ . Sauf indication contraire, les légendes  $\beta_{mon} = 1$  indiquées dans ce chapitre signifient  $\gamma_{mon} = 10^3$ .

Compte tenu de la perte d'énergie des électrons, les photons Tcherenkov vont être émis à des angles différents obéissant à l'équation :

$$\cos \theta_e^\gamma = 1/(n\beta_e). \quad (5.12)$$

La figure 5.7 indique l'angle d'émission des photons, par rapport à la trajectoire des  $\delta$ -électrons, en fonction de l'énergie cinétique des électrons. L'angle de production des delta-électrons, par rapport à la direction du monopôle, dépend de leur énergie cinétique

à la production et vaut, d'après la conservation du moment cinétique<sup>3</sup>:

$$\cos \theta_{mon}^e = \frac{1}{\beta_{mon}} \sqrt{\frac{T_e}{T_e + 2m_e}} \quad (5.13)$$

La figure 5.8 montre la distribution angulaire des delta-électrons ( $\theta_{mon}^e$ ). Connaissant

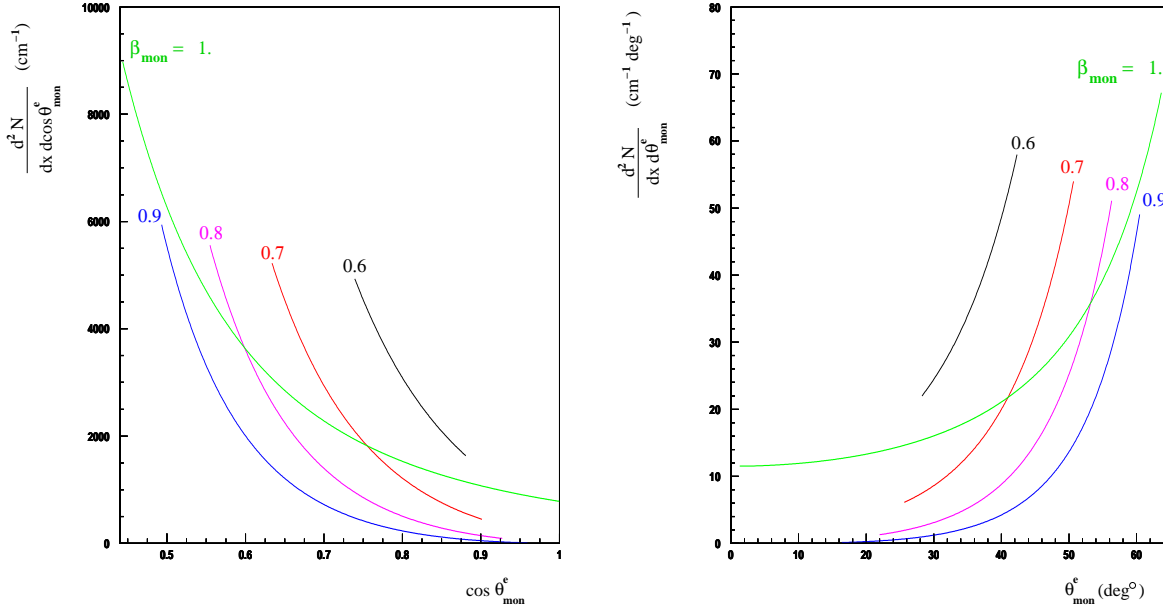


FIG. 5.8 – Distribution angulaire d'émission des delta-électrons ayant une énergie cinétique supérieure à  $T_e^0$ , en fonction de la vitesse  $\beta_{mon}$  du monopôle.

l'angle  $\theta_{mon}^e$  entre l'électron et le monopôle ainsi que les angles d'émission des photons, par rapport à la direction de l'électron,  $\theta_e^\gamma$  donné par l'équation (5.12), et  $\phi_e^\gamma$ , pris isotropiquement entre 0 et  $2\pi$ , on peut calculer l'angle  $\Theta_{mon}^\gamma$  du photon par rapport à la direction du monopôle :

$$\cos \Theta_{mon}^\gamma = -\sin \theta_{mon}^e \sin \theta_e^\gamma \cos \phi_e^\gamma + \cos \theta_{mon}^e \cos \theta_e^\gamma \quad (5.14)$$

Compte tenu de l'équation (5.8), on peut calculer le nombre de  $\delta$ -électrons produits par unité de longueur avec une énergie  $T_e$ , et donc à un angle  $\theta_{mon}^e(T_e)$ , ainsi que le nombre de photons Tcherenkov émis à un angle  $\theta_e^\gamma(T_e)$ . On obtient numériquement le nombre de photons Tcherenkov émis par unité d'angle solide et par unité de longueur en fonction de l'angle  $\cos \Theta_{mon}^\gamma$ , qui est représenté sur la figure 5.9.

Tous les résultats ont été présentés dans le cas  $k = 1$ , c'est à dire pour une charge magnétique  $g = g_D$ . La section efficace de production des delta-électrons et le nombre de photons Tcherenkov qui en sont issus (l'énergie des delta-électrons ne dépend pas de la charge) vont en  $k^2$ .

3. C'est la méthode utilisée dans GEANT [130]

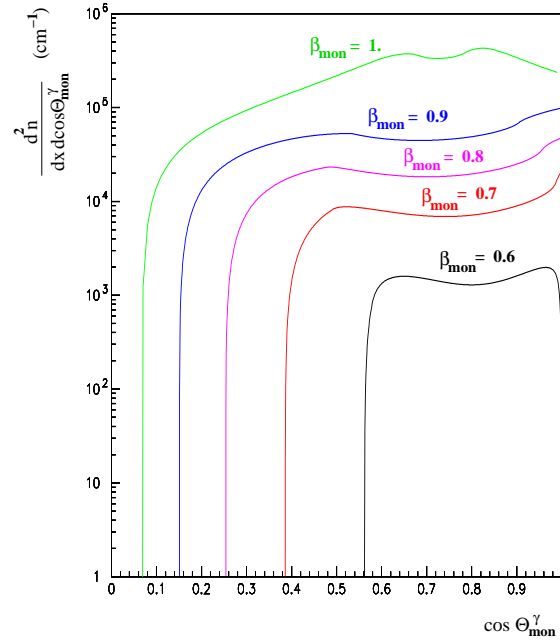


FIG. 5.9 – Nombre de photons Tcherenkov, dûs aux  $\delta$ -rays créés par le passage d'un monopôle dans l'eau, émis par unité de longueur et par unité d'angle solide (à un facteur  $2\pi$  près), par rapport à la direction du monopôle.

### 5.1.3 Processus radiatifs et gerbes électromagnétiques

Compte tenu du fait qu'un monopôle magnétique de grande vitesse se comporte comme une charge électrique équivalente  $(g\beta)^2 = (Ze)_{\text{eq}}^2$  [voir expressions (1.19), (1.20), (1.21)], on peut grossièrement considérer que les sections efficaces de production de paires et de bremsstrahlung d'un monopôle magnétique peuvent être déduites de celles d'un muon de haute énergie.

Comme on l'a vu au paragraphe 1.2.2.3, les pertes radiatives des monopôles magnétiques dominent pour des facteurs de Lorentz  $\gamma_{\text{mon}} \gtrsim 5 \cdot 10^4$ . La figure 5.2 indique que de telles valeurs sont envisageables au niveau du détecteur pour des monopôles magnétiques, même après qu'ils aient traversé la Terre. De tels monopôles créeront le long de leur trajet de nombreuses gerbes électromagnétiques. Ces gerbes électromagnétiques, produites stochastiquement et constituées de nombreuses particules relativistes, produiront une importante quantité de lumière qui s'ajoutera à l'émission continue (Tcherenkov et ionisation).

Les processus radiatifs ont deux conséquences sur la détection de monopôles magnétiques au sein d'un détecteur: le signal sera plus important, ce qui augmente la surface effective de détection mais il ressemblera à celui d'un muon de très (très) haute énergie, avec des grandes fluctuations sur les amplitudes reçues, dues à l'émission stochastique. Au contraire, si l'intensité lumineuse générée par les processus radiatifs est négligeable par rapport à l'émission continue, il est alors possible de distinguer le signal d'un monopôle de celui d'un muon de haute énergie.

Les processus radiatifs n'ont pas été inclus dans les simulations Monte Carlo du passage d'un monopôle au sein du détecteur. A la place, nous considérons 2 cas limites, selon le facteur de Lorentz du monopôle :

- $\gamma_{mon} \lesssim 10^3$ , les sections efficaces des processus radiatifs sont négligeables [équations (1.19), (1.20), (1.21)] et l'on ne considère que l'émission Tcherenkov et celle des delta-électrons
- $\gamma_{mon} \gtrsim 10^5$ , si la lumière des gerbes électromagnétiques engendrées par les processus radiatifs dépassent l'émission continue des monopôles, il n'est plus possible de distinguer le signal de celui d'un muon de très haute énergie. La valeur de  $10^5$  correspond au facteur de Lorentz au-delà duquel les pertes d'énergie par production de paires dépassent les pertes par ionisation.

### 5.1.4 Catalyse de la désintégration des nucléons

Comme on l'a vu au paragraphe 1.2.3, les monopôles magnétiques lents ( $\beta_{mon} < 10^{-3}$ ) pourraient catalyser la désintégration des noyaux d'hydrogène de l'eau, avec une section efficace  $\sigma_c = 0.17 \sigma_0 / \beta^2$ , où  $\sigma_0 \sim 10^{-29} - 10^{-27} \text{ cm}^2$  (la section efficace de catalyse de désintégration des noyaux d'oxygène étant environ  $10^4$  fois plus faible). Avec une telle section efficace, la distance moyenne  $\Delta L_{cat}$  et le temps moyen  $\Delta t_{cat}$  entre deux catalyses sont donnés par

$$\begin{aligned}\Delta L_{cat} &\sim 5.9 \beta^2 (n_H \sigma_0)^{-1}, \\ \Delta t_{cat} &\sim 5.9 \beta (c n_H \sigma_0)^{-1},\end{aligned}$$

où  $n_H = 6.7 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  est la densité de noyaux d'hydrogène dans l'eau. Pour une section efficace  $\sigma_0 \sim 10^{-29} \text{ cm}^2$ , on calcule une distance moyenne entre 2 catalyses:  $\Delta L_{cat} \sim 10 \text{ cm}$  et  $\Delta t_{cat} \sim 30 \mu\text{s}$  pour  $\beta = 10^{-3}$ .

L'énergie libérée lors d'une catalyse ( $E < m_p c^2 = 938 \text{ MeV}$ ) est distribuée entre les produits de la désintégration du proton (et leurs particules secondaires), qui vont émettre de la lumière Tcherenkov. Il n'existe pas de véritable estimation des taux de branchement pour les différents canaux de désintégration. Dans le cadre des modèles supersymétriques minimaux  $SU(5)$ , les auteurs de la référence [23], prédisent les canaux suivants:

$$\begin{aligned}M + p &\rightarrow M + e^+ + \pi^0 (+\pi^0), \\ M + p &\rightarrow M + e^+ + \mu^+ + \mu^-, \\ M + p &\rightarrow M + \mu^+ + K^0, \\ M + p &\rightarrow M + \mu^+ + K^0 + \pi^-, \end{aligned}$$

avec l'émission, par désintégration, d'environ  $3 \cdot 10^4 - 10^5$  photons Tcherenkov (selon le canal) dans l'intervalle de détection  $300 < \lambda < 600 \text{ nm}$ . La trajectoire d'un monopôle magnétique, catalysant la désintégration de protons, devrait donc se comporter comme une chaîne de points lumineux.

Si un tel monopôle passe à une distance de quelques dizaines de mètres d'un photomultiplicateur (ce qui représente la distance caractéristique pour un télescope "sous-marin" à neutrinos), la probabilité de détection de chaque flash lumineux est plutôt faible, compte tenu de l'absorption de la lumière dans l'eau. Néanmoins, si le taux de désintégrations est élevé, de l'ordre de  $10 - 10^3$  par cm (par exemple pour  $\sigma_0 \sim 10^{-29}$  et  $\beta = 10^{-5}$ ),

le long de la trajectoire du monopôle, la fréquence de détection des photons Tcherenkov, émis par les produits de désintégration, peut dépasser de manière appréciable le taux de comptage du bruit de fond optique.

### 5.1.5 Les différentes topologies

La vitesse du monopôle est le paramètre déterminant la “topologie” des événements attendus. Nous avons considéré quatre cas principaux, étudiés dans les prochaines sections:

- $\beta_{mon} \lesssim 10^{-3}$ , une étude rapide sur la possibilité de détection des monopôles lents, par l’effet Callan-Rubakov de désintégration des noyaux d’hydrogène de l’eau, est présentée au paragraphe suivant.
- $0.52 < \beta_{mon} < 0.741$ , les monopôles n’émettent pas de lumière Tcherenkov mais sont détectables via la lumière produite par les nombreux delta-électrons
- $\beta_{mon} > 0.741$ , les monopôles émettent de la lumière Tcherenkov directe ainsi que de nombreuses particules secondaires relativistes; deux cas sont envisagés:
  - $\gamma_{mon} \lesssim 10^3$ , on ne considère que l’émission Tcherenkov directe et celle des delta-électrons. la lumière provenant des particules secondaires issues des processus radiatifs est considérée comme négligeable par rapport à l’émission continue,
  - $\gamma_{mon} \gtrsim 10^5$ , les gerbes électromagnétiques engendrées par les processus radiatifs ne permettent pas de distinguer le signal d’un monopôle de celui d’un muon de très haute énergie.

## 5.2 Monopôles lents

Suivant la stratégie utilisée par Baikal [129, 45], la détection d’un monopôle lent ( $\beta_{mon} < 10^{-3}$ ) consiste à enregistrer une augmentation du taux de comptage des étages (triplets dans Antares, paires dans Baikal) les plus proches de la trace, due aux multiples désintégrations des nucléons dans l’eau. Il faut également mesurer un alignement entre ces étages ainsi que des différences temporelles cohérentes avec le passage d’un monopôle de faible vélocité, et s’assurer que l’augmentation des taux de comptage ne soit pas due aux fluctuations statistiques.

La collaboration Baikal utilise un déclenchement consistant en l’observation de 3 coups (hits) sur une paire de modules optiques, dans un intervalle de temps de 500  $\mu$ s. Leur taux de comptage (bruit optique) par paire est d’environ 50-500 Hz. Aucun événement correspondant à un monopôle n’a été observé par Baikal (voir les limites expérimentales présentées au paragraphe 1.3.4).

La même méthode peut être adaptée pour le détecteur Antares, pour lequel le taux de déclenchement par LCM est d’environ 14 kHz, pour une amplitude  $th_2=1.5$  photoélectrons (2.7 kHz pour  $th_2=2.0$  photoélectrons), voir table 3.3. Cette méthode demande néanmoins une simulation détaillée, qui permettrait de connaître les amplitudes attendues et le nombre de coups enregistrés, à partir desquels on pourrait déterminer un critère de déclenchement permettant d’une part de rejeter le bruit de fond optique, d’autre part de reconstruire la trace du monopôle à partir des coïncidences temporelles.

Une surface effective de sélection pourrait ensuite être calculée, à partir des événements passant ce critère de déclenchement, et pourrait donner suite à une limite sur le flux de monopôle en cas de non détection.

Cette étude nécessite une connaissance précise des fluctuations statistiques du taux de comptage dans les conditions réelles de l'expérience. Elles pourraient être estimées par simulation mais, dans cette thèse, nous avons décidé de donner la priorité à l'étude de la détection de monopôles relativistes, pour laquelle nous apportons de nouveaux éléments.

## 5.3 Monopôles relativistes

### 5.3.1 Simulation

La simulation du passage des monopôles magnétiques au sein du détecteur Antares s'est faite au moyen du programme GEASIM [131] utilisé par la collaboration pour la simulation des muons et neutrinos.

Nous avons restreint notre simulation à des monopôles relativistes ( $\beta_{mon} > 0.52$ ) avec des facteurs de Lorentz  $\gamma_{mon} \leq 10^3$ , afin de nous affranchir des processus radiatifs. Les pertes d'énergie par ionisation, ainsi que l'émission des delta-électrons, ne dépendent que de la charge et de la vitesse et sont donc indépendantes de la masse des monopôles. De plus, pour les énergies considérées, les pertes sont négligeables sur des distances caractéristiques de la taille du détecteur (voir le paragraphe 1.2), et la vitesse du monopôle reste constante. Nous avons étudié le signal de monopôles avec une charge égale à une seule fois la charge de Dirac,  $g = kg_D$  avec  $k = 1$ , puisqu'il correspond au signal "minimum" (le nombre de photons émis est proportionnel à  $k^2$ ).

Compte tenu du nombre très important de delta-électrons produits par unité de longueur par un monopôle magnétique, la simulation séparée de chacun d'eux n'était pas possible dans le programme GEANT chargé de simuler le passage des particules au sein du détecteur Antares. Nous avons donc paramétré leur émission selon les résultats qui sont présentés sur la figure 5.9, de la même manière que sont paramétrées les gerbes électromagnétiques des muons [131]: pour chaque pas de la trace du monopôle, on calcule l'angle solide sous lequel est vu chacun des photomultiplicateurs, et, connaissant le nombre de photons émis par une unité de longueur et d'angle solide (figure 5.9), on détermine l'intensité du champ de photons émis.

Les modifications mises en place par rapport à la simulation des muons sont:

- l'élimination des pertes d'énergies (le monopôle garde une vitesse constante),
- l'amplification de l'émission Tcherenkov directe par un facteur  $(gn/e)^2 \sim 8552$  et la dépendance de l'angle d'émission en fonction de  $\beta_{mon}$  [équation (5.3)],
- la paramétrisation de l'émission Tcherenkov due aux delta-électrons (selon la figure 5.9),
- l'élimination des processus radiatifs.

La génération des traces des monopôles s'est faite sur la surface d'une canette de 1100 mètres ( $20 \lambda_{abs}$ ) autour du détecteur, isotropiquement sur  $4\pi$ . Nous avons simulé des monopôles magnétiques pour 5 vitesses  $\beta_{mon} = 0.6, 0.7, 0.8, 0.9$  et 1. Le détecteur est présenté au paragraphe 3.2.1, la simulation de l'électronique de lecture est décrite au paragraphe 4, nous avons supposé un bruit électronique de 1/15 de photoélectron et la saturation n'est



prise en compte que pour les résultats finaux, afin de mesurer ses effets sur la détection des monopôles magnétiques, par rapport au cas “idéal”. Pour l’instant, la diffusion des photons dans l’eau n’a pas été prise en compte.

**Note:** Les simulations que nous avons effectuées ont montré qu’une taille de canette trop petite (2 ou 3  $\lambda_{abs}$ ) conduit à une sous-estimation de la valeur des surfaces effectives de détection pour les monopôles au-delà de la limite Tcherenkov [132]. Leur émission lumineuse très intense permet en effet la détection d’un signal sur un PM situé à plusieurs centaines de mètres.

### 5.3.2 Efficacité de détection et bruits de fond

Les monopôles relativistes émettent une très grande quantité de lumière Tcherenkov, directement si leur vitesse  $\beta_{mon}$  est plus grande que la limite Tcherenkov  $\beta_{seuil} = 0.741$  et indirectement par la grande quantité de delta-électrons produits au-dessus de la limite  $\beta_{seuil}$ , comme on peut le voir sur les figures 5.3 et 5.6.

La figure 5.10 montre la surface effective de détection, avec pré-sélection, du télescope Antares, en fonction de la vitesse du monopôle. Ces valeurs sont à prendre comme limite inférieure, étant donné que la taille de la canette utilisée était sûrement trop petite pour prendre en compte l’émission très intense d’un monopôle. La pré-sélection minimale requiert au moins 5 modules optiques touchés (et validés par le système de déclenchement, voir paragraphe 3.2.3). Il faut en effet un nombre minimal de 5 points pour la détermination des 5 paramètres de la trace. Une contrainte supplémentaire, imposant que les modules optiques touchés soient répartis sur 2 lignes, est nécessaire pour lever les ambiguïtés sur la détermination de la trace<sup>4</sup>. Dans la suite, nous utilisons donc ce critère de pré-sélection: au moins 5 modules optiques touchés, répartis sur au moins 2 lignes.

On constate que les monopôles relativistes sont facilement observables au sein d’un télescope sous-marin à neutrinos de haute énergie, même pour des vitesses  $\beta_{mon} = 0.6$ . Bien entendu, compte tenu des incertitudes théoriques et des limites sur les flux, la difficulté ne repose pas sur la détection d’un éventuel signal, mais sur la possibilité de distinguer ce signal de celui des principaux bruits de fond. Ces bruits de fond sont constitués des muons atmosphériques (descendants) et des muons issus de neutrinos (ascendants).

Nous avons analysé le signal de muons ascendants issus de neutrinos atmosphériques [133] et celui de multi-muons atmosphériques descendants [134]. Une partie des événements muons descendants, dûs aux gerbes électromagnétiques créés dans l’atmosphère par un rayon cosmique, est constituée de plusieurs muons parallèles, appelés multi-muons. Bien que ces multi-muons constituent une petite fraction de l’ensemble des muons atmosphériques qui atteignent notre détecteur ( $\sim 10\%$  [134]), ils représentent la majorité du bruit de fond pour la détection de particules ascendantes [135]. Ceci est dû au fait que les photomultiplicateurs enregistrent des coups (hits) provenant des différentes traces, faussant ainsi la reconstruction, qui peut alors fournir une trace ascendante. Les événements que nous avons étudiés sont tirés des fichiers de production de la collaboration Antares, **10/01**

4. Ce critère permet de diminuer très fortement le nombre d’événements qui possèdent des dégéscences sur la trace: lorsque les coups enregistrés sont alignés sur une ligne, il existe une infinité de solutions, réparties sur un cône; lorsque les coups sont alignés dans un plan, il existe 2 solutions (miroirs) possibles.

