

Université de Strasbourg

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Goulven GUILLARD

en vue de l'obtention du diplôme national et du grade de

Docteur

en

Physique Subatomique et Astroparticules

sous le titre

**ÉTUDE DE LA SENSIBILITÉ DU TÉLESCOPE À NEUTRINOS
ANTARES AUX PHOTONS DE TRÈS HAUTE ÉNERGIE**

CONTRIBUTION À L'ÉTALONNAGE EN TEMPS DU DÉTECTEUR

soutenue publiquement le

14 octobre 2010

devant un jury composé de

Éric PLAGNOL	Président du jury
Jean-Pierre ERNENWEIN	Rapporteurs
Fabrice FEINSTEIN	
Jean-Pierre ENGEL	Examineurs
Juan Jose HERNÁNDEZ REY	
Ulrich GOERLACH	Directeur de thèse
Thierry PRADIER	Homme de l'ombre

Remerciements

Succombant à mon naturel asocial (mais qui se soigne), j'ai décidé de faire court. Très court. Et d'assurer mes arrières en évitant d'être nominatif, ce qui, quitte à vexer du monde, m'épargnera au moins l'aliénation des inévitables oubliés.

Merci donc à Thierry Pradier pour tout (ou presque).

Merci aux membres du jury : qu'importe si ça fait très « politiquement correct », ils le méritent, ne serait-ce que pour avoir renoncé à participer aux mouvements de contestation sociale dans le seul but d'assister à ma soutenance. Merci en particulier aux rapporteurs pour leur disponibilité dans l'urgence — et mes excuses au département formation doctorale de l'Université de Strasbourg...

Merci à celles et ceux que j'ai cotoyé(e)s plus ou moins quotidiennement au 23, rue du Loess, et courage aux ceusses qui tentent d'y insuffler une dynamique. Avec une pensée particulière pour Éric Conte, notamment pour les précieuses relectures du manuscrit, les cafés à pas d'heure et la coordination des *Friday Social Events*.

Merci à toutes et tous les jeunes et moins jeunes d'ANTARES dont j'ai apprécié la compagnie. Je garantis rien, mais si tu as travaillé sur ANTARES entre octobre 2006 et ce jour, il y a de fortes chances pour que tu sois concerné(e).

Le paragraphe précédent s'applique également à celles et ceux que j'ai croisé(e)s au détour d'un palmier grand-mottois, d'un manoir dinardais ou encore d'une boîte de nuit polonaise.

Reste la famille, les amis, tout ça, et je crois qu'on a à peu près fait le tour.

Quant à ma petite gnonne, tiens bon — comme dirait l'autre, « la pente est forte mais la route est droite ».

Sur ces belles paroles...

Aux manuscrits inachevés...

Sommaire

Sommaire	i
Introduction	1
Chapitre premier : Autour d'ANTARES	5
1 Quelques gouttes de Physique des Particules	5
1.1 Aperçu du modèle standard de la physique des particules	5
1.1.1 Symétries	5
1.1.2 Particules élémentaires	7
1.2 Le neutrino, cet inconnu	9
1.2.1 Prologue	9
1.2.2 Dirac vs Majorana	10
1.2.3 Les oscillations	10
1.2.4 La masse	14
1.2.5 Chiralité et hélicité	18
1.2.6 Nombre de neutrinos	21
1.2.7 Épilogue	23
1.3 ANTARES et les neutrinos	23
2 Un soupçon de Physique des Hautes Énergies	30
2.1 Aperçu des rayons cosmiques	30
2.2 Spectre des RCs	31
2.3 Composition des RCs	33
2.4 Détection des RCs	36
2.5 ANTARES et les RCs	37
3 Une pincée d'Astronomie	38
3.1 Astronomie « traditionnelle »	38
3.1.1 Les trois premières révolutions technologiques de l'astronomie optique	38
3.1.2 Le spectre électromagnétique, de long en large	39
3.1.3 Disséquer la lumière	43
3.1.4 Limites de l'astronomie traditionnelle	45