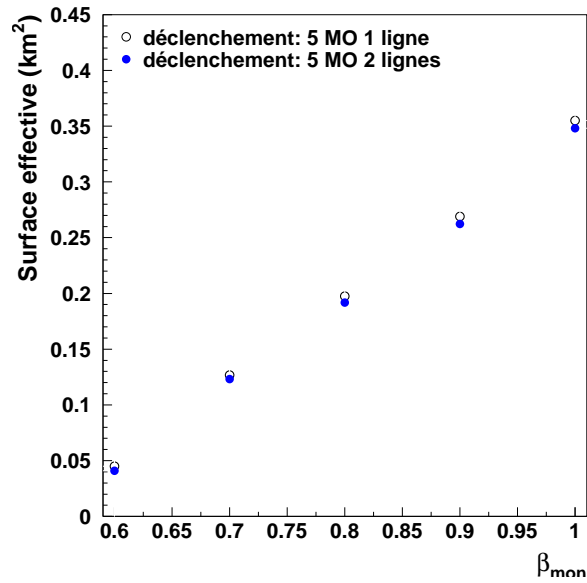


FIG. 5.10 – Surface effective de détection des monopôles magnétiques en fonction de leur vitesse  $\beta_{mon}$ , selon 2 critères de pré-sélection des événements.

pour les neutrinos atmosphériques<sup>5</sup>, et **02/01** pour les multi-muons<sup>6</sup>.

Les paragraphes suivants présentent l'efficacité de rejet de ces bruits de fond et concluent sur les possibilités de découverte de monopôles magnétiques relativistes.

### 5.3.3 Monopôles relativistes en dessous de la limite Tcherenkov

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 5.1, les monopôles magnétiques en dessous de la limite Tcherenkov,  $0.52 < \beta_{mon} < 0.74$ , n'émettent pas de lumière directe. Ils produisent néanmoins une grande quantité de delta-électrons relativistes (dont la vitesse est au-dessus de cette limite Tcherenkov si  $\beta_{mon} > 0.52$ , voir paragraphe 5.1.2), qui permet leur détection.

Les figures 5.11 et 5.12 présentent la réponse du détecteur au passage d'un monopôle magnétique de vélocité  $\beta_{mon} = 0.6$  et  $0.7$  et de charge  $g = g_D$ . Seuls les événements qui passent le critère de pré-sélection sont représentés. On constate que le nombre de photomultiplicateurs touchés ainsi que le nombre de coups (hits) par PM sont relativement élevés (figure 5.11), pour des amplitudes assez faibles (figure 5.12). Cela provient du fait que la distribution angulaire d'émission des photons par rapport à la trace du monopôle, est très étendue (figure 5.9).

Il ne faut pas perdre de vue que les résultats présentés, bien qu'assez représentatifs pour une comparaison avec le signal d'un muon, correspondent au cas particulier d'une charge  $g = g_D$ . Pour une charge magnétique  $g = k g_D$ , les amplitudes augmentent typiquement d'un facteur ( $k^2$ ) et le nombre de photomultiplicateurs touchés devrait être plus important. Notons également que, la diffusion n'ayant pas été prise en compte pour le

5. Au total  $9 \cdot 10^{10}$  interactions de neutrinos, entre  $10$  et  $10^8$  GeV

6. Au total  $10^5$  primaires d'énergie  $\geq 200$  TeV  $\times$  40 fichiers

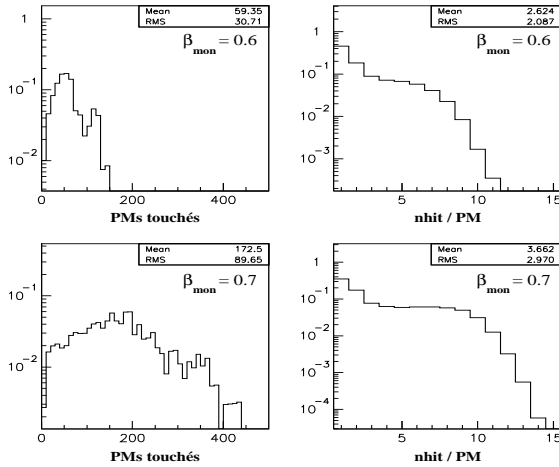


FIG. 5.11 – Distribution du nombre de photomultiplicateurs touchés (à gauche) et du nombre de coups (hits) par PM (à droite). Les distributions sont normalisées par rapport au nombre d'entrées total.

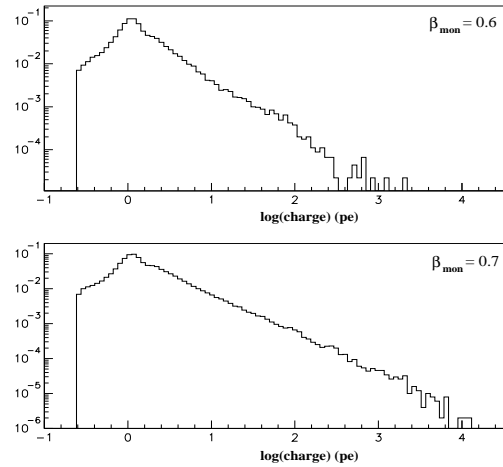


FIG. 5.12 – Charge des coups enregistrés (la saturation n'a pas été prise en compte). La distribution est normalisée par rapport au nombre d'entrées total.

moment dans les simulations, les valeurs indiquées pourraient varier légèrement. Les mesures des propriétés optiques de l'eau du site Antares ont montré, néanmoins, que 90% des photons émis arrivent dans un intervalle de 10 ns sur un module optique situé à une distance de 44 mètres (paragraphe 3.1.2). La diffusion devrait donc avoir un faible impact sur les résultats présentés au cours de cette étude.

### Reconstruction de la trace

La détermination de la trace, et principalement de la vitesse de la particule, permettrait de distinguer un muon de haute énergie ( $\beta_\mu = 1$ ) d'un monopôle magnétique de vélocité  $\beta_{mon} = 0.6$  ou  $0.7$ .

Nous avons utilisé la méthode de reconstruction linéaire, proposée initialement par la collaboration Dumand [136], et qui constitue l'une des méthodes utilisées comme première étape de la reconstruction des traces dans la collaboration Antares (préfit linéaire) [137].

Cette méthode consiste à déterminer la ligne droite passant par les positions des photomultiplicateurs touchés. La position du coup  $i$  est notée  $(x_i, y_i, z_i)$ . L'hypothèse est faite que les coups sont localisés sur la trace du muon. Dans ce cas, la relation entre les paramètres de la trace et les positions des coups est linéaire:

$$\mathbf{y} = H\Theta,$$

où  $\mathbf{y}$  est un vecteur contenant les positions des coups,  $\mathbf{y} = [x_1, y_1, \dots, z_n]$ ,  $\Theta$  est un vecteur contenant les paramètres de la trace estimée,  $\Theta = [p_x, d_x, p_y, d_y, p_z, d_z]^T$  (les vecteurs  $\mathbf{p}$  ( $p_x, p_y, p_z$ ) et  $\mathbf{d}$  ( $d_x, d_y, d_z$ ) représentent respectivement la position du point de la trace

au temps de référence et la vitesse de la particule), et  $\mathbf{H}$  est une matrice contenant les temps des coups:

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} 1 & t_1 & & & & \\ & & 1 & t_1 & & \\ & & & & 1 & t_1 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ & & & & 1 & t_n \end{bmatrix}$$

On peut montrer que dans le cas où les erreurs sur les positions des coups  $f_i$  sont indépendantes et leur composantes x, y et z approximativement égales, l'expression pour  $\Theta$  peut s'écrire [137]:

$$\Theta = \frac{1}{\sum f_i \sum f_i t_i^2 - (\sum f_i t_i)^2} \begin{bmatrix} \sum f_i t_i^2 \sum f_i x_i - \sum f_i t_i \sum f_i t_i x_i \\ \sum f_i \sum f_i t_i x_i - \sum f_i t_i \sum f_i x_i \\ \sum f_i t_i^2 \sum f_i y_i - \sum f_i t_i \sum f_i t_i y_i \\ \sum f_i \sum f_i t_i y_i - \sum f_i t_i \sum f_i y_i \\ \sum f_i t_i^2 \sum f_i z_i - \sum f_i t_i \sum f_i t_i z_i \\ \sum f_i \sum f_i t_i z_i - \sum f_i t_i \sum f_i z_i \end{bmatrix}$$

Nous avons décidé d'utiliser cette méthode pour la détermination des traces des monopôles en dessous de la limite Tcherenkov, car elle possède deux principaux avantages:

- elle ne nécessite aucune information théorique sur l'émission Tcherenkov, comme l'angle ou les distributions en temps et en amplitude,
- elle donne une estimation de la vitesse,  $\beta_{pf}$ .

Le grand nombre de photomultiplicateurs touchés lors du passage d'un monopôle magnétique améliore les performances de la méthode.

La figure 5.13 montre les résultats de détermination de la vitesse pour deux vitesses simulées,  $\beta_{mon} = 0.6$  et  $\beta_{mon} = 0.7$ .

On remarque que la méthode est très bien adaptée pour ce type de monopôles. Les nombres d'entrées affichés correspondent aux événements qui passent le critère de pré-sélection et qui sont reconstruits avec une direction ascendante (sur un total de 10000 événements simulés pour chaque  $\beta$ ). En imposant une contrainte sur le nombre de modules optiques touchés,  $n_{MO} \geq 20$ , la vitesse est assez bien reconstruite, avec une erreur inférieure à 10%. Cette coupure fait perdre environ 20% des événements mais permet d'éliminer une bonne part du bruit de fond (figure 5.14).

Si la méthode de reconstruction linéaire est efficace pour la détermination des traces des monopôles avec  $0.6 \leq \beta_{mon} \leq 0.74$ , elle donne de bien moins bons résultats dans le cas des muons. La figure 5.14 présente les valeurs de la vitesse  $\beta_{pf}$  fournie par la méthode pour des muons ascendants issus de neutrinos et des multi-muons atmosphériques reconstruits comme des événements ascendants.

On voit que la coupure sur le nombre de modules optiques est très efficace pour le rejet des multi-muons. Ceci vient du fait que la, ou les traces sont mieux déterminées lorsque le nombre de MO touchés est grand: il y a moins de traces reconstruites comme ascendantes. Dans le cas des neutrinos, la coupure permet de rejeter les événements de faible énergie. Dans tous les cas, l'efficacité de la reconstruction augmente lorsque le nombre de points est élevé, ce qui diminue le bruit de fond.

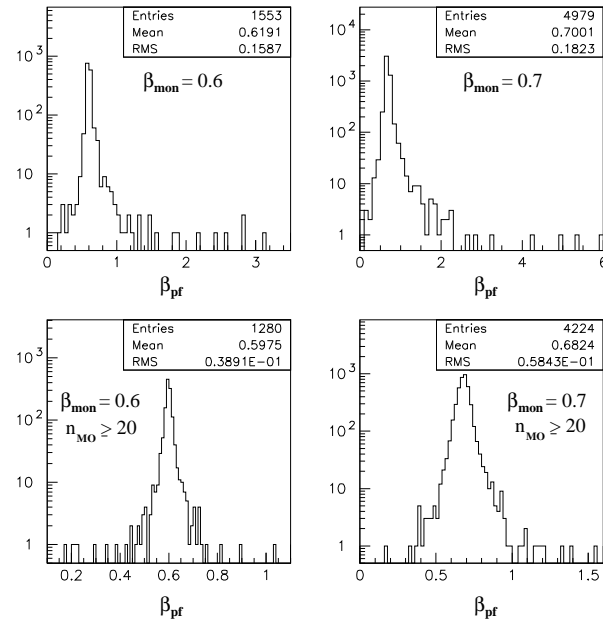


FIG. 5.13 – Vitesse  $\beta_{pf}$  fournie par la méthode de préfit linéaire, pour des monopôles de vitesse  $\beta_{mon} = 0.6$  et  $\beta_{mon} = 0.7$ , qui passent les critères de pré-sélection (déclenchement 5 MO sur 2 lignes). Les distributions du bas, obtenues à partir des événements qui ont au moins 20 modules optiques touchés, indiquent qu'un grand nombre de MO touchés augmente l'efficacité de reconstruction.

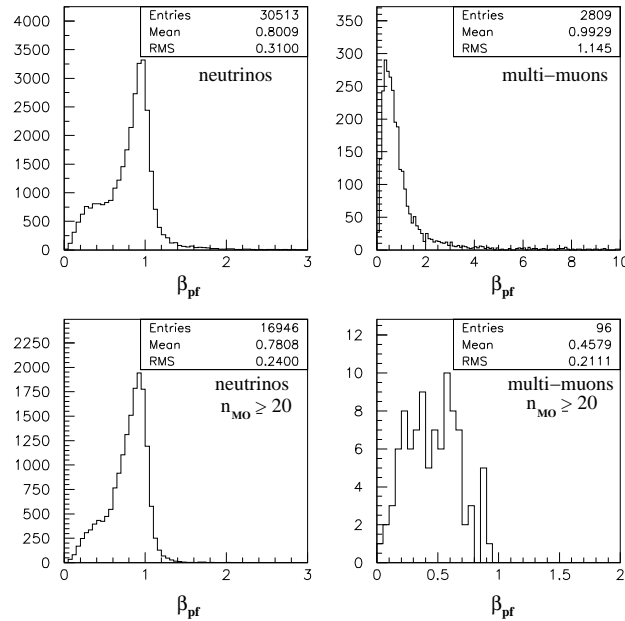


FIG. 5.14 – Vitesse  $\beta_{pf}$  fournie par la méthode de préfit linéaire, pour les principaux bruits de fond, qui passent les critères de pré-sélection (déclenchement 5 MO sur 2 lignes). Les distributions du bas sont obtenues à partir des événements qui ont au moins 20 modules optiques touchés.

## Sélection des événements

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, la valeur de la vitesse fournie par le préfit linéaire n'est pas un critère suffisant pour identifier le passage d'un monopôle magnétique. Nous avons donc sélectionné les événements selon quelques critères généraux, caractéristiques des signaux attendus pour ce type de monopôles magnétiques.

En premier lieu, nous demandons une **vitesse**  $0.52 \leq \beta_{pf} \leq 0.74$ , ainsi qu'une **direction ascendante** pour la trace reconstruite par la méthode de préfit linéaire. Afin de diminuer le bruit de fond des muons atmosphériques, nous imposons que le cosinus ( $vz_{pf}$ ) de l'angle  $\theta_{pf}$  entre la trace et l'axe  $z$ , ait une valeur  $vz_{pf} > 0.1$  (ce qui correspond à une direction ascendante faisant un angle supérieur à 5-6 degrés par rapport à l'horizontal), ce qui permet de s'affranchir des événements proches de l'horizontale.

**Le nombre de modules optiques** touchés, doit être important. Ceci devrait permettre de rejeter la plupart des muons de basse énergie ainsi que de nombreux multi-muons.

Le programme de reconstruction standard RECO [138], utilisés pour la détermination des traces des muons, est basé sur l'émission Tcherenkov d'une particule de vitesse  $\beta = 1$  (voir Annexe C). Etant donné que les vitesses sont différentes de 1 pour ce type de monopôles, on s'attend à ce que les traces des monopôles ne soient pas reconstruites correctement. En effet, aucun événement correspondant à un monopôle de vitesse  $\beta_{mon} = 0.6$  et  $\beta_{mon} = 0.7$ , ne passe les coupures de sélection de la reconstruction RECO. Comme critère supplémentaire, nous demandons donc que les événements ne soient **pas sélectionnés par la reconstruction RECO** dédiée aux muons.

Enfin, nous ajoutons une coupure sur **le nombre de coups (hits)** reçus sur les photomultiplicateurs. En vertu de la figure 5.15, nous ne sélectionnons que les événements qui ont au moins 12 PM ayant reçu plus de 4 coups chacun dans un intervalle de 300 ns.

Les critères de sélection des événements que nous avons retenus sont les suivants:

- une vitesse fournie par le préfit linéaire  $0.52 \leq \beta_{pf} \leq 0.74$ , avec  $vz_{pf} > 0.1$ ,
- au moins 20 modules optiques touchés: ce critère conserve 80% du signal et permet de rejeter 97% des multi-muons et presque 50% des neutrinos (90% pour  $E_\nu < 3$  TeV),
- le rejet des événements par les programmes de sélection dédiés à la reconstruction des muons,
- au moins 12 modules optiques ont reçu un nombre de coups supérieur à 4 (dans un intervalle de 300 ns)<sup>7</sup>: ce dernier critère permet de rejeter la totalité des multi-muons (figure 5.15).

Pour les multi-muons, aucun événement, sur les  $4 \cdot 10^6$  simulés, ne passe les critères de sélection.

---

7. La majorité des coups enregistrés sont contenus dans 300 ns [132]

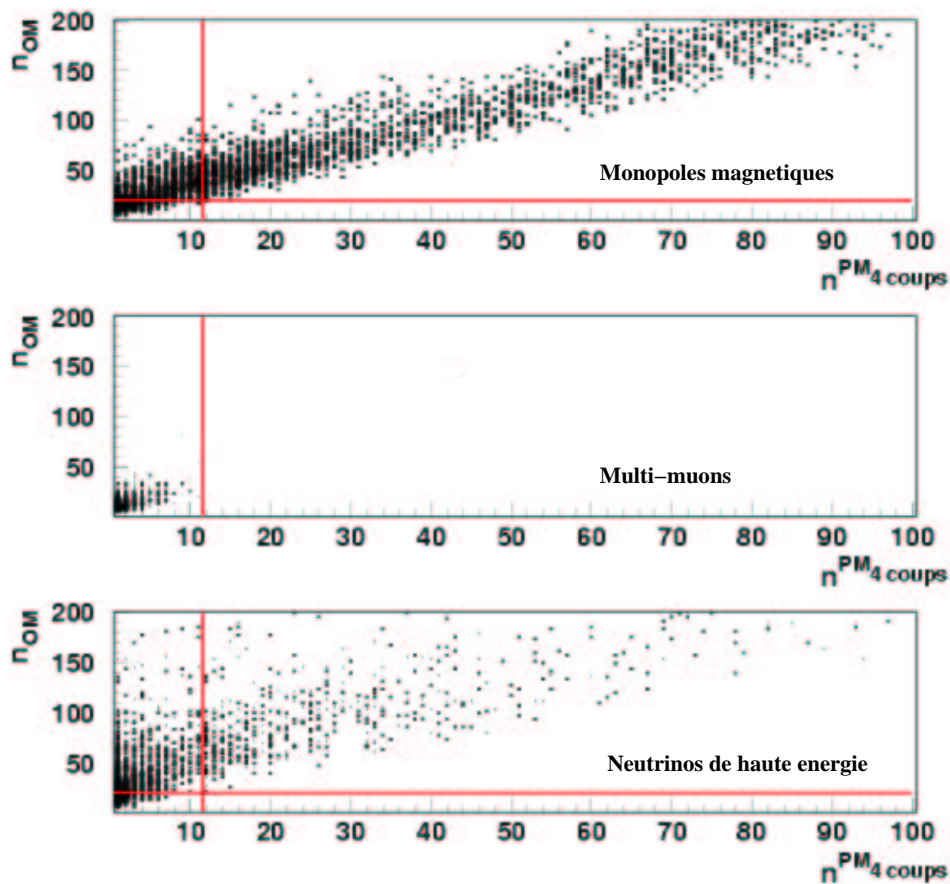


FIG. 5.15 – Distributions du nombre de modules optiques touchés et du nombre de coups enregistrés par chacun pour le signal et les bruits de fond. Les traits représentent les coupures effectuées pour diminuer le bruit de fond.

La figure 5.16 présente les résultats des sélections pour les monopôles et les muons issus de neutrinos de haute énergie.

La partie supérieure de la figure montre la surface effective de sélection des monopôles avec  $\beta_{mon} = 0.6$  et  $\beta_{mon} = 0.7$ . Cette surface effective se ramène à un taux d'événements en multipliant par le flux de monopôle par unité de surface et de temps et en divisant par un facteur 2 ( $4\pi/2\pi$ ), dû au fait qu'on ne tient compte que des monopôles ascendants qui ont traversé la Terre. La partie inférieure montre la "surface effective différentielle" des événements issus de neutrinos atmosphériques, en fonction de leur énergie. Cette surface, en unité de  $\text{GeV m}^2 \text{ sr sec an}^{-1}$ , prend en compte la section efficace des neutrinos ainsi que leur probabilité de traverser la Terre [140, 141], et se ramène à un taux d'événements par an, en multipliant par le flux différentiel de neutrinos arrivant sur Terre (en  $\text{GeV}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ ).

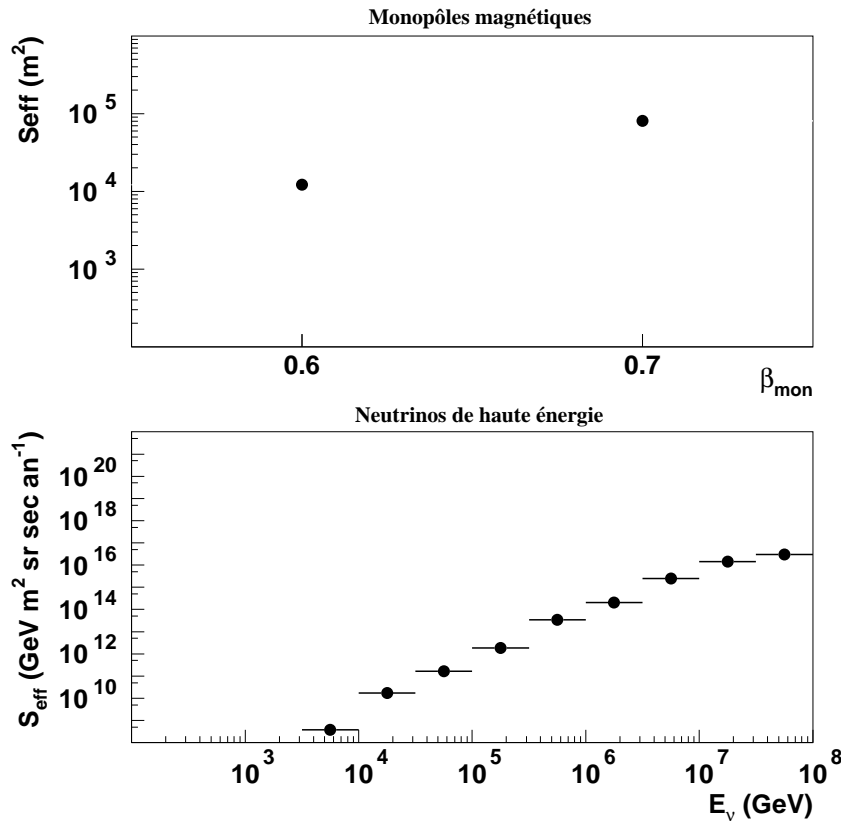


FIG. 5.16 – Résultats de la sélection: en haut, surface effective de détection de monopôles magnétiques relativistes en dessous de la limite Tcherenkov; en bas, surface effective différentielle pour les neutrinos. Les critères des sélections sont décrits dans le texte.