3.2	Le messie	45
3.3	Télescopes à neutrinos	46
3.4	ANTARES et l'astronomie	47
4	Miscellanées	48
Chapitre second : Au cœur d'ANTARES		49
1	Le site et ses propriétés	49
1.1	Choix du site	49
1.2	Hydrodynamique méditerranéenne	51
1.3	Propriétés de l'eau	51
1.4	Bruit de fond sous-marin	55
1.4.1	Sources de bruit de fond optique	55
1.4.2	Bioluminescence	55
1.4.3	Radioactivité	60
1.4.4	Influence du bruit de fond sous-marin	61
2	Du neutrino au détecteur	62
2.1	Principe de détection	62
2.2	Interaction des muons avec la matière	62
2.3	Effet Čerenkov	64
3	Architecture physique du détecteur	67
3.1	Les lignes	67
3.2	Les étages	69
3.3	Les modules optiques (OMs)	70
3.4	Connectique	71
4	Acquisition des données	71
4.1	Présentation	71
4.2	Chaîne d'acquisition	72
4.3	<i>Analog Ring Samplers</i> (ARSs)	73
4.4	Modules de contrôle (LCMs)	74
4.5	Les algorithmes de filtrage	75
Chapitre troisième : Dressage d'ANTARES		77
1	Étalonnage du détecteur	77
1.1	<i>Des</i> étalonnages	77
1.2	Étalonnage en charge	78
1.3	Étalonnage en temps	81
1.4	Étalonnage en position	82

2	Mode « <i>WaveForm</i> »	83
2.1	Principe	83
2.2	Logiciel d'analyse	84
3	Effet de <i>walk</i>	86
3.1	Problématique	86
3.2	Définition	86
3.3	Méthodes d'évaluation	87
3.4	Correction	88
3.4.1	Extraction du signal utilisé pour la correction	88
3.4.2	Implémentation logicielle	89
3.5	Effet de la correction	91
3.5.1	Correction individuelle vs correction globale	91
3.5.2	Effet sur les Monte-Carlo	93
3.5.3	Effet sur les données	94
3.6	Limites de la correction et sources d'incertitude	94
3.7	Conclusion	97
Chapitre quatrième : ANTARES et les photons de très haute énergie		99
1	Techniques expérimentales de l'astronomie gamma à très haute énergie	99
1.1	Vue d'ensemble	99
1.2	<i>Extended Air Shower Arrays</i>	100
1.3	<i>Atmospheric Čerenkov Telescopes</i>	100
1.4	Avantages et inconvénients	101
2	Les photons gamma et ANTARES	102
2.1	Gerbes électromagnétiques atmosphériques	102
2.2	Et ANTARES dans tout ça?	103
2.3	Sources d'intérêt	104
3	Chaîne Monte-Carlo	105
3.1	Vue d'ensemble	105
3.2	Conventions	106
3.3	Génération des gerbes atmosphériques	106
3.4	Traitement des particules au niveau de la mer	108
3.5	Propagation dans l'eau	110
3.6	Simulation du détecteur et reconstruction	113
3.7	Pondération	116
4	Biais et effets systématiques	117

4.1	Génération et traversée de l'atmosphère	117
4.1.1	Dépendance azimutale	117
4.1.2	« <i>Preshowering</i> »	121
4.1.3	Effet Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM)	123
4.1.4	Influence du modèle hadronique	124
4.1.5	Particules lourdes	124
4.1.6	Influence de la section efficace	126
4.2	Duplication des muons au niveau de la mer	127
4.3	Volume de détection	127
4.3.1	Définition	127
4.3.2	Lumière Čerenkov directement produite par le muon	128
4.3.3	Lumière Čerenkov indirectement produite par le muon	129
4.3.4	Dispersion des muons dans l'eau	133
4.3.5	Rayon du volume de détection	134
4.4	Discretisation des tables de photons	134
4.5	Autres contributions	136
5	Sensibilité d'ANTARES	137
6	Bruit de fond neutrino dû aux photons gamma	143
	Conclusion	145
ANNEXES		
	Annexe A : Contraintes cosmologiques sur la masse du neutrino	i
	Annexe B : <i>WaveForm Runs Analysis Tools</i>	vii
	Références bibliographiques	xv
	Sources des images	xxvii
	Liste des abréviations	xxxix

Introduction

La curiosité. C'est peut-être l'une des clés de l'énigme qui tourmente, depuis la nuit des temps, les philosophes comme les penseurs du dimanche : celle de la nature de l'Homme. Qu'est-ce que la vie ? Qu'est-ce que l'Univers ? Et le reste ? Quelles que soient l'époque et la localité, l'Homme démontre continuellement son besoin de comprendre le monde qui l'entoure — ou de lui inventer des causes lorsque cette compréhension lui échappe. Cette universalité fait écho à celle des propriétés de l'Univers : quelles que soient l'époque et la localité, l'Univers obéit aux mêmes lois physiques — c'est du moins un postulat qui n'a encore jamais été réfuté.

La désinvolture. C'est peut-être l'une des clés des grandes révolutions scientifiques. Aux questions répondent de nouvelles questions, dont la résolution nécessite de nouveaux outils — c'est alors que l'association des choses les plus improbables se révèle souvent salutaire. Après avoir usé ses yeux, c'est avec du sable fondu que l'Homme a scruté la nuit profonde. Après avoir disséqué la lumière de long en large, c'est vers l'invisible que son regard s'est tourné. Mais après avoir parcouru le spectre électromagnétique dans ses moindres recoins, comment continuer à fouiller l'Univers, qui n'a toujours pas livré tous ses secrets ?

Le neutrino. C'est peut-être l'une des clés permettant d'outrepasser ce nouvel obstacle. Délicieuse ironie, la plus efficace des sondes de l'Univers est elle-même une énigme, un *quantum* de matière dont on ne sait finalement presque rien — sinon que dans l'Univers, les propriétés de l'infiniment petit sont intrinsèquement liées à celles de l'infiniment grand. Cette méconnaissance n'est cependant pas rédhibitoire : somme toute, la lumière elle-même n'était-elle pas une énigme aux yeux des premiers astronomes ?

L'espièglerie. C'est peut-être l'une des clés expliquant pourquoi certains s'échinent à dévoyer de leur but premier les ustensiles à leur portée. Comment résister à la tentation de débaucher un télescope à neutrinos pour lui faire observer, en lieu et place des particules qu'il est supposé voir, celles qu'elles sont précisément censées transcender ? C'est essentiellement l'objet de ce travail de thèse que de déterminer si une telle entreprise est réellement chimérique.

*
**

ANTARES est un télescope à neutrinos. Son but est de démontrer qu'il est possible de détecter indirectement des neutrinos issus de sources astrophysiques à partir d'un détecteur sous-marin. L'interaction d'un neutrino avec la Terre peut en effet produire un muon de vitesse suffisante pour générer de la lumière par effet Čerenkov dans l'eau. En disposant un détecteur de grande envergure au fond de l'eau, on peut récupérer une partie de ces photons, en déduire la trajectoire du muon, et ainsi remonter à la direction du neutrino initial.

Que ce soit pour rattacher ces neutrinos à une source ou pour les relier à un signal provenant d'un autre détecteur dans le cadre d'une observation multi-messagers, une bonne résolution angulaire est d'autant plus primordiale que les flux attendus sont faibles. Le principal facteur limitant est la précision en temps des éléments du télescope : c'est essentiellement sur le temps de détection des photons que repose la reconstruction de la trajectoire du muon. Parmi les principaux phénomènes dégradant cette résolution, l'effet de *walk* généré lors du traitement du signal des photomultiplicateurs est celui dont la contribution est la plus importante. C'est un

effet qu'il devrait être possible de corriger, puisqu'il est corrélé à la quantité de lumière mesurée. Une partie importante de ce travail de thèse a consisté en l'élaboration d'outils informatiques destinés à extraire de données particulières une telle correction, puis à la mettre en œuvre, et accessoirement à en étudier les effets.

Si les prédictions théoriques sont confiantes en l'existence de neutrinos astrophysiques de très haute énergie, celle-ci reste cependant hypothétique, et rien ne permet le cas échéant d'affirmer avec certitude que leur flux est détectable par un instrument de la taille d'ANTARES, ou même plus imposant. En revanche, il est des sources ponctuelles de particules de très haute énergie dont l'existence est avérée — plus encore, dont la position et le flux sont connus : les sources de photons gamma de très haute énergie. Or, parmi la myriade de particules secondaires produites lors de l'interaction d'un photon de très haute énergie avec l'atmosphère figurent une poignée de muons. Sont-ils détectables par ANTARES ? C'est la question à laquelle tente de répondre la seconde partie de cette thèse. Outre l'aspect lié à l'astronomie gamma, cette possibilité permettrait d'estimer de manière fiable le pointé absolu et la résolution angulaire du télescope, ce que peu de méthodes laissent envisager actuellement.