## Taux d'événements

Les flux présentés sur les figures 2.5 pour les neutrinos de haute énergie sont en  $\text{GeV m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{sec}^{-1}$ , il convient donc de diviser les valeurs par le carré de l'énergie pour obtenir le flux différentiel. En prenant les limites supérieures des flux on peut ainsi convertir la surface effective de la figure 5.16 en taux maximal d'événements par unité de temps.

Les valeurs de la surface effective pour les monopôles magnétiques sont ramenées à un taux par unité de temps en multipliant par le flux de monopôles. Les limites supérieures pour ces flux sont de l'ordre de  $10^{-16} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{sr}^{-1}$ , soit environ  $2 \cdot 10^{-4} \text{m}^{-2} \text{an}^{-1}$  pour des monopôles ascendants. Les valeurs pour les taux d'événements, attendus pour cette valeur limite de flux, sont résumées sur la figure 5.17. On s'attend à un taux de quelques événements par an, pour le signal et le bruit de fond. Pour le calcul du taux d'événements attendus pour les neutrinos, nous avons pris pour chaque bin, la valeur maximale des prédictions théoriques, de manière à obtenir une estimation de la limite supérieure attendue pour ce bruit de fond. La majorité des événements neutrinos au-delà de  $10^5 \text{GeV}$  proviennent des modèles d'AGN de Stecker [81] et Halzen [83] (voir figure 2.5).



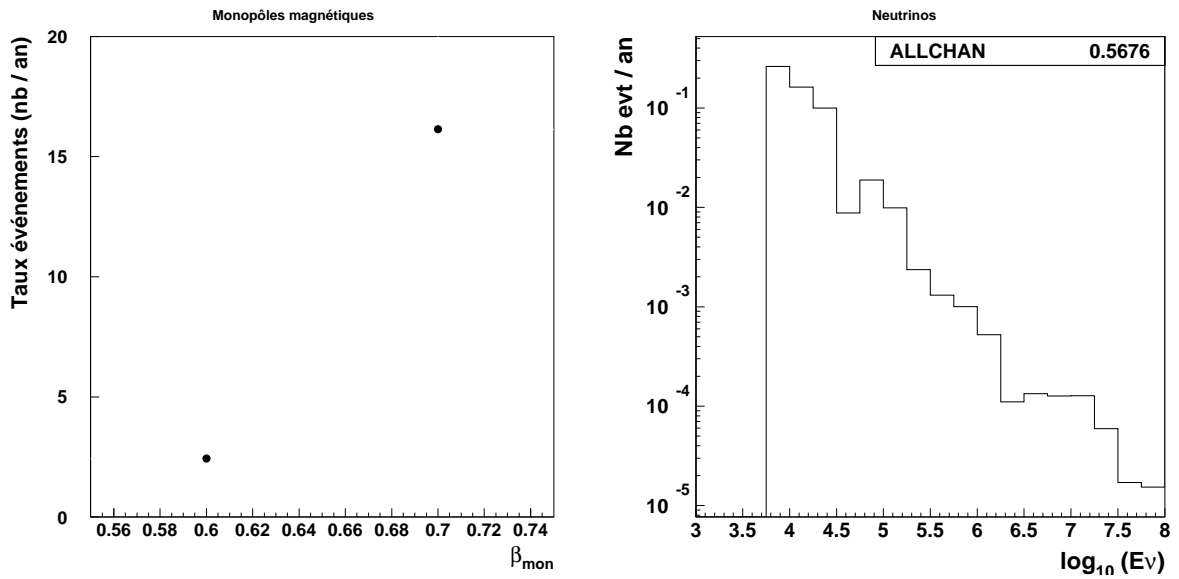


FIG. 5.17 – Taux d'événements passant les critères de sélection pour la détection de monopôles magnétiques en dessous de la limite Tcherenkov. La valeur du flux pour les monopôles a été prise à  $2 \cdot 10^{-4} \text{ an}^{-1}$ . Les valeurs de flux pour les neutrinos proviennent des valeurs maximales de la figure 2.5.

En conclusion, les limites actuelles sur les flux n'excluent pas la possibilité d'observer un monopôle relativiste avec une vitesse  $0.6 \lesssim \beta_{mon} < 0.74$ , en dessous de la limite Tcherenkov, au sein d'un grand télescope à neutrinos comme Antares. Les coupures rejettent la totalité des  $4 \cdot 10^6$  événements multi-muons qui ont été étudiés. Etant donné que le flux de multi-muons est environ  $10^{11}$  fois plus grand que la limite sur le flux de monopôles, il faudrait augmenter la statistique sur les multi-muons.

Comme nous avons pris les valeurs limites pour les flux, les taux réels pourraient être plus faibles de plusieurs ordres de grandeur, à la fois pour les monopôles et pour le bruit de fond. Dans le cas où l'on observerait un signal, une étude plus détaillée devrait être mise en place, afin de mesurer la probabilité que l'événement soit causé par du bruit de fond. Des coupures plus sélectives pourraient alors être appliquées, en fonction des valeurs attendues pour certains paramètres caractéristiques. La figure 5.18 présentent quelques-uns de ces paramètres pour les monopôles, muons et neutrinos, qui sont reconstruits avec une vitesse ascendante (c'est-à-dire qu'on ne fait pas de coupure sur le nombre de PM touchés, ni sur le nombre de coups par PM, ni sur la valeur de la vitesse) afin d'estimer les valeurs auxquelles s'attendre pour les muons atmosphériques. Nous avons restreint cette comparaison à des neutrinos d'énergie  $E_\nu < 10^6 \text{ GeV}$ , dont l'origine (atmosphérique par exemple) est moins spéculative que les autres prédictions. De plus, nous espérons qu'une analyse détaillée devrait plus facilement différencier le bruit de fond causé par les muons de plus haute énergie.

En cas de non détection, les résultats obtenus pour les surfaces effectives peuvent se ramener à une limite sur le flux de monopôles magnétiques.

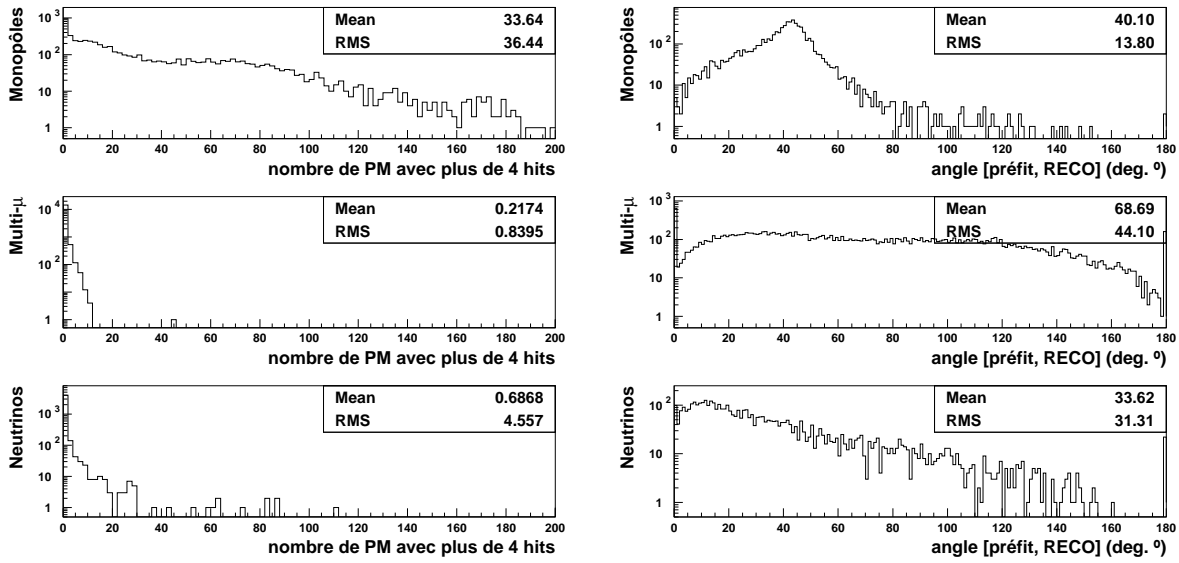


FIG. 5.18 – Valeurs attendues de quelques paramètres caractéristiques pour des événements reconstruits avec vitesse ascendante. Ces figures permettent une éventuelle comparaison, dans le cas où un événement passerait les coupures de sélection, entre le signal d'un monopôle (en haut), d'un muon atmosphérique mal reconstruit (au milieu) et d'un muon issu d'un neutrino. À gauche est représenté le nombre de photomultiplificateurs ayant reçu plus de 4 coups (hits) dans 300 ns; à droite, la valeur de l'angle entre la trace reconstruite par la méthode de préfit linéaire et la trace fournie par la reconstruction RECO.

En prenant une valeur de 2.33 événements, qui correspond à la limite supérieure à 90% de niveau de confiance (pour une distribution poissonnienne) pour 0 événement détecté, on obtient les limites sur les flux qui sont données par la formule:

$$\Phi_{mon} \leq \frac{2.33}{S_{eff} \times T},$$

qui conduit aux résultats:

$$\begin{aligned} \Phi_{mon} &\leq \frac{2.33}{8.6 \cdot 10^8 \times T(s)} \text{cm}^2 \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}, & \text{pour } \beta_{mon} = 0.6, \\ \Phi_{mon} &\leq \frac{2.33}{5.2 \cdot 10^9 \times T(s)} \text{cm}^2 \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}, & \text{pour } \beta_{mon} = 0.7. \end{aligned} \quad (5.15)$$

Avec les résultats présentés dans cette étude, il faut environ () de prises de données au détecteur Antares pour atteindre les limites actuelles sur les flux de monopôles de vitesse  $\beta_{mon} = 0.6$  (0.7). L'amélioration du rejet des événements multi-muons mal reconstruits permettrait de relâcher les critères et d'obtenir de plus grandes surfaces effectives.

### 5.3.4 Monopôles relativistes au-dessus de la limite Tcherenkov

Les monopôles au delà de la limite Tcherenkov ( $\beta_{mon} > 0.741$ ) émettent une grande quantité de photons Tcherenkov [équation (5.3)]. Cela conduirait à un signal très intense, si l'un d'eux passait à proximité du détecteur.

Les muons seuls émettent environ 8000 fois moins de photons Tcherenkov qu'un monopôle, mais ils génèrent, à haute énergie, un grand nombre de particules secondaires, dans les gerbes électromagnétiques et hadroniques (voir Annexe B). Ces particules relativistes deviennent suffisamment nombreuses à partir de  $E_\mu \sim 14$  PeV, pour égaler l'émission Tcherenkov directe d'un monopôle [129].

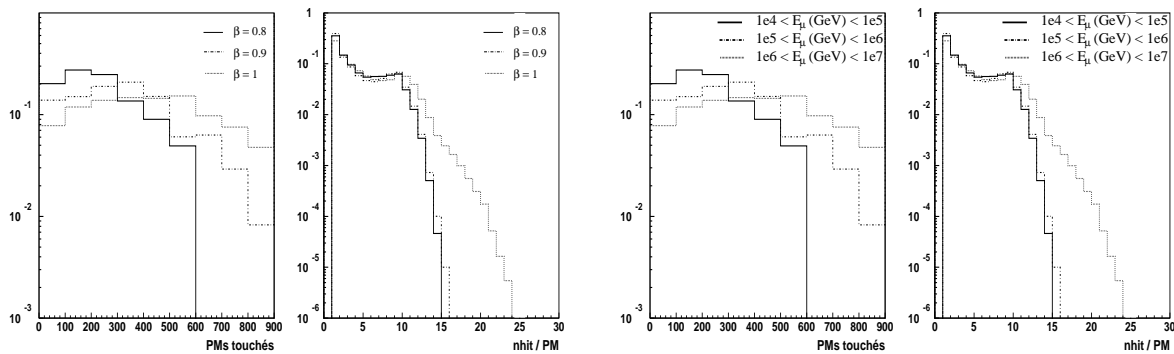


FIG. 5.19 – Distributions du nombre de photomultiplicateurs touchés et du nombre de coups (hits) par PM, lors du passage, dans le détecteur, d'un monopôle magnétique (à gauche) et d'un muon de haute énergie (à droite). Les distributions sont normalisées par rapport au nombre d'entrées total.

Les figures 5.19 et 5.20 montrent l'intensité des signaux, lors du passage dans le détecteur Antares, de monopôles magnétiques et de muons de haute énergie, en terme de nombre de modules optiques touchés, d'amplitude des coups enregistrés et de nombre de coups par photomultiplicateur. Les problèmes de simulation de muons très haute énergie ont limité notre analyse à des muons d'énergie  $E_\mu \leq 10^7$  GeV, issus de neutrinos ayant une énergie inférieure à  $10^8$  GeV.

Compte tenu des figures 5.19 et 5.20, nous avons décidé d'utiliser un critère de sélection, dédié aux monopôles magnétiques, qui requiert un grand nombre de photomultiplicateurs touchés, ainsi qu'un grand nombre de coups. Cette contrainte permet de rejeter les muons ascendants issus de neutrinos de faible énergie. Nous avons également limité notre analyse à la détection de monopôles ascendants, afin de limiter le bruit de fond des muons atmosphériques. Nous appliquons les critères du paragraphe précédent qui rejettent la totalité du bruit de fond des multi-muons: une trace reconstruite ascendante, un nombre de photomultiplicateurs touchés supérieur à 20, et un nombre de photomultiplicateurs qui ont reçu au moins 4 coups dans un intervalle de 300 ns, supérieur à 12.

La figure 5.21 présente la surface effective de sélection des monopôles magnétiques selon différents critères, et la figure 5.22 montre l'effet de ces coupures de sélection sur

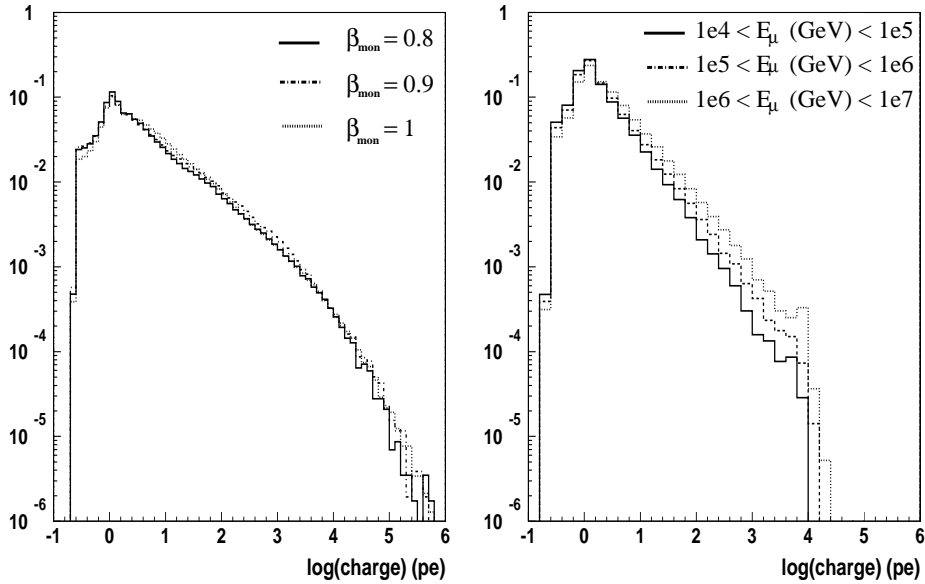


FIG. 5.20 – Charge (en pe) des coups enregistrés lors du passage, dans le détecteur, d’un monopôle magnétique (à gauche) et d’un muon de haute énergie (à droite). Le nombre d’entrées a été normalisé, la saturation n’as pas été prise en compte.

le bruit de fond dû aux neutrinos de haute énergie. Pour les muons, c’est la “surface différentielle” (en  $\text{GeV m}^2 \text{sec an}^{-1}$ ), qui est représentée. Cette surface se ramène à un taux d’événements par an grâce à la valeur du flux différentiel de neutrinos. Nous rappelons qu’avec le critère de sélection **20 PM touchés**  $\oplus n_{4hits}^{PM} > 12$ , aucun des événements multi-muons qui ont été étudiés ( $4 \cdot 10^6$  événements) n’est reconstruit avec une vitesse ascendante (voir figure 5.18).

Nous avons décidé d’utiliser deux critères de pré-sélection pour deux aspects de la recherche de monopôles magnétiques, optimisés grâce aux résultats montrés sur les figures 5.21 et 5.22:

- un critère qui rejette les événements multi-muons tout en maximisant la surface effective de détection des monopôles magnétiques, afin de pouvoir restreindre la limite sur leur flux dans le cas où l’on n’observerait pas de signal:

$rej_{m\mu} = \mathbf{20 PM touchés} \oplus n_{4hits}^{PM} > 12$ , qui requiert 20 photomultiplicateurs touchés dont plus de 12 ont enregistré au moins 4 coups dans un intervalle de 300 ns;

- un critère plus sélectif, utilisé dans le cas où un signal serait observé, qui permet de réduire au maximum le bruit de fond:  $sel_{mon} = \mathbf{20 PM > 10 pe} \oplus n_{4hits}^{PM} > 20$ , qui requiert au moins 20 photomultiplicateurs ayant reçu un coup d’amplitude supérieure à 10 photoélectrons, ainsi que 20 photomultiplicateurs ayant enregistré au moins 4 coups dans un intervalle de 300 ns.

En utilisant les valeurs des surfaces effectives présentées sur la figure ainsi que les valeurs des flux, on obtient une estimation du taux d’événements attendus passant ces critères de sélection. Pour les monopôles nous avons pris la valeur du flux limite:  $2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-2} \text{ an}^{-1}$ . Les valeurs des flux différentiels pour les neutrinos de haute énergie proviennent de la figure 2.5. Nous avons pris pour chaque bin, la valeur maximale des prédictions théo-

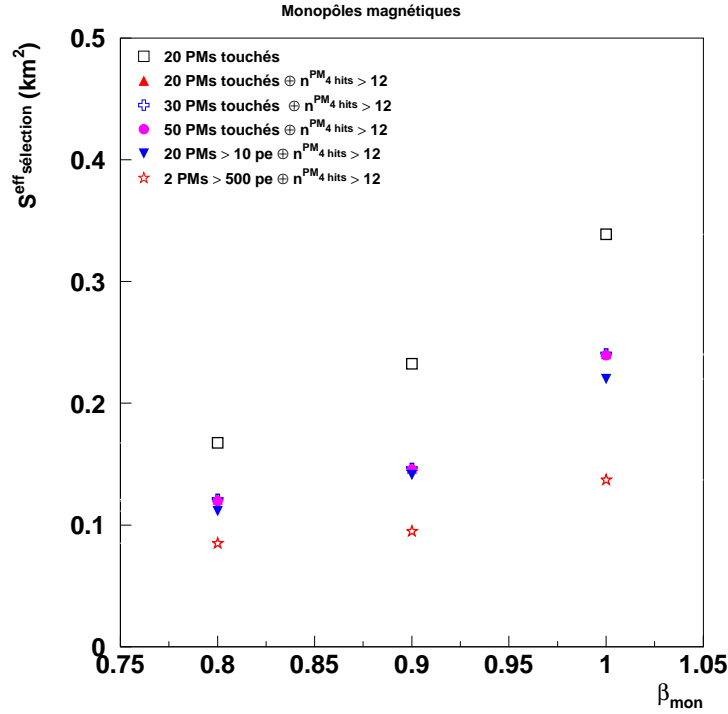


FIG. 5.21 – Surface effective de sélection pour la détection de monopôles magnétiques, selon différents critères. Le critère  $n_{4\text{hits}}^{PM}$  représente le nombre de photomultiplicateurs qui ont enregistré au moins 4 coups (hits) en 300 ns.

riques, de manière à obtenir une estimation de la limite supérieure attendue pour le bruit de fond.

La figure 5.23 présente le taux d'événements par an pour des monopôles et des neutrinos passant les critères de pré-sélection  $rej_{m\mu}$  et  $sel_{mon}$ . La majorité des événements neutrinos au-delà de  $10^5$  GeV proviennent des modèles d'AGN de Stecker [81] et Halzen [83] (voir figure 2.5). Les taux sont de l'ordre de quelques dizaines d'événements par an.

En cas de non détection, les surfaces effectives peuvent se ramener à une limite (à 90% de niveau de confiance) sur les flux de monopôles:

$$\begin{aligned} \Phi_{mon} &\leq \frac{2.33}{7.0 [10.6] \cdot 10^9 \times T(\text{s})} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}, & \text{pour } \beta_{mon} = 0.8, \\ \Phi_{mon} &\leq \frac{2.33}{8.7 [13.8] \cdot 10^9 \times T(\text{s})} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}, & \text{pour } \beta_{mon} = 0.9, \\ \Phi_{mon} &\leq \frac{2.33}{1.2 [1.85] \cdot 10^{10} \times T(\text{s})} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}, & \text{pour } \beta_{mon} = 1, \end{aligned} \quad (5.16)$$

où les valeurs correspondent à l'observation d'aucun événement passant respectivement les critères  $sel_{mon}$ , [20 PM touchés]. Il faut donc environ 37 [24] jours de prises de données à Antares pour atteindre les limites actuelles de  $0.6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ , fournies par l'expérience Amanda B [142] pour les monopôles de vitesse  $\beta_{mon} \sim 1$ .

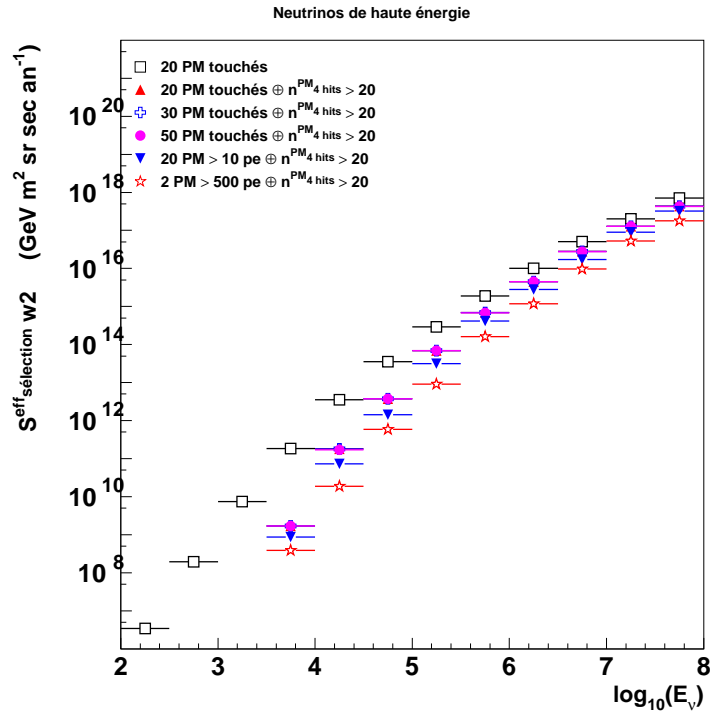


FIG. 5.22 – Effet des critères de sélection dédiée aux monopôles magnétiques (voir figure 5.21), sur le bruit de fond causé par les neutrinos de haute énergie. Le critère  $n_{4\text{hits}}^{PM}$  représente le nombre de photomultiplicateurs qui ont enregistré au moins 4 coups en 300 ns.

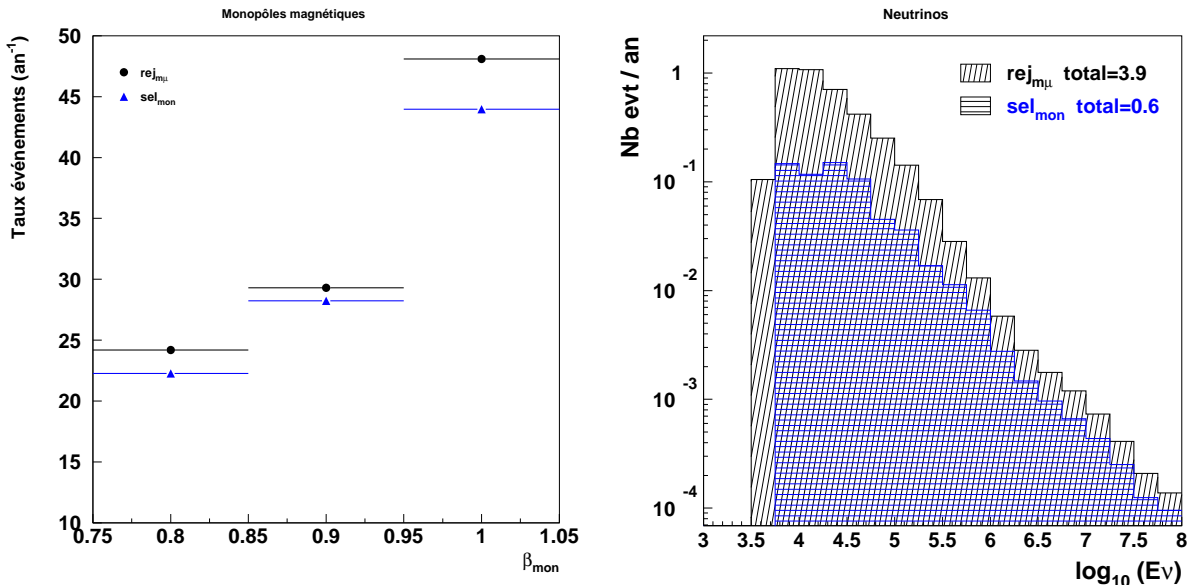


FIG. 5.23 – Limites supérieures sur les taux d'événements attendus par an, selon les critères de pré-sélection dédiés à la recherche de monopôles magnétiques. Les barres d'erreurs sont purement statistiques.

### Reconstruction de la trace

Pour les monopôles au-dessus de la limite Tcherenkov ( $\beta_{mon} > 0.741$ ) et qui possèdent un facteur de Lorentz raisonnablement élevé ( $\gamma_{mon} \lesssim 10^3$ ), l'émission lumineuse dominante est l'émission Tcherenkov directe. Celle-ci peut être paramétrée: l'angle Tcherenkov est déterminé par la vitesse, et l'intensité lumineuse dépend à la fois de la vitesse et de la charge magnétique.

Le temps théorique du coup enregistré par le module optique  $i$ :

$$t_i^{th} = t_0 + \frac{L_i - d_i / \tan \theta_c(\beta)}{\beta c} + \frac{d_i}{v_g \sin \theta_c(\beta)}, \quad (5.17)$$

ne dépend pas de la charge, seulement de la vitesse du monopôle.

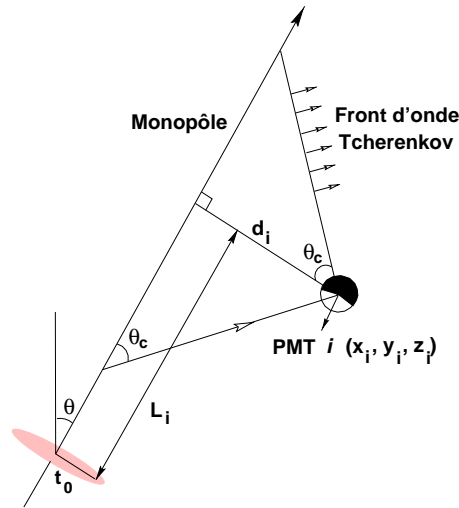


FIG. 5.24 – Définition des notations pour le calcul du temps théorique du coup reçu par le PM  $i$

Les principales variables de l'équation (5.17) sont décrites sur la figure 5.24 et  $v_g$  est la vitesse de groupe de la lumière dans l'eau. On peut donc essayer de déterminer la trace d'un monopôle indépendamment de sa charge, en minimisant la variable

$$\chi^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left( \frac{t_i^{th} + t^{tt} - t_i^{hit}}{\sigma_t} \right)^2, \quad (5.18)$$

où  $t_i^{th}$  est donné par l'équation (5.17),  $t^{tt}$  est le temps de transit du signal dans le photomultiplicateur,  $t_i^{hit}$  est le temps enregistré et  $\sigma_t$  est l'erreur de mesure sur le temps: fluctuations du temps de transit  $\sigma^{TTS} \simeq 1.3$  ns, précision de l'ARS  $\sigma^{TVC} \simeq 0.4$  ns, erreur de reconstruction du temps de référence. L'erreur de reconstruction du temps de référence (section 4.4) dépend de trop de paramètres pour être déterminée dans le cas général et n'a pas été prise en compte dans la minimisation du  $\chi^2$ . Signalons cependant qu'elle a été mesurée comme étant inférieure à environ 0.8 ns (tables 4.9, 4.11 et 4.12), et que, les erreurs s'ajoutant quadratiquement,  $\sigma^{TTS}$  domine l'erreur globale.

Le temps théorique  $t_i^{th}$  dépend des 5 paramètres usuels de la trace ( $x_0, y_0, t_0$  dans le plan  $z = 0, \theta$  et  $\phi$ ) et de la vitesse  $\beta_{mon}$ . Le temps de transit  $t^{tt}$  peut être absorbé dans la définition de  $t_0$ , et dorénavant  $t_i^{th} = t_i^{th} + t^{tt}$ .

Pour que la méthode puisse fonctionner correctement, il faut commencer par sélectionner les coups dus à la lumière Tcherenkov directe du monopôle et rejeter les coups de delta-électrons et de bruit de fond optique. Une sélection consistant à ne prendre que les  $n_{hits}$  coups de plus grande amplitude par module optique <sup>8</sup> conduit à des résultats satisfaisants.

Il faut également effectuer une coupure sur les amplitudes de manière à rejeter les coups des photomultiplicateurs qui n'ont pas été touchés par la lumière directe. La figure 5.25 montre que l'amplitude des coups de lumière directe dominant largement celle due aux delta-électrons, qui est de l'ordre de 1 photoélectron pour une grande partie des cas. Nous avons donc décidé de choisir une coupure à 10 photoélectrons.

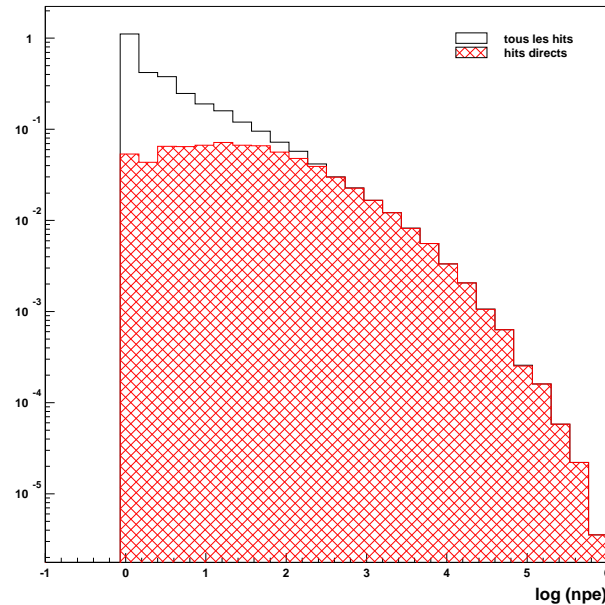


FIG. 5.25 – Amplitude des coups reçus lors du passage d'un monopôle magnétique, dans le détecteur Antares, en fonction de leur origine: les hits directs désignent ceux provoqués par l'émission Tcherenkov directe. Le nombre d'entrées a été normalisé, la saturation n'a pas été prise en compte.

La figure 5.26 montre le pourcentage des coups provenant des delta-électrons, pour des monopôles de vitesse  $\beta_{mon} = 0.9$ , selon que l'on effectue ou pas la coupure à 10 photoélectrons. La figure est présentée pour deux valeurs de  $n_{hits}$ : 10 et 50. Les résultats indiquent que la coupure à 10 pe est justifiée.

8. Lorsqu'un événement possède moins de  $n_{hits}$  coups, tous les coups sont sélectionnés.



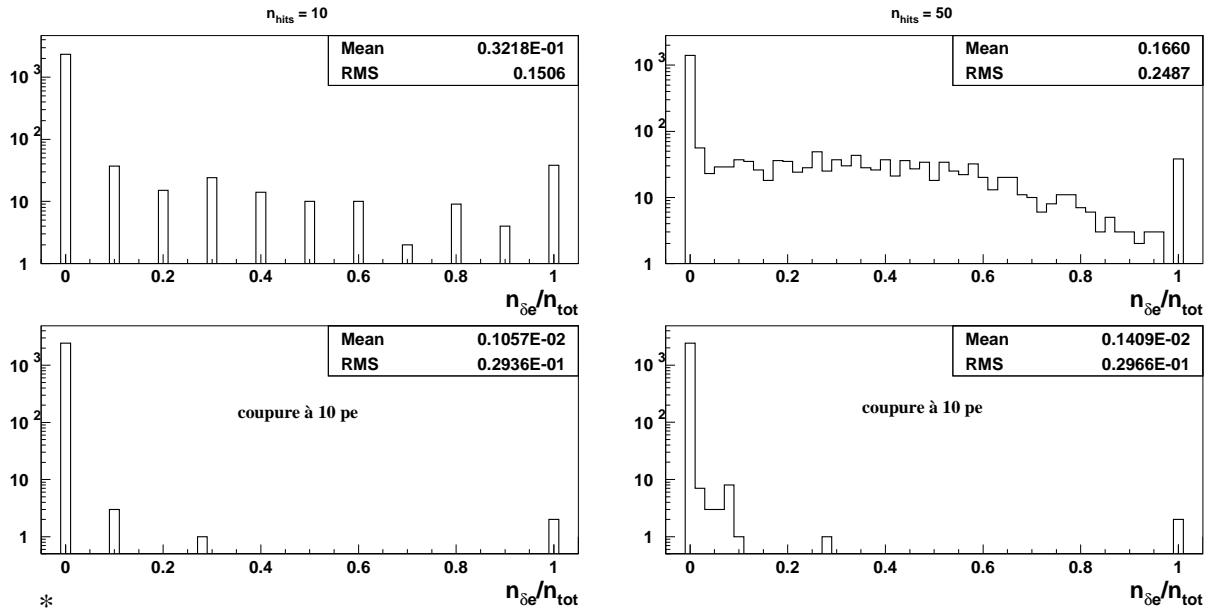


FIG. 5.26 – Efficacité de sélection des coups de lumière directe.  $n_{\delta e}/n_{\text{tot}}$  représente le nombre de coups provenant des delta-électrons sur le nombre de coups sélectionnés. La partie du haut présente les résultats obtenus sans coupure, la partie inférieure présente les résultats après une coupure à 10 photoélectrons.

Nous utilisons également la méthode de préfit linéaire décrite dans la section précédente. Elle fournit une bonne estimation de la trace (direction et vitesse), qui sert de point de départ à la méthode de minimisation du  $\chi^2$ , pour une détermination plus précise.

La reconstruction des 6 paramètres de la trace par la minimisation du  $\chi^2$  de l'équation (5.18), s'est avérée très difficile. La raison en est que l'équation (5.17) n'est plus définie pour des valeurs de  $\beta$  inférieures à  $1/n = 0.741$  [ $\cos \theta_c = 1/(\beta n)$ ]. Nous avons utilisé une méthode de minimisation de  $\chi^2$  avec contrainte ( $0.75 \leq \beta \leq 1$ ), exécutée par la fonction *E04JYF* de la librairie NAG [143].

La figure 5.27 présente la valeur de la vitesse  $\beta_{e04jyf}$  donnée par la fonction *E04JYF*, pour des monopôles de vélocité  $\beta_{\text{mon}} = 0.8$ . Des résultats similaires sont obtenus pour différentes vitesses de monopôles. Il semble que, dans de rares cas, la méthode détermine les paramètres de la trace, mais que pour la plupart des événements, elle ne converge pas et reste bloquée vers les valeurs limites  $\beta = 0.75$  et  $\beta = 1$ , ce qui conduit, en plus de l'erreur sur la vitesse, à une erreur importante sur la direction.

Il faut préciser que cette méthode a également été testée pour des événements “idéaux”, sans simulation des delta-électrons, ni du bruit optique, ni de l'électronique, et conduisait à des résultats identiques. Notons également que les valeurs de  $\chi^2$  pour les traces “reconstruites” sont très largement supérieures à la valeur du  $\chi^2$  pour la véritable trace, ce qui indique bien que la méthode ne converge pas.

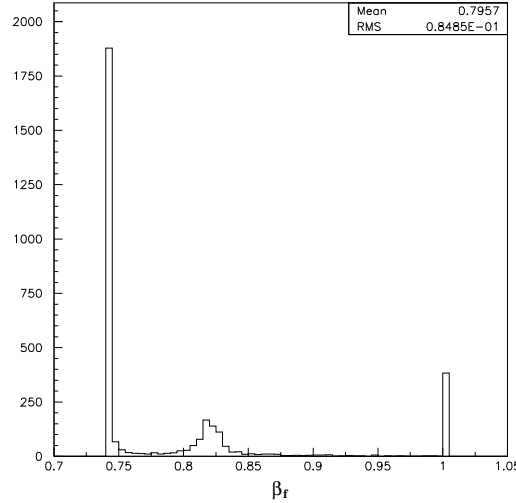


FIG. 5.27 – Résultat de la reconstruction de la trace des monopôles par la fonction  $E04.JYF$  de minimisation du  $\chi^2$  donné par l'équation (5.18). La figure montre la valeur de la vitesse  $\beta_{e04jyf}$  fournie par la méthode pour des monopôles de vitesse  $\beta_{mon} = 0.8$ .

Puisque la méthode fonctionne avec les 5 paramètres usuels et est utilisée par la collaboration, nous avons décidé de faire varier le sixième paramètre, la vitesse, “à la main”: pour chaque  $trace_{pf}$  déterminée par le préfit linéaire, nous produisons 5 nouvelles traces, de vitesse respective  $\beta_1 = 0.8$ ,  $\beta_2 = 0.85$ ,  $\beta_3 = 0.9$ ,  $\beta_4 = 0.95$  et  $\beta_5 = 1$ , qui servent de points de départ à la reconstruction. En comparant ensuite les valeurs des différents  $\chi_i^2$  ( $i = 1 \dots 5$ ), on peut tenter de déterminer la trace du monopôle (vitesse, direction et position).

La figure 5.28 compare les valeurs des différents  $\chi_i^2$  (en moyenne) en fonction de  $\beta_i$ , par rapport au  $\chi^2(\beta_{mon})$  obtenu pour la véritable valeur de  $\beta$ , en fonction du nombre  $n_{hits}$  de coups sélectionnés. C'est  $\log \left( \frac{\chi_i^2(\beta_i)}{\chi^2(\beta_{mon})} \right)$  qui est représenté sur la figure.

On constate que c'est bien la véritable vitesse qui fournit le plus petit  $\chi^2$ . Compte tenu que les  $\chi^2$  pour les fausses vitesses semblent maximaux pour un nombre de coups sélectionnés  $npf = 50$ , nous avons conservé cette valeur dans la suite des résultats présentés. La figure 5.29 montre que la méthode marche également pour des muons de haute énergie.

Cette méthode permet donc de déterminer la vitesse des particules, qui constitue un très bon critère de discrimination pour des monopôles de vitesse inférieure à  $c$ ,  $0.9 \lesssim \beta_{mon} \lesssim 0.95$ .

La détermination de la bonne vitesse permet également la reconstruction des paramètres géométriques de la trace. La sélection des événements se fait sur les valeurs du  $\chi^2$ , on garde les paramètres de la reconstruction  $i$ , qui passe les critères de sélection suivants:

$$\begin{aligned} \chi_i^2 &\leq \chi_j^2, \quad j = 1 \dots 5 \\ \log \left( \frac{\chi_j^2}{\chi_i^2} \right) &> 1, \quad j \geq i + 2 \text{ ou } j \leq i - 2 \end{aligned} \quad (5.19)$$

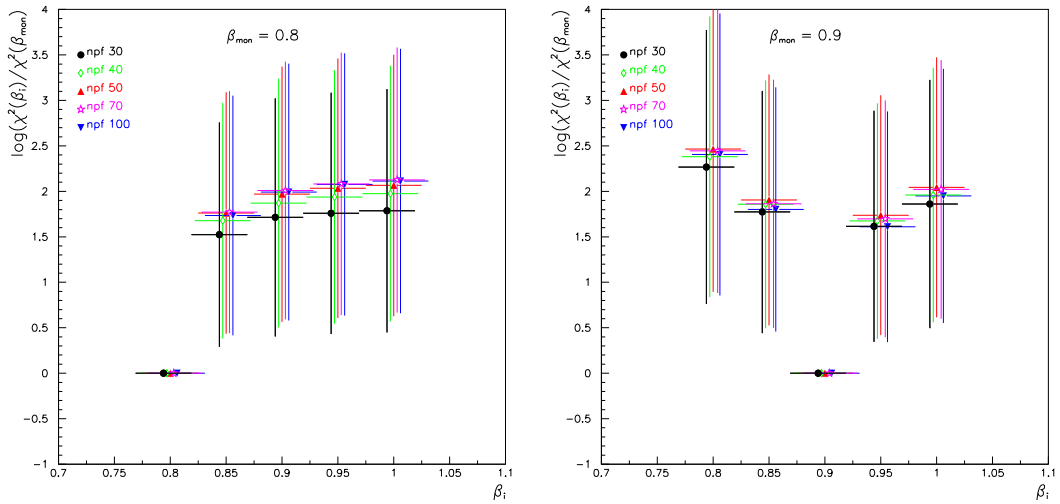


FIG. 5.28 – Comparaison des  $\chi_i^2$  obtenus pour différentes vitesses d'entrées pour la détermination des traces de monopôles relativistes. Les  $\chi_i^2$  sont calculés par rapport au  $\chi^2$  obtenu pour la véritable vitesse. Les valeurs sont légèrement décalées dans chaque bin en  $\beta_i$ , pour observer l'influence du nombre de coups sélectionnés (npf).

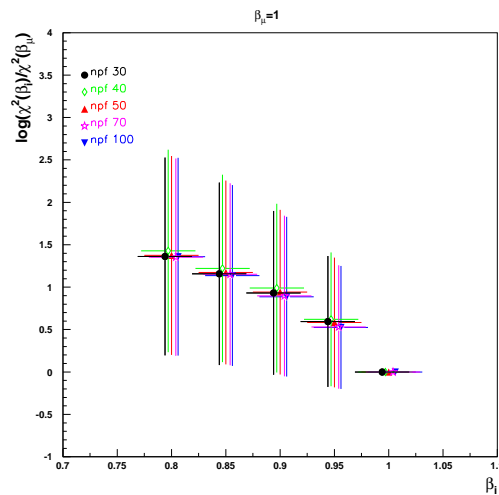


FIG. 5.29 – Comparaison des  $\chi_i^2$  obtenus, pour différentes vitesses d'entrées, pour la détermination des traces de muons de haute énergie. Les  $\chi_i^2$  sont calculés par rapport au  $\chi^2$  obtenu pour la véritable vitesse. Les valeurs sont légèrement décalées dans chaque bin en  $\beta_i$ , pour alléger la figure

où le critère 2 n'est calculé que pour  $j = 1 \cdots 5$ .