En outre, l'interaction des photons de très haute énergie avec l'atmosphère produit des neutrinos. Or les sources gamma sont précisément des sources potentielles de neutrinos astrophysiques, cibles principales des télescopes à neutrinos. . . De tels neutrinos atmosphériques sont indiscernables des neutrinos astrophysiques, et pointent depuis la même direction, constituant un bruit de fond irréductible. Il est donc fondamental de déterminer leur contribution, ce qui sera également fait en dernier lieu.

*
**

Le premier chapitre se concentrera sur les thèmes liés à l'astronomie neutrino. On s'attachera à mettre l'accent sur les sujets généralement peu abordés dans la littérature antarctique. En particulier, on rappellera la place du neutrino au sein du Modèle Standard de la physique des particules et les mystères qui l'entourent. En comparaison, la problématique liée aux rayons cosmiques, abondamment présentée ailleurs et bien mieux que ne saurait le faire l'auteur, pourra paraître quelque peu délaissée — une présentation succincte ne saurait toutefois être évitée. On positionnera ensuite l'astronomie neutrino sur l'échelle chronologique de l'histoire de l'astronomie. Enfin, les thématiques connexes seront brièvement citées.

Le second chapitre présentera ANTARES. Dans un premier temps, le lien sera établi entre les propriétés du site et les besoins du détecteur. On rappellera ensuite les principaux aspects (en nous limitant au niveau macroscopique) des interactions d'un muon avec le milieu qu'il traverse, avant de nous attarder sur le principe de base des télescopes à neutrinos, à savoir la production de lumière Čerenkov par ce muon. L'architecture du détecteur et le système d'acquisition des données étant présentés en détail dans des publications récentes, ils ne seront exposés que de manière relativement superficielle.

Le troisième chapitre concernera l'étalonnage du détecteur. Celui-ci fait l'objet d'un travail récent tendant à l'exhaustivité, qu'il serait vain de prétendre concurrencer. On se contentera donc dans les paragraphes correspondants de présenter de manière très simpliste les principes liés à l'étalonnage du détecteur, avant de se focaliser sur le travail réalisé par l'auteur, à savoir la correction du principal facteur de dégradation de la résolution en temps du détecteur : l'effet de *walk*.

Enfin, on tentera dans le quatrième et dernier chapitre d'estimer dans quelle mesure il est possible de détourner l'usage d'ANTARES à des fins d'astronomie gamma. On commencera par

présenter de manière très concise les techniques d'observation utilisées par cette discipline, avant de présenter la simulation Monte-Carlo qui est au centre de ce travail de thèse. On examinera ensuite les différentes sources d'incertitude compromettant cette étude, pour finalement exposer les résultats obtenus, tant en termes de signal gamma que de bruit de fond neutrino.

CHAPITRE PREMIER

Autour d'ANTARES

Où le lecteur découvre que le champ d'ANTARES est résolument multidisciplinaire.

Préambule

Ce chapitre se veut une introduction rapide aux concepts physiques liés à ANTARES, et non une revue théorique de l'état de l'art en physique des particules ou en astroparticules. En conséquence, certains thèmes seront traités de manière succincte et forcément incomplète. Le lecteur intéressé pourra se tourner vers des ouvrages plus spécialisés — ceci étant, seront principalement mentionnés ici les articles fondateurs, ou présentant les résultats les plus récents ; la recherche d'une revue de qualité est laissée aux soins du lecteur. En particulier, l'auteur s'attardera sur les sujets qui lui ont semblé injustement délaissés dans les autres documents présentant ANTARES, notamment les mystères qui entourent le neutrino et la place de l'astronomie neutrino par rapport à l'astronomie traditionnelle. Il semble inconcevable de ne pas aborder la question des rayons cosmiques, mais celle-ci sera traitée d'autant plus superficiellement que les compétences de l'auteur sur ce sujet sont limitées. Quant aux sources potentielles de neutrinos, y consacrer un paragraphe entier nous emmènerait trop loin, du fait des incertitudes qui les entourent à l'heure actuelle : elles ne seront évoquées que sporadiquement tout au long du chapitre.