## Résultats

Bien entendu, cette méthode est biaisée, étant donné que la valeur de la vitesse réelle fait partie des 5  $\beta_i$ . Nous avons tenté d'extrapoler cette méthode en augmentant le nombre de  $\beta_i$  jusqu'à 26:  $\beta_i = 0.75, 0.76, 0.77, \cdots 1$ , afin d'estimer la précision sur la vitesse. La vitesse  $\beta_i$  est fournie par les critères de sélection, qui deviennent:

$$\begin{aligned} \chi_i^2 &\leq \chi_j^2, \quad j = 1 \cdots 26 \\ \log \left( \frac{\chi_j^2}{\chi_i^2} \right) &> 1, \quad j \geq i + 10 \text{ ou } j \leq i - 10 \end{aligned} \quad (5.20)$$

Nous avons simulé une saturation à 1000 photoélectrons (sat1), qui ne devrait pas dégrader la détermination des traces (voir section 4.5), étant donné que cette détermination s'effectue grâce à l'information temporelle des coups et non leur amplitude. Ce résultat repose néanmoins sur l'hypothèse que nous connaissons la forme des impulsions de photomultiplicateur au-delà de 1000 photoélectrons. Dans ce cas, la reconstruction des impulsions à partir de la forme d'onde fonctionne correctement, même sur une forme tronquée. L'incertitude sur l'amplitude, due à la non-linéarité du gain des PM, demeure, ainsi que sa saturation, que nous avons supposée à  $10^4$  photoélectrons: dans la pratique, lorsque le courant à délivrer est trop important, la tension se met à 0. Dans la simulation, nous n'utilisons pas les données appartenant à un PM qui a reçu un coup d'amplitude supérieur à  $10^4$  pes<sup>9</sup>.

La vitesse  $\beta_i$  déterminée par le système de contrainte (5.20) est présentée sur la figure 5.30. L'efficacité de la méthode, c'est à dire le pourcentage d'événements sélectionnés pour lesquels on détermine une vitesse, est de 64% pour les monopôles, 44% pour des muons issus de neutrinos.

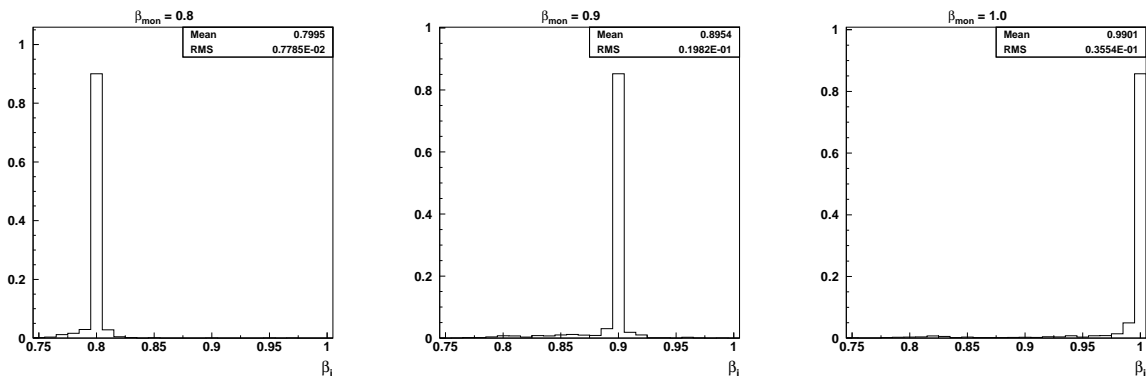


FIG. 5.30 – Détermination de la vitesse d'un monopôle magnétique passant dans le détecteur Antares, au moyen de l'équation (5.20).

La précision sur la vitesse obtenue par cette méthode est inférieure à 4%. Appliquée à des muons de haute énergie, la méthode fournit une vitesse  $\beta \sim 1$ , comme le montre la figure 5.31 La méthode fonctionne donc correctement et la détection d'un événement

9. En diminuant la valeur jusqu'à 1000 pes, les résultats restent similaires.

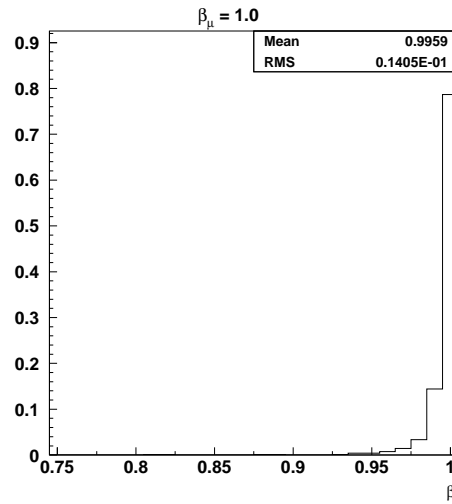


FIG. 5.31 – Détermination de la vitesse d'un muon de haute énergie passant dans le détecteur Antares, au moyen de l'équation (5.20).

pour lequel la vitesse déterminée est inférieure à  $\beta_i \sim 0.95$ , pourrait indiquer le passage d'un monopôle magnétique.

Dans le cas, où la vitesse  $\beta_{mon}$  serait de l'ordre de 1, seule l'information provenant des amplitudes permettrait de discriminer le signal par rapport à celui d'un muon de haute énergie. Les pertes d'énergie pour les muons de haute énergie sont dominées par les processus radiatifs, qui génèrent une émission stochastique de lumière. Cela se traduit par de grandes fluctuations d'amplitude au niveau des photomultiplicateurs. Au contraire, les pertes d'énergie de monopôles magnétiques avec un facteur de Lorentz  $\gamma_{mon} \lesssim 10^3$ , sont dominées par l'ionisation, qui induit une émission lumineuse quasi continue (Tcherekov directe et delta-électrons). Les fluctuations d'amplitude, dans ce cas, sont essentiellement dues aux erreurs induites par la non-linéarité du PM (estimée de manière conservatrice à environ 10-20 % à partir de 100 pe). Les amplitudes au niveau des photomultiplicateurs sont paramétrables en fonction de la charge magnétique ( $kg_D$ ), de la position et orientation des photomultiplicateurs, par rapport à la trace du monopôle, et de la vitesse  $\beta_{mon}$ . La trace de la particule doit donc être bien déterminée.

L'erreur angulaire provenant de la minimisation et de la sélection du  $\chi_i^2$  est montrée sur la figure 5.32, pour l'ensemble des événements monopôles qui ont été sélectionnés.

Puisque la trace est bien reconstruite dans la plupart des cas, on peut calculer l'amplitude théorique,  $npe_{\mu th}$ , reçue sur un photomultiplicateur donné. Cette amplitude est calculée pour un muon nu, en fonction de l'équation (2.5). Dans le cas d'un monopôle, l'amplitude détectée doit être environ 8850 fois plus importante. De plus, à la fois pour les muons de haute énergie et les monopôles magnétiques, cette amplitude est augmentée par la présence des particules secondaires. La figure 5.33 présente le rapport  $npe_{hit} / npe_{\mu th}$ , en échelle logarithmique, pour les événements dont les traces ont été reconstruites. Nous avons sélectionné parmi les événements muons, seulement ceux qui ont une énergie supérieure à  $10^6$  GeV.

On constate premièrement que l'intensité pour les monopôles magnétiques est bien plus importante: l'amplitude reçue est environ 12000 fois plus élevée, ce qui correspond

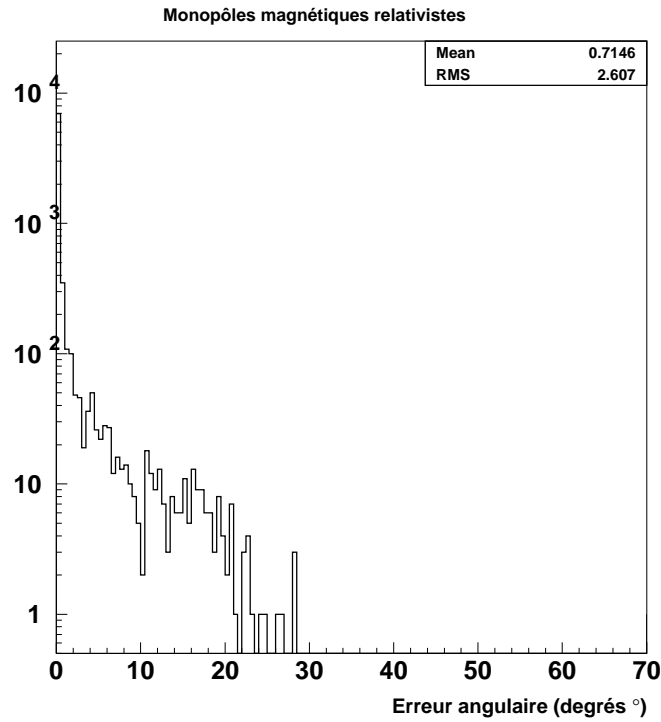


FIG. 5.32 – Erreur angulaire sur la détermination de la trace d'un monopôle magnétique.

à peu près au facteur 8850 provenant de la charge magnétique [équation (5.3)], avec une augmentation d'environ 30 % provenant des delta-électrons ( $\gamma_{mon} = 10^3$ ).

La deuxième observation est la plus importante pour notre étude: les fluctuations d'amplitude pour les muons sont nettement supérieures aux fluctuations pour les monopôles. Ce résultat provient du caractère stochastique des processus radiatifs générant les particules secondaires, qui produisent l'ensemble de la lumière détectée.

Les fluctuations pour les monopôles sont en accord avec les erreurs sur l'amplitude, que nous avons simulées ( $\sigma^{sat^{PM}} = \sigma_1^{sat}$  correspond à une erreur de 20% à 1000 photo-électrons, voir section 4.5). On remarque que les fluctuations pour les muons sont bien supérieures et sont donc dominées par le caractère stochastique d'émission de la lumière via les processus radiatifs. Ces fortes fluctuations sont également attendues dans le cas d'un monopôle avec un plus grand facteur de Lorentz,  $\gamma_{mon} \gtrsim 10^5$ .

Ce résultat devrait donc permettre de distinguer très nettement le signal d'un monopôle magnétique ayant une vitesse  $\beta_{mon}$  proche de 1, de celui d'un muon de haute énergie. Pour cela, il faut cependant que le facteur de Lorentz  $\gamma_{mon}$  du monopôle soit suffisamment petit pour que l'intensité lumineuse causée par les processus radiatifs (typiquement les créations de paires  $e^+e^-$ , étant donné que le bremsstrahlung est négligeable pour les monopôles) ne dépasse pas celle des processus continus. Compte tenu de l'équation (1.20), nous avons restreint notre conclusion, de manière conservatrice, à des monopôles possédant un facteur de Lorentz  $\gamma_{mon} \lesssim 10^3$ .

Les fluctuations d'amplitudes sont encore plus faibles pour des monopôles de vitesse  $\beta_{mon} = 8$  ou 0.9, ce qui diminue davantage la probabilité de confondre leur signal avec celui d'un muon.

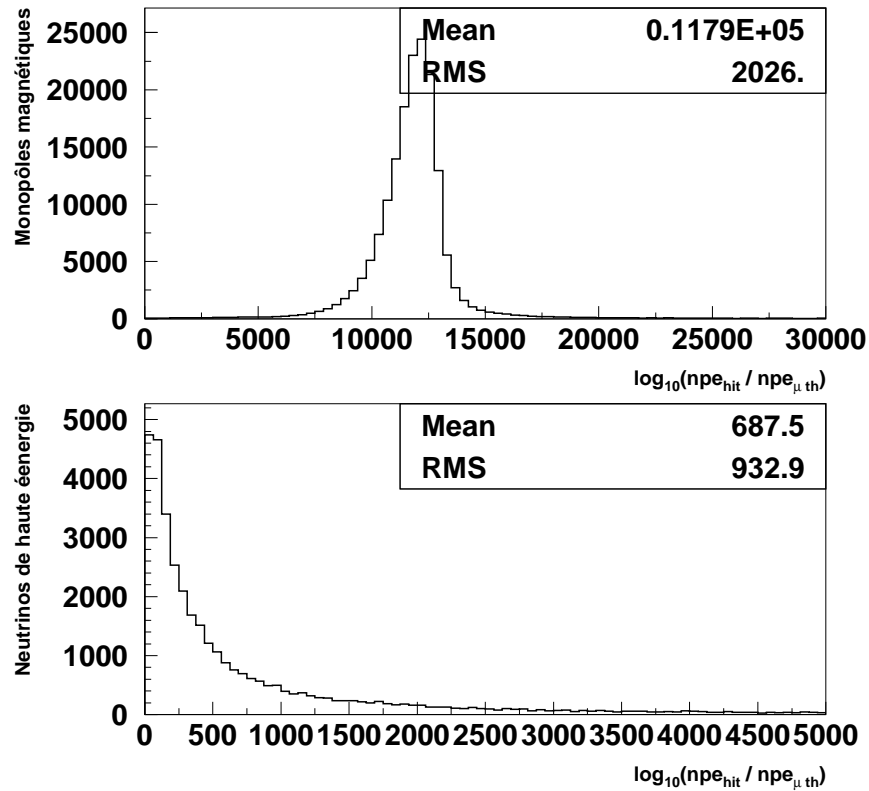


FIG. 5.33 – Rapport entre l'amplitude détectée  $npe_{hit}$  et l'amplitude théorique  $npe_{\mu th}$ , calculée pour un muon nu (sans particule secondaire). On ne considère, par photomultiplicateur, que le coup de plus grande amplitude, et seuls les 50 plus grandes amplitudes sont sélectionnées (coupure à 10 pe). L'énergie des muons est comprise entre  $10^6$  et  $10^7$  GeV.

## 5.4 Conclusions et perspectives

La catalyse de la désintégration des nucléons, pourrait permettre la détection de monopôles magnétiques lents ( $\beta_{mon} < 10^{-3}$ ). Des limites ont été apportées par l'expérience Baikal et la collaboration Antares pourrait faire une analyse similaire. Cela demande une étude précise sur les amplitudes et sur les coïncidences temporelles entre photomultiplicateurs que l'on peut espérer, ainsi que sur le rejet du bruit de fond optique.

La surface effective du télescope Antares pour la détection des monopôles magnétiques, entre  $\beta_{mon} = 0.8$  et  $\beta_{mon} = 1$ , est supérieure à celle d'Amanda B. Le fait d'avoir différents détecteurs répartis de chaque côté de la Terre, augmente la possibilité d'observer un événement de haute énergie, comparable au signal d'un monopôle magnétique.

Les flux attendus pour les neutrinos de haute énergie qui pourraient simuler un tel signal, sont relativement faibles.

Nous avons montré que l'émission intense de delta-électrons, permettrait de détecter un monopôle relativiste jusqu'à des vitesses  $\beta_{mon} \sim 0.6$ . Si le nombre de coups reçus est suffisamment important, on peut, à partir des informations temporelles, reconstruire la trace

du monopôle et principalement sa vitesse, qui est un critère déterminant pour le rejet des événements induits par le bruit de fond.

Il faut néanmoins augmenter la statistique sur l'étude du bruit de fond, principalement pour les muons atmosphériques, dont les flux dominant de 11 ordres de grandeur les valeurs limites prédites pour les monopôles.

L'observation d'un signal correspondant aux critères de sélection pour un monopôle magnétique de vitesse  $0.6 \lesssim \beta_{mon} \leq 0.74$ , demandera une étude détaillée, puisque la signature de ce type de monopôles n'est pas très prononcée.

Le signal d'un monopôle magnétique au-dessus de la limite Tcherenkov se distingue de celui d'un muon de haute énergie, grâce à la paramétrisation de l'émission Tcherenkov en fonction de la vitesse de la particule. L'observation d'un signal intense pour lequel la trace la plus probable possède une vitesse inférieure à  $\beta \sim 0.95$ , serait un indice indéniable en faveur de l'existence d'un monopôle magnétique.

Pour les monopôles de vitesse  $\beta_{mon} = 1$ , la sélection se fait grâce aux amplitudes détectées. Pour des monopôles possédant des facteurs de Lorentz  $\gamma_{mon} \lesssim 10^3$ , on observe une émission continue, qui se distingue de l'émission stochastique d'un muon de haute énergie, en mesurant les fluctuations des amplitudes enregistrées, par rapport à une amplitude de référence calculée à partir de la trace reconstruite.

Tous les résultats ont été obtenus pour une charge magnétique égale à 1 seule fois la charge de Dirac. Les valeurs pour la charge magnétique, dans les modèles qui prédisent l'existence de monopôles, sont typiquement égales à 1 ou 2 fois la charge de Dirac, mais pourraient être plus grandes. L'émission lumineuse d'un monopôle étant proportionnelle au carré de la charge, les valeurs de surface effective de détection constituent donc une limite inférieure. L'effet de la charge magnétique mérite d'être étudié, principalement sur l'efficacité de reconstruction des monopôles en-dessous de limite Tcherenkov.

En conclusion, cette étude a permis de caractériser l'efficacité de détection des monopôles magnétiques relativistes ainsi que le rejet du bruit de fond. Les résultats obtenus peuvent être résumés en quelques points:

- la coupure  $rej_{m\mu}$  permet de rejeter les  $4 \cdot 10^6$  événements multi-muons étudiés [pour mémoire,  $rej_{m\mu} = 20$  PM avec plus de 4 coups en 300 ns et trace ascendante ( $vz > 0.1$ )],
- $\beta_{mon} = [0.6, 0.7]$ : En imposant  $0.52 < \beta_{pf} < 0.75$ , on diminue fortement le taux de bruit de fond causé par les neutrinos et l'on obtient un taux limite, pour ce type de monopôles, de quelques événements par an détectables au sein du télescope Antares. L'amélioration de la reconstruction des événements multi-muons permettrait de relâcher les coupures et d'augmenter ainsi la surface effective de détection.
- $\beta_{mon} = [0.8, 1.0]$ : Le taux attendu d'événements pour la valeur limite du flux est de l'ordre d'une dizaine par an. L'efficacité de reconstruction de la trace ainsi que de la vitesse est d'environ 60 %, et conduit à une erreur angulaire moyenne de  $0.4^\circ$  et une erreur sur la vitesse inférieure à 1.5%. En imposant une coupure sur la vitesse reconstruite,  $\beta \lesssim 0.95$ , on peut éliminer la totalité du bruit de fond causé par les neutrinos de haute énergie;



- $\gamma_{mon} \lesssim 10^3$ : l'émission continue d'un monopôle avec un facteur de Lorentz raisonnablement élevé, se distingue nettement de l'émission stochastique d'un muon de haute énergie. Les fluctuations d'amplitude dans le cas du monopôle sont de l'ordre de quelques dizaines de pourcents, en accord avec les erreurs et fluctuations attendues. Pour un muon elles peuvent atteindre plusieurs centaines de pourcents.

Ces résultats positifs sont à pondérer par le fait que les flux de monopôles magnétiques pourraient être extrêmement faibles, voire nuls. Il convient néanmoins de rester attentif à leur éventuel signal car la détection de ces particules aurait des répercussions très importantes en physique des particules et en cosmologie

En cas de non détection, les résultats obtenus pour les surfaces effectives peuvent se ramener à des limites sur le flux de monopôles magnétiques [équations (5.15) et (5.16)], qui sont résumées dans la table 5.1 et la figure 5.34.

$\beta_{mon}$	$S_{eff}$ ( $\text{cm}^2 \text{ sr}$ )	Limites supérieures sur les flux de monopôles après	
		4 mois de prises de données	1 an de prises de données
0.6	$7.6 \cdot 10^8$	$2.3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$	$7.3 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
0.7	$5.1 \cdot 10^9$	$4.2 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$	$1.4 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
0.8	$7.0 \cdot 10^9$	$3.3 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$	$1.1 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
0.9	$8.9 \cdot 10^9$	$2.5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$	$8.3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
1.0	$1.4 \cdot 10^{10}$	$1.6 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$	$5.3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$

TAB. 5.1 – Limites supérieures sur les flux de monopôles (90% de niveau de confiance) obtenues avec le détecteur Antares, si aucun événements ne passe les critères de sélection après 4 mois et 1 an de prises de données.

On voit sur la figure 5.34 que le télescope Antares pourrait rapidement améliorer la situation expérimentale actuelle.

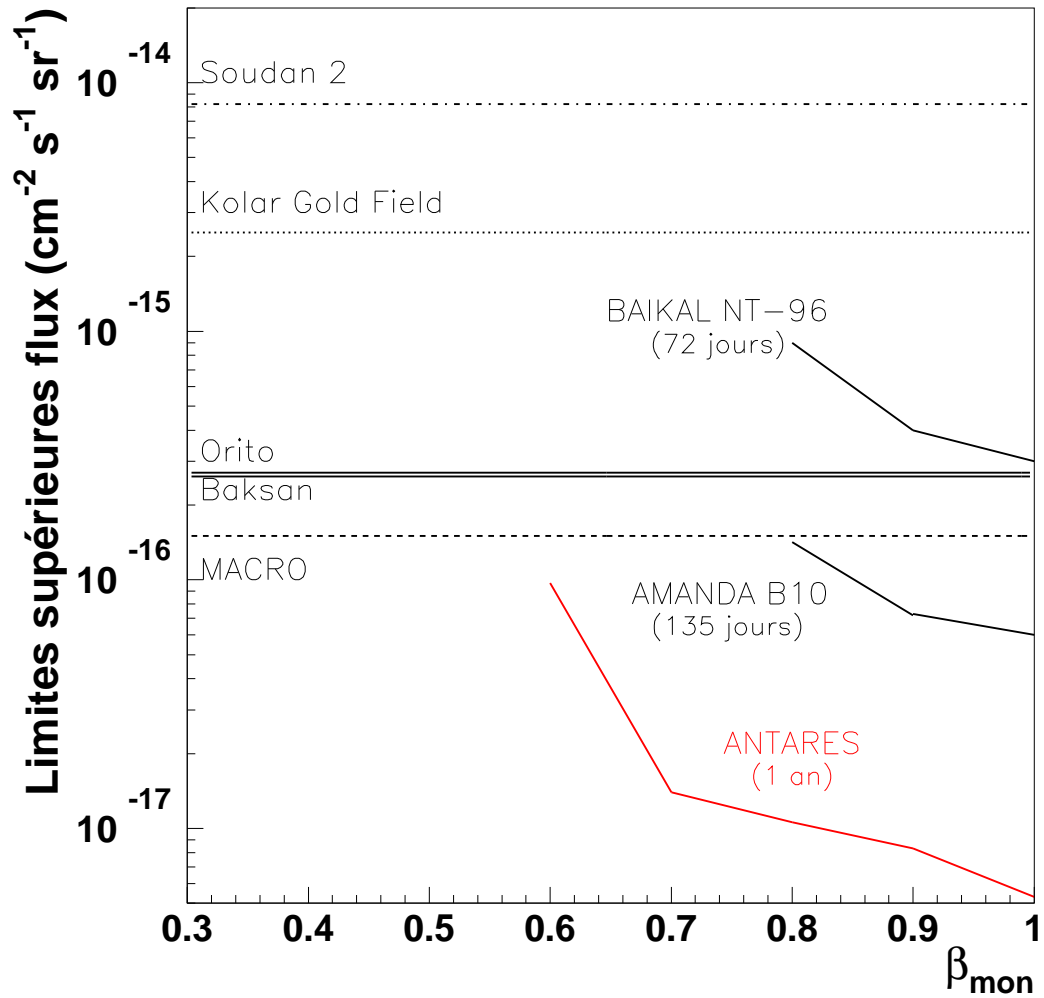


FIG. 5.34 – Rappel des limites supérieures actuelles sur le flux de monopôles magnétiques et contribution du détecteur Antares après 1 an de prises de données.

# Conclusion

Les théories de grande unification, qui prédisent l'unification des forces forte et électromagnétique, voir même l'unification avec la gravitation pour certains modèles, impliquent des transitions de phase dans l'Univers primordial, causées par une diminution de la température due à l'expansion de l'Univers. Ces transitions de phase devraient générer des singularités au niveau des équations régissant les champs de jauge et de matière, conduisant à la création d'entités stables, appelées défauts topologiques. Parmi ces défauts topologiques, il pourrait exister une classe, présentant toutes les caractéristiques d'une particule exotique susceptible d'être observée au sein des détecteurs de particules cosmiques. Cette "particule", du fait qu'elle est entourée par un champ magnétique radial, est appelée monopôle magnétique.

Ce travail s'est attaché à étudier la possibilité de détection de monopôles magnétiques relativistes au sein du futur télescope à neutrinos Antares. Après une présentation générale des caractéristiques principales des monopôles magnétiques, nous avons effectué une revue détaillée des limites actuelles sur leur flux, qui indique que leur recherche peut s'effectuer au sein des télescopes à neutrinos de haute énergie, qui offrent une grande surface de détection.

Une grande partie de ce travail a permis de caractériser les performances du traitement des impulsions des photomultiplicateurs du détecteur Antares. L'étude de l'électronique de lecture a permis d'optimiser ses paramètres et de mesurer des données fondamentales pour le détecteur: la précision que l'on peut atteindre grâce aux programmes de reconstruction temporelle développés à cet effet, la précision en charge, la valeur attendu du flot de données, l'influence du bruit électronique et de la saturation et, finalement, les performances du détecteur pour une simulation réaliste du traitement des données.

La seconde étude effectuée durant cette thèse présente les performances du télescope Antares pour la détection de monopôles magnétiques, en commençant par détailler les différents mécanismes d'émission lumineuse et les différentes "topologies" des événements attendus, qui dépendent de la vitesse des monopôles. Les valeurs des vitesses possibles prédites par les différentes théories sont également indiquées.

Les bases du principe de détection des monopôles lents, par effet Callan-Rubakov de désintégration des protons de l'eau, sont évoquées et méritent une étude détaillée, qui pourra être faite ultérieurement.

Ce travail s'est principalement concentré sur la possibilité de distinguer le signal d'un monopôle relativiste, du signal du bruit de fond constitué de muons de haute énergie.

L'analyse du processus d'ionisation, qui entraîne la production de nombreux delta-

électrons, a conduit à la caractérisation de l'émission lumineuse qu'ils induisent le long de la trace des monopôles. L'intégration de cet effet dans un programme simulant le passage d'un monopôle magnétique relativiste et son émission Tcherenkov au sein du détecteur, a permis de mesurer, pour Antares, les surfaces effectives de détection pour des vitesses allant de  $\beta_{mon} = 0.6$  à  $\beta_{mon} \sim 1$ .

L'étude des signaux obtenus pour les monopôles et le bruit de fond a permis d'obtenir certains critères de sélection, parmi lesquels la vitesse des particules est décisive. La vitesse des monopôles peut être déterminée avec une erreur de quelques pourcents, grâce à deux programmes de reconstruction utilisés selon que la vitesse du monopôle soit ou non au-dessus de la limite Tcherenkov ( $\beta_{lim} \simeq 0.75$  dans l'eau de mer).

Cette étude a permis de mettre en évidence la possibilité de distinguer clairement le signal d'un monopôle au-delà de la limite Tcherenkov, de celui d'un muon de haute énergie.

Les coupures finales choisies dépendent de la vitesse des monopôles et fournissent les surfaces effectives de sélection pour la détection de monopôles magnétiques relativistes au sein du télescope Antares. En cas de non détection, ces surfaces peuvent être interprétées en terme de limites sur le flux de monopôles et permettent de restreindre d'un facteur dix les valeurs actuelles, après quelques mois de prises de données.

# Annexe A

## Photomultiplicateurs

Un photomultiplicateur est un tube électronique qui convertit un signal lumineux en un signal électrique. Les photons incidents émettent des électrons par effet photoélectrique, appelés photoélectrons). Le signal électrique produit est ensuite amplifié par l'émission d'électrons secondaires le long du tube. La figure A.1 montre les éléments essentiels d'un photomultiplicateur:

- une photocathode, qui convertit le flux de photons incidents en flux d'électrons,
- une optique électronique d'entrée, qui focalise et accélère le flux d'électrons,
- un multiplicateur d'électrons, consistant en une série d'électrodes (dynodes),
- une anode, qui collecte le flux final d'électrons et fournit le signal de sortie.

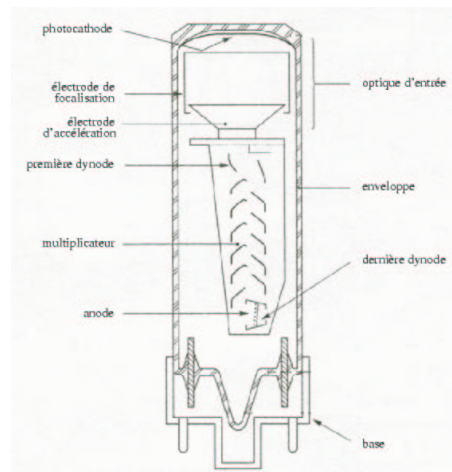
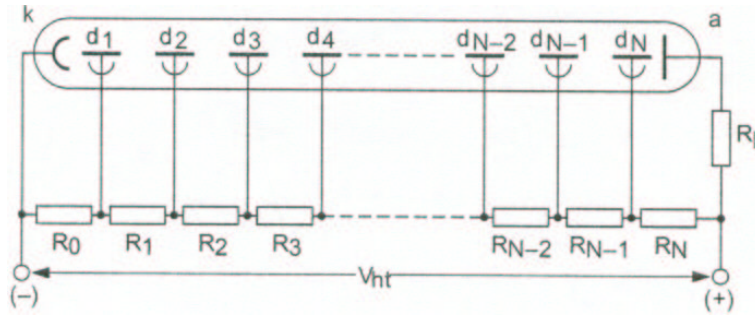


FIG. A.1 – *Eléments de base d'un photomultiplicateur.*

Les électrons sont accélérés et focalisés par des champs électriques entre les dynodes. Les gradients de potentiels peuvent être obtenus par un diviseur de tension appliqué sur une source de haute tension, comme représenté sur la figure A.2. Si  $g_i$  est le gain de la dynode  $i$  et  $N$  le nombre de dynodes, le nombre d'électrons collectés par l'anode est:

$$n_a = n_k \sum_{i=1}^N g_i,$$

FIG. A.2 – *Diviseur de tension.*

où  $n_k$  est le nombre de photoélectrons incidents (émis par la photocathode). Le gain  $g_i$  de chaque étage du multiplicateur n'est déterminé qu'en moyenne. Les électrons émis par une dynode ne vont pas tous atteindre la dynode suivante et chaque espace interdynode est caractérisé par une efficacité de collection. Le coefficient d'émission secondaire  $\delta_i$  de la dynode  $i$  et l'efficacité de collection  $\eta_{i-1}$  de l'espace qui la précède sont deux fonctions croissantes de la tension  $V_i$  entre les dynodes  $d_i$  et  $d_{i-1}$ . Le produit de  $\eta_{i-1}$  et  $\delta_i$  varie comme une puissance de la tension  $V_i$  :

$$\eta_{i-1}\delta_i \propto V_i^\alpha,$$

où  $\alpha$  est compris entre 0.65 et 0.75.

Il est plus pratique d'associer le facteur d'émission secondaire  $\delta_i$  de la dynode  $i$  avec l'efficacité de collection  $\eta_i$  de l'espace interdynode qui la suit; le gain  $g_i$  est alors  $g_i = \delta_i\eta_i$ .

L'amplification par étage peut se ramener (en première approximation) à une loi de Poisson avec une valeur moyenne  $g_i$ . Le spectre en charge final correspond alors au résultat des fluctuations de Poisson successives. Compte tenu du fait que l'amplification de chaque électron est indépendante, le résultat de l'amplification sur la première dynode détermine fortement la valeur finale (les fluctuations suivantes ne peuvent pas compenser totalement une forte déviation initiale, par rapport à la moyenne).

La linéarité du PM correspond au degré de proportionnalité entre le nombre d'électrons collectés à l'anode et le nombre de photons incidents. Pour les fortes intensités lumineuses, la linéarité est dégradée, principalement par la limitation de la distribution de puissance <sup>1</sup> [111]. La figure A.3 illustre le phénomène de non linéarité.

## Caractéristiques des photomultiplicateurs

### Efficacité quantique $\mathcal{E}_Q(\lambda)$

Elle représente la sensibilité de la photocathode, elle est définie comme le rapport entre le nombre moyen de photoélectrons émis par la photocathode et le nombre moyen de photons reçus (rayonnement incident monochromatique).

### Efficacité de collection de l'optique d'entrée $\eta$

1. Certains paramètres internes aux PM affectent également la linéarité

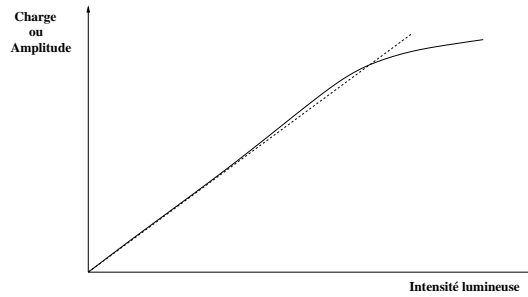


FIG. A.3 – Illustration du phénomène de non linéarité du PM pour les grandes intensités lumineuses. Les valeurs sont arbitraires.

C'est le rapport entre le nombre moyen d'électrons atteignant la première dynode et le nombre moyen d'électrons émis par la photocathode. Elle varie peu avec la longueur d'onde de la radiation incidente (dont dépend la vitesse initiales des photoélectrons) et dépend surtout du point d'émission des électrons sur la photocathode.

Cette efficacité de collection est importante car elle influence fortement les fluctuations du multiplicateur. On peut l'améliorer en augmentant la tension entre la cathode et la première dynode.

### Le gain $G$

Le gain représente l'amplification du signal électrique, c'est le rapport entre le courant anodique  $I_a$  et le courant photoélectrique  $I_k$ :

$$G = \frac{I_a}{I_k} = \eta \sum_{i=1}^N g_i.$$

### Temps de transit $t_t$

C'est l'intervalle de temps entre l'arrivée d'une impulsion lumineuse sur la photocathode et l'arrivée de l'impulsion électrique correspondante, à l'anode. Sa valeur moyenne  $t_t$  est évalué sur un grand nombre d'impulsion lumineuses Le temps de référence des impulsions de photomultiplicateur est choisi pour être le temps à mi-hauteur.

### Dispersion du temps de transit $\sigma_{tt}$

Plus importantes que la valeur moyenne  $t_t$ , les fluctuations  $\sigma_{tt}$  du temps de transit des électrons dans le tube détermine la résolution temporelle du photomultiplicateur. La dispersion du temps de transit est pratiquement proportionnelle à  $1/\sqrt{n_k}$ . Pour caractériser un photomultiplicateur, la dispersion est donnée dans des conditions d'illumination faible (photoélectron unique) et sur l'ensemble de la photocathode. Dans ces conditions les fluctuations sont maximales.

### Courant d'obscurité

Même dans l'obscurité totale, un courant peut être mesuré à la sortie du photomultiplicateur. Il est dû à l'émission thermo-ionique de la photocathode, à des effets de champs, à des fuites de courant et à des radiations de bruit de fond dues au matériel du tube (e.g.

$^{40}\text{K}$ ) ou à des particules chargées de haute énergie (e.g. rayons cosmiques).

### **Impulsions retardées et en avance**

Les impulsions retardées (“afterpulses”) sont de fausses impulsions qui suivent les impulsions réelles émises par un photon incident. Elles sont provoquées soit par réaction lumineuse, soit par l’ionisation du gaz résiduel, et peuvent être différenciées en fonction de l’intervalle de temps qui les sépare des véritables impulsions.

Quand les électrodes sont bombardées par les électrons, elles peuvent émettre des photons. Il est alors possible à ces photons d’atteindre la photocathode et d’émettre une impulsion retardée, typiquement 20 à 100 ns plus tard.

L’ionisation du gaz résiduel peut également produire des impulsions retardées, typiquement entre quelques centaines de nanosecondes et plusieurs microsecondes plus tard. Les photoélectrons primaires peuvent générer des ions positifs ( $\text{H}_2^+$ ,  $\text{He}^+$ ,  $\text{CH}_4^+$ ) qui sont accélérés en direction de la photocathode et provoquent l’émission de un ou plusieurs électrons secondaires. Le temps de transit des ions dépend plus de l’intensité du champ électrique et de leur masse, que de la distance à la photocathode à laquelle ils ont été émis.

On constate également la présence d’impulsions en avance sur les véritables impulsions du photomultiplicateur. Elles sont causées par l’émission, dans l’optique d’entrée du PM, d’un photon qui peut atteindre la première dynode et émettre un photoélectron qui, une fois amplifié, va donner suite à une impulsion en avance sur l’impulsion véritable.



## Annexe B

# Propagation et interactions du muon dans la matière

La connaissance précise des interactions des muons avec la matière permet non seulement de calculer correctement les probabilités de survie et les pertes d'énergie, mais aussi de prédire leur déflexion ainsi que les particules secondaires générées à travers les processus radiatifs. Ces particules secondaires peuvent être des photons ou des sources de lumière Tcherenkov et doivent être prises en compte dans l'analyse.

Bien que les muons subissent plus ou moins les mêmes interactions que les électrons, elles sont moins contraintes par les mesures expérimentales, surtout à haute énergie, où les données proviennent généralement de muons cosmiques pour lesquels le spectre "local" ne peut être contrôlé précisément. La théorie quant à elle ne peut modéliser facilement les interactions photonucléaires (essentiellement à petit  $Q^2$ ) [144].

De manière globale, les interactions des muons sont classifiées en interactions continues et interactions radiatives. La première catégorie traite l'ionisation, qui inclut l'excitation des électrons et la production de  $\delta$ -rays. La seconde contient la création des paires de leptons, le rayonnement de freinage et les interactions photonucléaires (figure B), qui sont des événements relativement rares, mais avec une perte d'énergie importante pour le muon (figure B). Une question qui se pose concerne la probabilité, pour les muons de haute énergie, de se "régénérer" par la création de paires de muons. Ce processus est trop rare pour avoir des conséquences: sa section efficace est inférieure de 4 ordres de grandeur à la section efficace de production de paires  $e^+e^-$ .

L'importance relative des différentes interactions dépend de l'énergie du muon et du milieu de propagation (figures B, B et B).

La figure B résume les résultats précédents et présente les pertes d'énergie totales des muons dans l'eau et dans la roche.

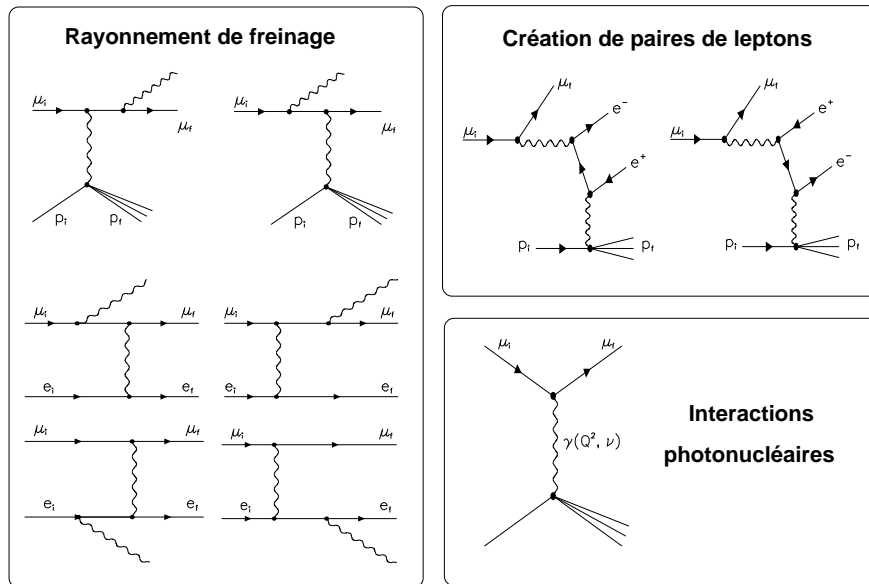


FIG. B.1 – Diagrammes de Feynman pour les différentes interactions radiatives des muons

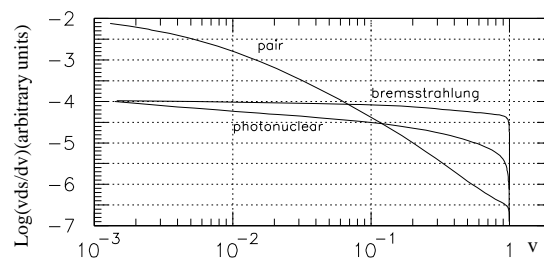


FIG. B.2 – Spectre différentiel pour les pertes radiatives d'un muon de 1 TeV dans l'eau par création de paires  $e^+e^-$ , rayonnement de freinage et interactions photonucléaires. La perte fractionnaire d'énergie  $v$  est définie comme  $\Delta E_\mu/E_\mu$ , où  $\Delta E_\mu$  est la perte d'énergie du muon dans le processus et  $E_\mu$  son énergie initiale.

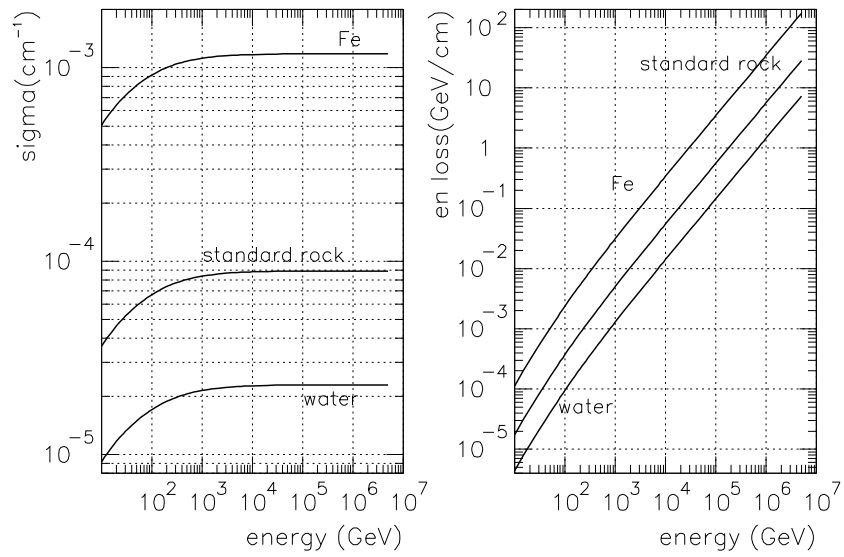


FIG. B.3 – Sections efficaces et pertes d'énergie pour la production de paires par les muons sur les noyaux dans l'eau, la roche standard et le fer. Les sections efficaces sont calculées pour  $v \leq 0.01$ .

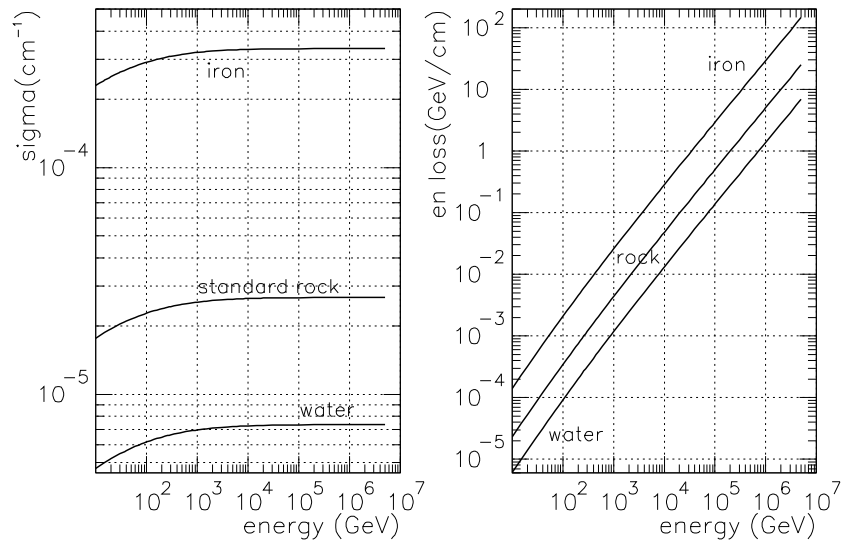


FIG. B.4 – Sections efficaces et pertes d'énergie pour le rayonnement de freinage des muons dans l'eau, la roche standard et le fer. Les sections efficaces sont calculées pour  $v \leq 0.01$ .