1 Quelques gouttes de Physique des Particules

... ou comment se répartissent et interagissent les particules élémentaires.

1.1 Aperçu du modèle standard de la physique des particules

1.1.1 Symétries

Le Modèle Standard Minimal de la Physique des Particules (ci-après abrégé MS, ou « modèle standard »), développé tout au long du XX^e siècle et d'une adéquation redoutable avec les observations — bien que souffrant de quelques lacunes, dont certaines sont reportées aux paragraphes (I) 1.2 et (I) 4 —, est entièrement construit à partir de la notion de *symétrie*, selon laquelle le *lagrangien* ou le *hamiltonien*, formulations mathématiques permettant de décrire un système physique, reste inchangé sous certaines transformations. Un certain nombre de ces symétries sont *globales*, c'est-à-dire qu'elles ne dépendent pas de la position dans l'espace-temps. C'est le cas des translations et des rotations dans l'espace-temps, ainsi que des transformations spéciales de Lorentz. L'ensemble de ces transformations constitue le *groupe de Poincaré*, à partir

duquel est construit en particulier l'espace-temps plat, l'*espace de Minkowski*, sur lequel repose la relativité restreinte. En vertu du théorème établi en 1915 par Emmy Noether, à toute symétrie continue correspond une grandeur conservée [1] : en l'occurrence les transformations du groupe de Poincaré impliquent notamment la conservation de l'énergie, de l'impulsion et du moment angulaire.

Le modèle standard est en outre construit sur un certain nombre de symétries *locales*, ou symétries *de jauge*, c'est-à-dire qui dépendent de la position dans l'espace-temps. Ces symétries agissent sur les champs quantiques (les particules) et non sur les coordonnées, et déterminent les interactions (dites « de jauge ») entre les particules. Les interactions de jauge dans le cadre du modèle standard sont ainsi définies par le groupe $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$: le groupe $SU(3)_c$ correspond aux interactions décrites par la chromodynamique quantique (QCD, pour *Quantum ChromoDynamics*), et le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ aux interactions décrites par la théorie électrofaible. Ces symétries sont continues et engendrent donc des quantités conservées : la charge de couleur pour la QCD, et l'isospin et l'hypercharge faibles pour la théorie électrofaible (auxquels se réfèrent les indices c , L et Y dans la notation précédente). C'est à partir des générateurs de ces groupes, que l'on obtient les médiateurs des interactions, ou *bosons de jauge* : respectivement les gluons pour la QCD et les bosons W^\pm , Z^0 et le photon pour l'interaction électrofaible.

Les bosons W^\pm et Z^0 ont la particularité d'être massifs, ce qui est proscrit par l'invariance de jauge. Par conséquent, la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est nécessairement brisée. Cette brisure est réalisée au sein du modèle standard par un mécanisme de brisure spontanée de symétrie, le mécanisme BEHHGK (lire le paragraphe (I) 1.1.2). Notons enfin une contrainte importante sur les théories décrivant les symétries de jauge : en tant que théories des champs, elles doivent être *renormalisables*, c'est-à-dire entre autres que toutes les divergences (« divergences ultraviolettes » et « divergences infrarouges ») doivent pouvoir être absorbées.

D'autres symétries globales continues, « accidentelles » et le plus souvent approchées, découlent de ces symétries locales et impliquent la conservation d'autres quantités : nombre baryonique, nombre leptonique, isospin fort... De telles symétries président par exemple la formation des mésons et des baryons, comme l'illustre la figure (I) 1.1 (symétries de saveur).