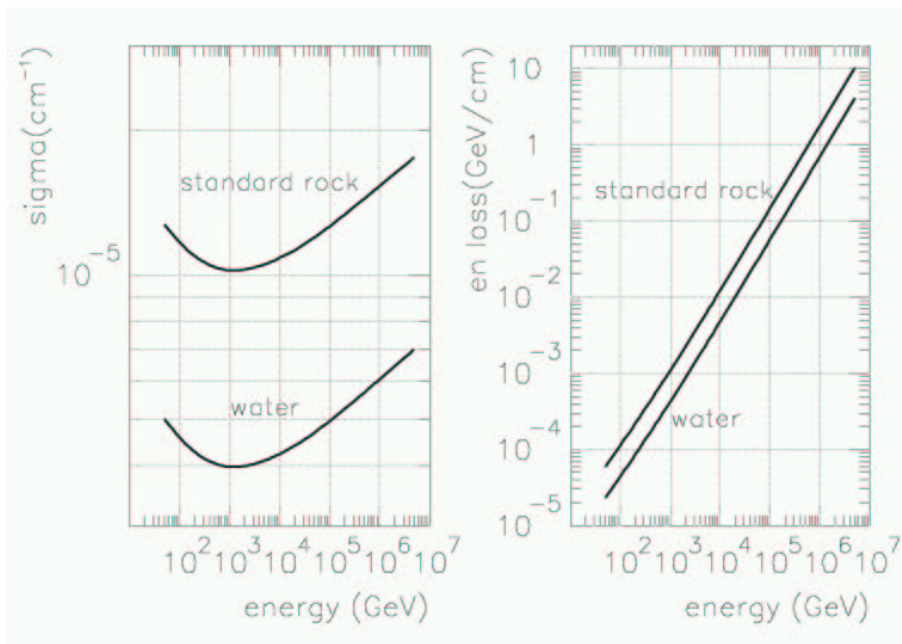


FIG. B.5 – Sections efficaces et pertes d'énergie pour les interactions photonucléaires des muons dans l'eau, la roche standard et le fer. Les sections efficaces sont calculées pour  $v \leq 0.01$ .

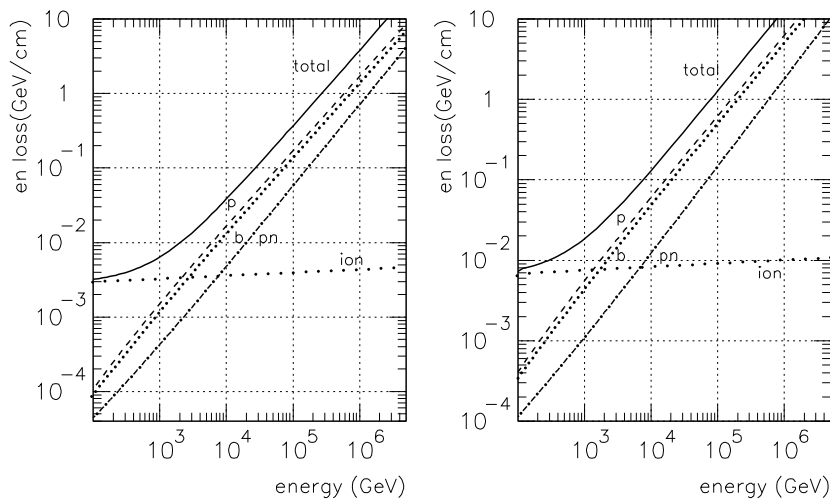


FIG. B.6 – Perte moyenne d'énergie du muon dans l'eau et dans la roche dite "standard" (définie par une densité de  $2.65 \text{ g/cm}^3$  et un nombre atomique  $Z=11$ ) en fonction de son énergie. Les pertes totales sont représentées en continu, les pertes par création de paires en (p) en tirets, par rayonnement de freinage (b) en pointillé, par interactions photonucléaires (pn) en tirets-points, et par ionisation en tirets-deux points.

# Annexe C

## Les Outils de simulation

Afin d'évaluer et optimiser les performances que l'on peut atteindre avec un télescope à neutrinos, des simulations Monte-Carlo sont nécessaires. Un autre objectif des simulations est de développer les algorithmes de reconstruction et de sélection. Pour cela il est inévitable de simuler un grand nombre d'événements physiques en reproduisant le plus fidèlement les flux et spectres attendus, les interactions des particules sur leur chemin vers le détecteur, les caractéristiques du détecteur et les effets de l'électronique, du déclenchement et de l'acquisition des données.

Au cours de ce chapitre nous présenterons les outils de simulation développés pour l'expérience ANTARES dans le cadre de différents thèmes de physique. Afin de toujours inclure les toutes dernières mesures, corrections et améliorations informatiques, ces outils sont en développement permanent. Pour conséquent, la description suivante ne peut que donner une vue instantanée de l'état de développement au moment de l'écriture de ce manuscrit de thèse.

### Génération des événements

Les événements sont engendrés sur la surface d'une canette cylindrique, qui entoure le détecteur, comme le montre la figure C.1; ses dimensions sont choisies pour encadrer largement le détecteur (2 ou 2.5  $L_{abs}$ , soit 110 ou 140 m).

Le programme GENTRA [145] simule les interactions des neutrinos, ainsi que la propagation des muons jusqu'au détecteur et génère la distribution des traces des muons sur la canette compte tenu des flux d'entrée.

### Simulation du détecteur

La simulation du détecteur inclut:

- la propagation des muons dans le volume actif du détecteur;
- la génération et le transport de la lumière Tcherenkov jusqu'à la photocathode du photomultiplicateur;
- la simulation du photomultiplicateur: gain et transit du signal;
- la simulation de l'électronique de lecture.

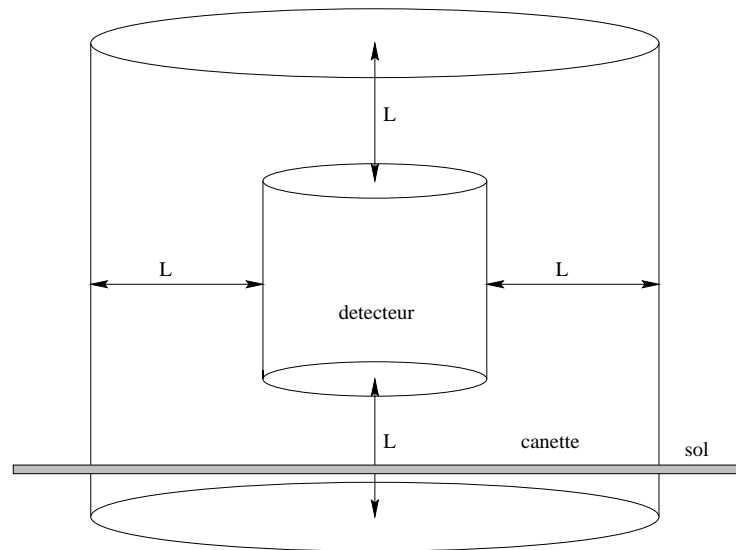


FIG. C.1 – Schéma de la canette utilisée pour la génération des événements. La distance  $L$  est prise à 2 ou  $2.5 L_{abs}$ , soit 110 ou 140 m.

Pour la simulation de la réponse du détecteur au passage d'une particule, deux programmes distincts existent: GEAGMU [146] (une version pour haute énergie de GEASIM [131]) et KM3 [147]. Les différences principales entre ces deux programmes sont résumées dans le tableau C.1. Les études ont montré que les deux programmes donnent à peu près les mêmes résultats, même si la façon de simuler la lumière Tcherenkov est différente.

Les paragraphes suivants décrivent en détail les techniques de simulation utilisées.

	KM3	GEAGMU
Diffusion de lumière	+	-
Paramétrisation du champ de photons	+	-
Simulation des hadrons	-	+
Paramétrisation des gerbes	-	+
Corrections des sections efficaces pour très hautes énergies	-	+

TAB. C.1 – Différences entre les programmes de simulation du détecteur KM3 et GEAGMU (+: simulé; -: non simulé).

## Détecteur utilisé

Le détecteur utilisé pour les études suivantes a été décrit dans le chapitre 3.2. Il a un volume cylindrique d'un rayon de 115 m et une hauteur de 350 m. Sa masse est de 14400 kt et sa surface géométrique de  $0,077 \text{ km}^2$ . Le détecteur est idéal, c'est-à-dire que les déformations induites par les courants sous-marins, comme l'extension des lignes due à la tension des câbles et les erreurs d'alignement en temps et en position ne sont pas

prises en compte. De plus, un étalonnage temporel parfait au niveau de l'électronique et des câbles a été simulé. Ce n'est qu'au niveau des photomultiplicateurs (d'une taille de 10 pouces avec une aire de 440 cm<sup>2</sup>) qu'une dispersion du temps de transit de  $\sigma_{TTS} = 1,3$  ns a été introduite.

## Simulation des muons et de la lumière Tcherenkov

Dans GEAGMU, les muons, qui traversent le détecteur, sont suivis pas à pas avec GEANT 3.21 [130]. La lumière des particules secondaires est paramétrisée pour des énergies au-dessus de 0,5 GeV. Des gerbes hadroniques, qui sont simulées seulement dans GEAGMU, donnent jusqu'à 50% de la lumière, mais les fluctuations sont très grandes. Des particules d'une énergie moins importante sont prises en compte en augmentant la lumière Tcherenkov émise par le muon<sup>1</sup>. Pour la distribution angulaire longitudinale des photons Tcherenkov générés dans les cascades électromagnétiques et hadroniques, la paramétrisation donnée dans [148] est utilisée. Selon la longueur d'onde, les paramètres d'atténuation de l'eau et des photomultiplicateurs changent. Cette dépendance a été considérée. Les effets d'atténuation de la lumière sont aussi inclus dans GEAGMU.

Dans KM3, si les pertes d'énergie du muon par unité de longueur sont supérieures aux pertes d'une particule au minimum d'ionisation, MIP<sup>2</sup>, une gerbe électromagnétique est créée. La génération de la lumière Tcherenkov est faite avec une simulation complète dans GEANT, qui prend en compte la lumière des particules secondaires. La propagation des photons Tcherenkov, qui tient compte de l'absorption et de la diffusion, donne un champ de photons. À partir de ce champ, des distributions de probabilité de l'arrivée des coups directs (non diffusés) et indirects (diffusés) sur les modules optiques sont calculées (voir figure 3.2).

Le bruit de fond optique  $\sim 60kHz$  (voir paragraphe 3.1.4) est également pris en compte dans la simulation du détecteur.

## Simulation des modules optiques

Le temps et l'amplitude des impulsions correspondant à un événement sont simulés pour chaque module optique.

Les effets de l'efficacité de collection et d'ombre de la cage métallique sont aussi pris en compte, comme la dépendance en longueur d'onde de la transmissivité des sphères, du gel et de l'eau ainsi que l'efficacité quantique des phototubes (montrée sur la figure 3.10).

Le temps d'arrivée de la lumière Tcherenkov au module optique est

$$t_i^{Tcherenkov} = t_0 + \frac{L_i - d_i / \tan \theta_c}{c} + \frac{d_i}{v_g \sin \theta_c} \quad (C.1)$$

$\theta_c$  est l'angle Tcherenkov,  $t_0$  le temps à un point de référence,  $v_g$  est la vitesse de groupe de la lumière dans l'eau,  $d_i$  et  $L_i$  sont définis sur la figure C.2. La précision en  $t_i^{Tcherenkov}$  est affectée par la résolution temporelle du photomultiplicateur ( $\sigma_{TTS}$ ), les erreurs de

1. La paramétrisation utilisée est:  $+18\% + \log(E_\mu(\text{GeV}))$ .

2. en anglais: *Minimal Ionising Particule*

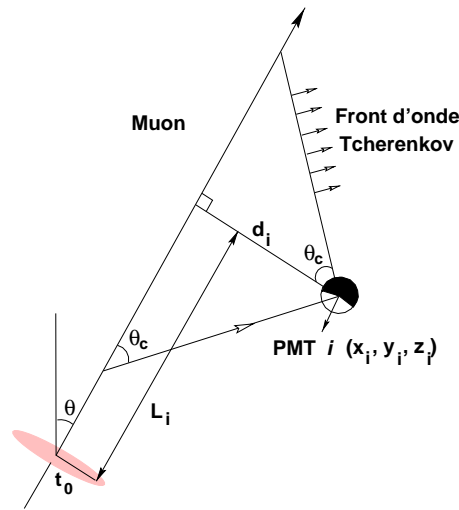


FIG. C.2 – Définition des notations pour le calcul du temps Tcherenkov.

positionnement et la diffusion, ce qui donne le temps enregistré  $t_i$  de l'impulsion. Le nombre de photons Tcherenkov émis par un muon par unité de longueur a été calculé dans la formule 2.5. Pour les longueurs d'onde entre 300 et 600 nm, 350 photons sont émis par cm, 50% entre 300 et 400 nm, 30% entre 400 et 500 nm et seulement 20% entre 500 et 600 nm. La fenêtre d'intégration est simplement limitée par les propriétés des modules optiques: au-dessous de 300 nm la transmission des sphères de verre utilisées devient trop faible, au-dessus de 600 nm l'efficacité quantique des photomultiplicateurs tombe rapidement (figure 3.10). Le long de la trace du muon, le nombre de photons vus par un photomultiplicateur est calculé par la formule

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dx d\lambda} = \mathcal{A}_{eff} f(\Theta) \int N_0(\lambda) T(\lambda) \epsilon(\lambda) \exp\left(-\frac{L}{L_{eff}(\lambda)}\right) d\lambda, \quad (C.2)$$

dans laquelle

- $\mathcal{A}_{eff} = A_{cathode} \cdot \epsilon_c \cdot s_s$  est la surface effective de la photocathode, qui prend en compte l'efficacité de collection  $\epsilon_c$  des photoélectrons et l'effet d'ombre  $s_s$  de la cage métallique qui entoure le photomultiplicateur;
- $f(\Theta)$  tient compte de l'angle d'incidence du photon;
- $N_0(\lambda) = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c$  est le nombre de photons émis (équation 2.5) par unité de longueur;
- $T(\lambda)$  est le coefficient de transmission du verre de la sphère et du gel;
- $\epsilon(\lambda)$  est l'efficacité quantique des photomultiplicateurs;
- le facteur exponentiel tient compte de l'atténuation:  $L$  est la distance parcourue par le photon et  $L_{eff} = 55$  m est la longueur d'absorption maximale dans l'eau.

## Simulation de l'électronique de lecture

La simulation de l'électronique de lecture est décrite au paragraphe 4.2.



## Reconstruction de la trace

Les événements auxquels nous nous intéressons, sont les événements non-contenus d'énergies supérieures à quelques centaines de GeV. Afin de reconstruire la trace du muon, une procédure d'ajustement<sup>3</sup> en cinq dimensions est utilisée [138]. Les 5 paramètres définissant la trace sont les 2 angles directeurs:  $\theta$  et  $\phi$ , les valeurs du point dans le plan  $z = 0$ :  $x_0$  et  $y_0$  et le temps de passage à ce point:  $t_0$ .

L'ajustement est obtenu par la maximisation d'une fonction de vraisemblance, ou par une méthode de minimisation de  $\chi^2$ . Un bon point de départ, obtenu par un pré-ajustement, est nécessaire pour un résultat satisfaisant. Le pré-ajustement doit être stable et non-biaisé: ses erreurs, définies comme différences des paramètres du pré-ajustement et des paramètres de la trace vraie, doivent être symétriques et centrées autour de zéro. La procédure d'ajustement offre, avec les cinq paramètres de la trace reconstruite, des estimations d'erreurs de paramètres, qui peuvent être utilisées dans une sélection afin de réduire le nombre des événements mal reconstruits.

La reconstruction est compliquée par la présence de coups du bruit de fond optique. Afin de réduire son influence, seules les coïncidences entre modules optiques voisins et les coups de grande amplitude sont utilisés (déclenchement).

Avant qu'un événement soit envoyé à la reconstruction de la trace, on vérifie, si l'événement satisfait des conditions minimales, qui rendent possible sa reconstruction. Un muon peut être reconstruit, si au moins cinq coups sur cinq modules optiques différents ont été enregistrés. Nous demandons donc six coups sur cinq modules optiques différents dans ces conditions. De plus, les coups doivent toucher au moins deux lignes différentes, pour qu'une reconstruction en trois dimensions soit possible. Différentes stratégies de reconstruction ont été développées [138]. Sans rentrer dans les détails nous donnons ici les étapes principales communes aux stratégies.

### Pré-ajustement

Le pré-ajustement consiste en la détermination approximative de la trace, au moyen des équations régissant les temps d'arrivée des coups ou dans l'approximation de la trace moyenne, en supposant que les photomultiplicateurs sont distribués le long de la trace (préfit linéaire).

### Ajustement

L'information disponible pour la reconstruction des traces se compose d'une collection de coups sélectionnés, chacun associé avec une information spatiale (la position et l'orientation du photomultiplicateur par lequel il a été détecté), un temps et une amplitude. Cette dernière information n'est pas utilisée dans l'ajustement pour le moment, parce que les fluctuations pour les muons de haute énergie sont très importantes et introduisent donc des complications dans la reconstruction.

L'information sur la trace d'origine est portée par les photons Tcherenkov, car le cône Tcherenkov est centré autour de la trace du muon. Pour une trace quelconque, le temps

---

3. en anglais: track fit

d'arrivée des photons Tcherenkov  $t_i^{Tcherenkov}$  peut être calculé comme fonction des paramètres de la trace. Une fonction de vraisemblance<sup>4</sup> peut être construite avec la différence entre le temps enregistré et le temps attendu du coup  $\delta t = t_i - t_i^{Tcherenkov}$ :

$$\mathcal{L} = \prod_i P(\delta t) , \quad (\text{C.3})$$

où  $P$  est la fonction de distribution de la probabilité pour le photomultiplicateur  $i$  de voir un photon retardé de  $\delta t$  comparé avec le temps d'un photon Tcherenkov provenant de la trace  $t_i^{Tcherenkov}$ . La maximisation de la fonction  $\mathcal{L}$  permet la détermination des cinq paramètres de la trace:  $x, y, t, \theta$  et  $\phi$ .

La fonction de distribution de la probabilité  $P(\delta t)$  est paramétrisée par l'ajustement des données issues des simulations.

## Reconstruction de l'énergie

La détermination de l'énergie d'un événement est importante pour la séparation des neutrinos atmosphériques (bruit de fond) des neutrinos de sources astrophysiques (signal), comme nous l'avons déjà souligné dans le paragraphe 2.5. La reconstruction de l'énergie d'un muon, produit dans l'interaction d'un neutrino par courant chargé, permet d'estimer l'énergie du neutrino: la figure 2.14 montre une corrélation claire entre les énergies du muon et du neutrino.

La reconstruction de l'énergie du muon est fondée sur la méthode décrite dans [149]. Cette méthode prend en compte le fait qu'un muon, d'une énergie supérieure à environ 600 GeV, perd la plupart de son énergie par des processus rayonnants pour lesquels les pertes sont proportionnelles à l'énergie.

Les amplitudes (nombre de photoélectrons par coup)  $A_{hit}$  enregistrées par un photomultiplicateur lors du passage d'un tel muon sont donc élevées par rapport aux amplitudes  $A_{MIP}$  d'une particule faiblement ionisante. Un estimateur d'énergie  $x \propto E_\mu$  peut être défini par [149, 121]

$$x = n_{hit} \cdot \left( \frac{\sum_i A_{hit}(i)}{\sum_i A_{MIP}(i)} - 1 \right) , \quad (\text{C.4})$$

où la somme est effectuée sur tous les coups satisfaisant aux critères précédents.

Par un ajustement linéaire des distributions, on obtient une relation entre  $E_\mu$  et  $x$  de la forme

$$\log_{10}(E_\mu) = a + b \cdot \log_{10}(x) , \quad (\text{C.5})$$

où  $b$  est proche de 1.

## Sélection standard

La sélection a pour but de rejeter des événements mal reconstruits et séparer le signal du bruit de fond. Les erreurs calculées lors de l'ajustement sont donc une bonne mesure

---

4. en anglais: *Likelihood function*

de la qualité de reconstruction, ainsi que les distances (angle, position) entre la trace pré-ajustée et la trace reconstruite. Les critères de sélections dépendent des stratégies utilisées et sont décrits dans [138].



# Bibliographie

- [1] D.I. Kazakov, *Beyond the standard model (in search of supersymetry)*, hep-ph/0012288 (2000).
- [2] P. A. M. Dirac, Proc. R. Soc. A **133**, 60 (1931).
- [3] G. t' Hooft, Nucl. Phys. B **79**, 276 (1974).
- [4] A. M. Polyakov, Sov. Phys. JETP Lett. **20**, 194 (1974).
- [5] P. Goddard and D. I. Olive, Rep. Prog. Phys **41**, 1357 (1978).
- [6] A. S. Schwarz, Nucl. Phys. B **112**, 358 (1976).
- [7] T. W. B. Kibble, J. Phys. A **9**, 1387(1976), Phys. Rep. **67**, 183 (1980).
- [8] E. P. S. Shellard & A. Vilenkin, *Cosmic strings and other topological defects*, Cambridge University Press (1994).
- [9] E. W. Kolb, M. Turner, *The Early Universe*, Addison-Wesley Publishing Company, 1990.
- [10] M. B. Hindmarsh, T. W. B. Kibble, Rep. Prog. Phys. **58**, 477 (1995).
- [11] A. H. Guth, Phys. Rev. D **23**, 347 (1981);  
A. D. Linde, Phys. Rev. B **108**, 389 (1982);  
A. Albrecht, P.J. Steinhardt, Phys. Rev. Lett **48**, 1220 (1982),  
A. D. Linde, *Particle Physics and Inflationary Cosmologie*, Harwood Academic Press, New Yor, 1990.
- [12] C. B. Netterfield *et al*, Astrophys. J. **571** 604-414 (2002), astro-ph/0104460;  
C. Pryke *et al.*, Astrophys. J. **568** 46-51 (2002), astrop-ph/0104490;  
R. Stomper *et al.*, Astrophys. J. **561** L7-L10 (2001), astro-ph/0105062.
- [13] F. R. Bouchet *et al*, Phys. Rev. D **65**, 21301 (2002).
- [14] P. Bhattacharjee, G. Sigl, Phys. Rep. **327** 109-247 (2000), astro-ph/9811011.
- [15] S. D. Wick, T. W. Kephart, T. J. Weiler, P. Biermann, "Signature for a cosmic flux of magnetic monopoles", astro-ph/0001233 (2000).
- [16] G. Giacomelli and L. Patrizii, hep-ex/0112009 et références.
- [17] E.Huguet, P.Peter, Astrop. Physics **12** (2000) 277-289.
- [18] J. Derkaoui *et al.*, Energy losses of magnetic monopoles and of dyons in the earth, Astr. Phys. **9** (1998) 173.
- [19] S. Ahlen, Phys Rev. **D17**, 229 (1978)
- [20] S. Ahlen and K. Kinoshita, Phys Rev. **D26**, 2347 (1982)
- [21] G. Giacomelli *et al.*, Energy losses of fast magnetic monopoles in water, Note Interne, ANTARES-Phys/2001-003.
- [22] V. A. Rubakov, JETP Lett. **33**, 644 (1981);  
C. G. Callan, **25**, 2141 (1982).

- [23] T. F. Walh, P. Weisz et T. T. Wu, Nucl. Phys. **B232** (1984) 349;  
V. A. Rubakov, Rep. Prog. Phys. **51** (1988) 189.
- [24] J. Arafune, M. Fukugita, Phys. Rev. Lett., **50**, 1901 (1983).
- [25] S. Dawson, A.N. Schellekens, *Monopole catalysis of proton decay in SO(10) grand unified models*, Phys. Rev. D **27** 2119 (1983).
- [26] S.D. Wick *et al.* astro-ph/0001233.
- [27] C. Heiles, Annu. Rev. Astron. Astrophys. **14**, 1 (1976).
- [28] D. S. Mathewson and V. L. Ford, Astrophys. J. **160**, L43 (1970).
- [29] D. S. Mathewson, P. C. van der Kruit, and W. N. Brown, Astron. Astrophys. **17**, 468 (1972); A. Segalovitz, W. W. Shane, and A. G. de Bruyn, Nature **264**, 222 (1976); M. Tosa and M. Fujimoto, Publ. Astron. Soc. Jpn. **30**, 315 (1978); R. Beck, E. M. Berkhuijsen, and R. Wielebinski, Nature **283**, 272 (1980); Y. Sofue, T. Takano, and M. Fujimoto, Astron. Astrophys. **91**, 335 (1980).
- [30] G. L. Verschuur, Fundam. Cosmic Phys. **5**, 113 (1979).
- [31] E. N. Parker, Ap. J. **163**, 255 (1971),  
E. N. Parker, Ap. J. **160**, 383 (1970).
- [32] M.S.Turner, E.N.Parker, and T.J.Bogdan, Phys. Rev D **26**, 1296 (1982).
- [33] F. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 2511 (1993).
- [34] M. J. Lewis *et al* astro-ph/9911095.
- [35] E.W. Kolb and S.A Colgate, Phys. Rev. Let. **49**, 1373 (1982)
- [36] K. Freese, Ap. J. , **286**, 216 (1984),  
K. Freese, E. Krasteva, Phys. Rev D **59**, 63007 (1999).
- [37] M. Boliev, communication privée, April 1997.
- [38] B. C. Choudhary, HE.5.3.02 Cosmic Ray Conf, Salt Lake City (1999).
- [39] S. Orito *et al.* Phys. Rev. Lett. **66** 1951 (1992).
- [40] Balkanov et al., HE.5.3.04 Cosmic Ray Conf, Salt Lake City (1999).
- [41] Niessen et al., HE.5.3.05 Cosmic Ray Conf, Salt Lake City (1999).
- [42]
- [43] G. Giacomelli [MACRO Collaboration], "Search for GUT magnetic monopoles with the MACRO experiment at the Gran Sasso Lab," arXiv:hep-ex/0210021.
- [44] P. Niessen [Amanda collaboration], Search for relativistic monopoles with the AMANDA detector, Proceedings of ICRC 2001.
- [45] L.B.Bezrukov et al., astro-ph/9601160 (1996).
- [46] N. Craigie *et al*, Theory and Detection of Magnetic Monopoles in Gauge Theories, a collected set of lecture notes, World Scientific, 1986.
- [47] B. Cabrera, Phys. Lett. **48**, 1378 (1982).
- [48] B. Cabrera *et al.* Phys. Rev. Lett. **51** 1933 (1983);  
B. Cabrera *et al.* Phys. Rev. D **31** 2199 (1985).
- [49] Proc. 24th *International Cosmic Ray Conference*, (Rome, 1995);  
Proc. 25th *International Cosmic Ray Conference*, (Durban, 1997);  
Proc. 26th *International Cosmic Ray Conference*, (Utah, 1999);  
Proc. 27th *International Cosmic Ray Conference*, (Hamburg, 2001).

- [50] T.W. Kephart and T.J. Weiler, *Astropart. Phys.* **4**, 271 (1996);  
T.J. Weiler and T.W. Kephart, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **51 B**, 218 (1996);  
S.D. Wick *et al.* astro-ph/0001233.
- [51] <http://www.auger.org/>
- [52] <http://www.ifcai.pa.cnr.it/EUSO/>
- [53] C.O. Escobar and R.A. Vásquez, *Astropart. Phys.* **10**, 197 (1999).
- [54] <http://www-glast.stanford.edu/> and astro-ph/9912139
- [55] <http://veritas.sao.arizona.edu/veritas/index.shtml> and astro-ph/9908135, proc. 26th ICRC (Salt Lake City, 1999).
- [56] <http://hegra1.mppmu.mpg.de/MAGICWeb/>
- [57] <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS.html>
- [58] <http://wwwcenbg.in2p3.fr/Astroparticule/celeste/e-index.html> and astro-ph/0010265, Proc. Heidelberg Sympos. on High-Energy Gamma-Ray Astronomy.
- [59] <http://cossac.gsfc.nasa.gov/cossac/egret/>
- [60] <http://egret.sao.arizona.edu/>
- [61] <http://lppn90.in2p3.fr/cat/>
- [62] G.V.Domogatsky, The Lake Baikal Experiment: Selected Results, Proceedings NANP 1999, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999).
- [63] E.Andres *et al.*, The AMANDA Neutrino Telescope: Principle of Operation and First Results, astro-ph/9906203, à paraître dans *Astropart.Phys.*.
- [64] The ANTARES Collaboration, A Deep Sea Telescope for High Energy neutrinos, astro-ph/9907432.
- [65] X. Bertou, M. Boratav, A. Letessier-Selvon, *Physics of extremely high energy cosmic rays*, astro-ph/0001516, *Int.J.Mod.Phys. A15* (2000) 2181-2224
- [66] F. Halzen, The Search for the Source of the Highest Energy Cosmic Rays, astro-ph/9704020, International Workshop “New Worlds in Astroparticle Physics”, Faro, Portugal, 8-10 septembre **1996**
- [67] D. J. Bird *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 3401.
- [68] L. Biermann, G. Sigl, astro-ph/0202425 (2002);  
R.J. Protheroe, astro-ph/9812055 (1998);  
R. Blandford, D. Eichler, *Phys. Reports* **154**, 1 (1987);  
E. Fermi, *Phys. Rev* **8**, 1169 (1949).
- [69] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **16** (**1966**) 748  
G. T. Zatsepin, V. A. Kuz'min, *Sov. Phys. JETP Lett* **4** (**1966**) 78
- [70] IMB Collaboration (C. B. Bratton *et al.*), *Angular distribution of events from SN1987A*, *Phys. Rev.* **D37** (1988) 217;  
Kamiokande-II Collaboration (K.S.Hirata. *et al.*), Observation of the neutrino burst from supernovae SN1987A, *Phys. Rev* **D 38** (1988) 448.
- [71] S. Basa, *On the possibility to detect supernovae explosions with a deep underwater neutrino telescope*, Note Interne ANTARES-Phys/1988-003.
- [72] Y. Becherini, G. Ramadori and M. Spurio, “Detection of  $\bar{\nu}_e$  from Supernovae with ANTARES, internal note, ANTARES-Phys/2002-002.
- [73] L. Celnikier, Desperately Seeking the Source of Ultra High Energy Cosmic Rays, *Rencontres de Moriond* (1996).

- [74] T. K. Gaisser, F. Halzen, T. Stanev, Particle Astrophysics with High Energy Neutrinos, Ph. Rep. 258 (1995) 173-236.
- [75] T. Piran, Gamma-Ray Bursts and the Fireball Model, astr-ph/9810256
- [76] E. Waxman and J. Bahcall, Phys. Rev. **D 59** (1999) 023002.
- [77] A. Kouchner, thèse de doctorat, Université de Paris-VII (2001), <http://antares.in2p3.fr/Publications/thesis/2001/antoine-kouchner-phd.ps.gz>.
- [78] L.V.Volkova, Sov.J.Nucl.Phys **31** (1980) 784.
- [79] F.Montanet, Neutrinos from cosmic ray interaction with galactic matter, note interne, ANTARES-Phys/1999-018.
- [80] S.Yoshida et al., Astrophys.J. **479** (1997) 547.
- [81] F.W.Stecker, C.Done, M.H.Salamon, P.Sommers, High-energy neutrinos from active galactic nuclei, Phys.Rev.Lett. **66** (1991) 2697; Erratum Phys.Rev.Lett. **69** (1992) 2738.
- [82] R.J.Protheroe, High Energy Neutrinos from Blazars, astro-ph/9607165.
- [83] F.Halzen, E.Zas, Neutrino Fluxes from Active Galaxies: a Model-Independent Estimate, Astrophys.J. **488** (1997) 669, [astro-ph/9702193].
- [84] K.Mannheim, Astropart.Phys. **3** (1995) 295.
- [85] G.Ingelman, M.Thunman, High energy neutrino production by cosmic ray interactions in the sun, Phys.Rev. **D 54** (1996) 4385, [hep-ph/9604288].
- [86] R.M.Crocker, F.Melia, R.R.Volkas, Oscillating Neutrinos from the Galactic Center, astro-ph/9911292.
- [87] F. W. Stecker, M. H. Salamon, High Energy Neutrinos from Quasars, Space Sci. Rev. **75**, 341 (1996), [astro-ph/9501064].
- [88] M.Roy, Ultra High Energy Neutrinos from Supernova Remnants, J.Phys. **G25** (1999) 129-134, [astro-ph/9901215].
- [89] C. Barbot and M. Drees, hep-ph/0202072.
- [90] C. Barbot *et al.*, hep-ph/0205230.
- [91] S. Perlmutter *et al.*, Ap. J. **517** (1999) 565;  
A.G. Riess *et al.*, A. J. **116**, 1009 (1998)
- [92] D. Tytler *et al.* astro-ph/0001318.
- [93] Pour une revue sur la supersymétrie, voir H.P. Nilles, Phys. Rep. **110**, 1 (1984).
- [94] D. Bailey *et al.*, note interne ANTARES-PHYS/2001-016.
- [95] E. Nezri, Indirect Detection of Neutralinos Dark matter with Neutrinos Telescopes, Proceedings of SUSY2002, Juin 2002, Desy, Hamburg;  
Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, en préparation.
- [96] A.H. Chamseddine *et al.*, Phys. Rev. Lett. **49**, 1970 (1982).
- [97] <http://neutrinhouches.in2p3.fr/slides/monday/totstuka.pdf>
- [98] G. Giacomelli, M. Giorgini, hep-ex/0110021.
- [99] Soudan-2 coll., in "19th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics - Neutrino 2000", Sudbury, Ontario, Canada, 16-21 June 2000, published in Nucl. Phys. Poc. Suppl. 91, 134-140, 2000.
- [100] C. Cârloganu, note interne ANTARES-Phys/2001-009 et thès de doctorat, Université de la Méditerranée, 99AIX22033, <http://antares.in2p3.fr/Publications/thesis/1999/Carloganu-phd.ps.gz>.



- [101] M. A. Markov, Proceedings on the Rochester Conference, New York (19960).
- [102] F. Bernard, thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, 00AIX22094.
- [103] C. Spiering, Nucl.Phys.Proc.Suppl. 91 (2000) 445-452 et astro-ph/0012532;  
<http://icecube.wisc.edu/> et [http://www-zeuthen.desy.de/nuastro/ice3\\_proposal/](http://www-zeuthen.desy.de/nuastro/ice3_proposal/)
- [104] V. Balkanov *et al.* BAIKAL experiment: status report, astro-ph/0112446.
- [105] L. Moscoso, Underwater neutrino telescopes, proceedings Les Houches 2001,  
[marwww.in2p3.fr/Houches/Proceedings/Km3/Moscoso.pdf](http://marwww.in2p3.fr/Houches/Proceedings/Km3/Moscoso.pdf).
- [106] <http://pcbai10.inr.ruhep.ru:8100/history.html>.
- [107] M. Karolak, H. Lafoux, Test results of 80 10"Hamamatsu PMT, Note Interne, ANTARES-Opmo/2000-007.
- [108] M. Karolak, H. Lafoux, New test results on 5 10"Hamamatsu PMT, Note Interne, ANTARES-Opmo/2000-008.
- [109] J. D. Zornoza, E. Carmona, Results of the tests performed in Valencia on four 13"Hamamatsu and two 10.6"Photonis photomultipliers, Note Interne, ANTARES-Opmo/2000-013.
- [110] The ANTARES Collaboration, The ANTARES Optical Module, Note Interne ANTARES-Opmo/2001-001.
- [111] Philips Photonics, Photomultiplier tubes, principles and applications, 1994.
- [112] TDR Antares: <http://antares.in2p3.fr/internal/tdr/Dejong/Trigger.html>.
- [113] "ARS1 Analogue Ring Sampler Manuel utilisateur", David Lachartre, ANTARES-Elec/1999-007, 1999.
- [114] F. Feinstein, communication privée.
- [115] C. Tao, communication privée.
- [116] H. Lafoux, ARS calibration and the ANTARES data base, note interne ANTARES-Elec/2002-002.
- [117] C. Serfon Influence of Electronic Noise on Antares angular resolution, note interne ANTARES-Soft/2002-010.
- [118] "ARS1 test results for physicists" F. Druillolle, H. Lafoux ANTARES-Elec/2002-001, 2001.
- [119] H. Lafoux, communication privée.
- [120] Cleland and Stern, NIM A338, 467 (1994),  
Benary, Cleland, Cunitz, NIM A339, 367 (1994),  
Benary, Cleland, Cunitz, NIM A332, 78 (1994).
- [121] J. D. Zornoza Gómez, *New Improvements on Energy Reconstruction*, note interne ANTARES-Soft/2002-012.
- [122] J. D. Zornoza, communication privée.
- [123] D. Bailey, *The effect of the group velocity and dispersion on photon arrival times in the ANTARES detector*, note interne ANTARES-Phys/2001-05.
- [124] Review of Particle Physics, (2000) p164-166.
- [125] G. V. Domogatsky and I. M. Zheleznykh, Yad. Fiz. **10**, (1969), 1238;  
Sov. J. Nucl. Phys. **10**, (1969), 702.
- [126] W. R. Leo, *Technique for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1987.

- [127] S. M. Seltzer and M. J. Berger, *Int. J. of Applied Rad.*, **33**, (1982), 1189 et **35**, (1984) 665.
- [128] J. Brunner, *Cherenkov light from HE electromagnetic and hadronic showers*, note interne, en préparation.
- [129] L.B. Bezrukov *et al.*, *Sov. J. Nucl. Phys.* **52**, 1 (1990);  
Extended fragment prepared by Ch. Spiering based on a draft written by Dshan (1992).
- [130] GEANT, Detector Description and Simulation Tool, CERN Program library W5013.
- [131] J. Brunner, GEASIM User Manual: <http://antares.in2p3.fr/internal/software/geasim.html>.
- [132] J.S. Ricol and C. Tao, "Magnetic monopole detection in ANTARES", internal note ANTARES-Phys/2003-02.
- [133] G. Battistoni *et al.*, A tree-dimensional calculation of atmospheric neutrino flux, hep-ph/9907408.
- [134] F. Bernard, Simulation des muons atmosphériques pour le projet de télescope à neutrinos Antares, rapport de DEA, Université de la Méditerranée.
- [135] E. Carmona, Update of the new pre-fit reconstruction, note interne ANTARES-Soft/2001-006;  
T. Stolarczyk, Line5 Muon Reconstruction, réunion de collaboration Cern, Juin 2000.
- [136] V. Stenger, Track Fitting for the Dumand Octagon, HDC-1-90, Univ. Hawaii (1990).
- [137] A. Heijboer, An algorithm for track reconstruction in ANTARES, note interne ANTARES-Soft/2002-002.
- [138] F. Cassol, RECO, notes internes, ANTARES-Soft/1999-04 et ANTARES-Soft/1999-005;  
E. Carmona, J.J. Hernández, note interne, ANTARES-Soft/2000-11;  
E. Carmona, note interne, ANTARES-Soft/2001-006;
- [139] E. Carmona, note interne, ANTARES-Soft/2001-006.
- [140] J. Brunner, Updated tal list for the new ANTARES event format, note interne ANTARES-Soft/1999-003.
- [141] D. Bailey, Calculating effective areas for neutrinos, note interne ANTARES-Phys/2001-11.
- [142] A. Hallgren, for the AMANDA Collaboration, Physics Results from the AMANDA-B10 Neutrino Telescope, *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* **110** (2002) 507-509.
- [143] <http://www.nag.co.uk/numeric/FL/manual/pdf/E04/e04jyf.pdf>
- [144] C. Cârloganu, "Muon Interactions at High Energies", ANTARES-Phys/1998-013 et ses références.
- [145] J. Brunner, GENNEU User Manual: <http://antares.in2p3.fr/internal/software/genneu.html>;  
D. Bailey, Genhen v5r1: Software Documentation, note interne, ANTARES-Soft/2002-004.
- [146] S. Bottai, L. Perrone, Simulation of UHE muons propagation for GEANT3, hep-ex/0001018.

- 
- [147] S. Navas, L. Thomson, KM3 user Guide and Reference Manual, note interne, ANTARES-Soft/1999-011.
  - [148] C.H.V. Wiebusch, The Detection of Faint Light in Deep Underwater Neutrino Telescopes, thèse de doctorat, RWTH Aachen (1995).
  - [149] F. Hubaut, Optimisation et caractérisation des performances d'un télescope sous-marin à neutrinos pour le projet ANTARES, thèse de doctorat, Université de la Méditerranée (1999).





## **Etude de la détection de monopôles magnétiques au sein du futur télescope à neutrinos Antares et caractérisation des performances du traitement des impulsions des photomultiplicateurs.**

Les théories de grande unification (GUT) impliquent des transitions de phase dans l'Univers primordial, qui pourraient donner naissance à des défauts topologiques, parmi lesquels on trouve des monopôles magnétiques. Les principales caractéristiques de ces monopôles sont présentées, notamment leurs pertes d'énergie dans la matière et les limites sur leur flux.

Les télescopes à neutrinos de haute énergie offrent une nouvelle opportunité pour leur recherche. L'étude du traitement des impulsions des photomultiplicateurs par l'électronique de lecture du détecteur Antares indique que celle-ci est bien adaptée aux besoins du télescope. L'analyse détaillée des impulsions permet d'obtenir une précision finale sur la mesure temporelle inférieure à 0.6 ns et le bruit électronique et la saturation ont peu d'effet sur les performances du télescope.

Les monopôles relativistes émettent une grande quantité de lumière qui conduit à une surface effective de détection pour le télescope Antares allant de 0.06 km<sup>2</sup> pour des vitesses  $\beta_{mon} = 0.6$ , à 0.35 km<sup>2</sup> pour des vitesses  $\beta_{mon} \sim 1$ . La trace des monopôles est bien reconstruite et la détermination de leur vitesse est faite avec une erreur inférieure à quelques pourcents, ce qui constitue un élément déterminant pour le rejet du bruit de fond causé par les muons de haute énergie, de vitesse  $\beta_{\mu} \sim 1$ . L'émission lumineuse très dispersée des monopôles en dessous de la limite Tcherenkov,  $0.6 \lesssim \beta_{mon} \leq 0.74$ , via les delta-électrons d'ionisation, ne permet pas une caractérisation précise du signal attendu et le rejet des muons mal reconstruits doit être amélioré. Au delà de la limite Tcherenkov,  $\beta_{mon} \geq 0.8$ , les muons mal reconstruits peuvent être rejetés grâce à la paramétrisation de l'émission Tcherenkov. Le signal d'un monopôle magnétique se distingue alors clairement du bruit de fond.

*Mots-clés:* GUT, défauts topologiques, monopôle magnétique, Antares, télescope, neutrinos, photomultiplicateur, électronique de lecture, émission Tcherenkov, delta-électrons.

### **Detection of magnetic monopoles in the future neutrino telescope Antares and characterisation of the photomultiplier pulse treatment.**

Grand unified theories (GUT) involve phase transitions in the early universe, that could create topological defects, like magnetic monopoles. Monopoles main characteristics are shown and in particular energy losses and flux limits.

High energy neutrino telescopes offer a new opportunity for magnetic monopole search. The study of the photomultiplier pulse treatment by the Antares detector front-end electronics indicates that this one is well adapted to the telescope needs. The pulses detailed analysis has allowed to obtain a time measurement precision lower than 0.6 ns and electronic noise and saturation have no relevant effect on the telescope performances.

Relativistic monopoles generate a large amount of light, that leads to an effective area for the Antares detector of about 0.06 km<sup>2</sup> for velocities  $\beta_{mon} = 0.6$  and 0.35 km<sup>2</sup> for velocities  $\beta_{mon} \sim 1$ . Monopole track are well reconstructed and the velocity determination is made with an error lower than few percents, which represents a decisive result for the background rejection, caused by high energy muons with a velocity  $\beta_{\mu} \sim 1$ . The very dispersive light emission of monopoles below the Tcherenkov limit,  $0.6 \lesssim \beta_{mon} \leq 0.74$ , via the delta-rays produced by ionisation, does not allow an accurate expective signal and the bad reconstructed muons rejection must be improved. Above the Tcherenkov limit,  $\beta_{mon} \geq 0.8$ , bad reconstructed events can be rejected from the Tcherenkov emission parametrisation. A magnetic monopole signal can then clearly be distinguished from background.

*Keywords:* GUT, topological defects, magnetic monopoles, Antares, telescope, neutrinos, photomultipliers, front-end electronics, Tcherenkov emission, delta-rays