Enfin, il est également d'usage de considérer comme éléments du modèle standard trois symétries discrètes : la *conjugaison de charge* (C), qui modifie chaque charge quantique en sa valeur opposée, la *parité* (P), qui consiste en l'inversion des coordonnées d'espace, et le *renversement du temps* (T). Les deux dernières sont des cas particuliers des symétries de l'espace-temps. Si la première s'applique quant à elle sur les charges quantiques, elle est également interprétée comme une symétrie de l'espace-temps : elle revient à modifier la fonction d'onde d'une particule en celle d'une particule d'énergie négative qui remonte le temps. Les symétries C , P et T et leurs compositions ne sont cependant pas toutes conservées à l'échelle subatomique : pour la plupart, leur violation a été observée expérimentalement (lire à ce sujet le paragraphe (I) 1.2.5). Seule la conservation de la symétrie

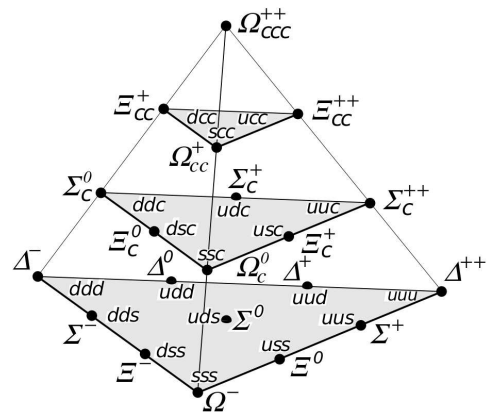


FIG. (I) 1.1: Représentation de l'un des 20-plets de la symétrie accidentelle $SU(4)$ caractérisant les baryons formés de quarks u , d , s et c [img1].

CPT est l'objet d'un théorème, formulé par Julian Schwinger [2,3] et Bruno Zumino [4] en 1951, et démontré peu après par Gerhart Lüders [5, 6], Wolfgang Pauli [7], John Stewart Bell [8] et surtout Res Jost [9] qui l'a généralisé aux symétries globales. L'observation de la violation de la symétrie CPT serait interprétée comme une violation du principe d'invariance de Lorentz (invariance de certaines quantités par transformation de Lorentz).

Notons que la gravitation implique une courbure de l'espace-temps et n'est donc pas incluse dans l'espace de Minkowski. De nombreuses tentatives sont mises en œuvre pour établir une théorie quantique incluant la gravitation, et par là même réconcilier la relativité générale (théorie de la gravitation) et la relativité restreinte (dans laquelle s'inscrit le modèle standard). Elles restent pour le moment infructueuses, péchant notamment au niveau de la renormalisabilité.

1.1.2 Particules élémentaires

Modèle standard

Dans le cadre du modèle standard, l'Univers est constitué de champs quantiques qui obéissent aux symétries présentées au paragraphe précédent et possèdent un certain nombre d'états d'excitation nommés *particules élémentaires*¹. En vertu du théorème de Noether, à chaque particule élémentaire sont associées un certain nombre de propriétés physiques et de charges quantiques. La symétrie C fait en outre correspondre à chaque particule une *antiparticule*, possédant les mêmes propriétés physiques (spin, masse, durée de vie, etc.) mais des *charges quantiques* de valeur opposée (le plus souvent définies positivement pour les particules et négativement pour les antiparticules, par convention). Certaines particules sont leur propre antiparticule : c'est notamment le cas des bosons de jauge neutres et du boson de Higgs.

L'une des caractéristiques des particules élémentaires, le spin, implique des propriétés fondamentalement différentes selon que sa valeur est entière ou demi-entière. On sépare donc les particules en deux catégories suivant ce critère : les *bosons* ont un spin entier, et les *fermions* un spin demi-entier².

Bosons

Les *bosons de jauge*, au nombre de 13 (dont 8 *gluons*), véhiculent une *interaction fondamentale* (voir le tableau (I) 1.1) par laquelle les fermions peuvent interagir. Notons toutefois que bien que considérée comme une interaction élémentaire, la gravitation, et par conséquent le boson de jauge associé, le graviton, ne sont pas intégrés au MS — ce dernier n'a par ailleurs jamais été observé expérimentalement. Un autre boson élémentaire, lui aussi hypothétique au jour de la rédaction de ce manuscrit, mérite d'être cité : le *boson de Higgs*. Il ne s'agit pas d'un boson de jauge : c'est la particule scalaire associée au *champ de Higgs*, qui apporte leur masse aux autres particules élémentaires via le *mécanisme BEHGGK* (souvent appelé mécanisme de Higgs), proposé indépendamment en 1964 par Robert Brout et François Englert [10], Peter Higgs [11], et Carl Richard Hagen, Gerald Guralnik et Tom Kibble [12].

Notons à titre informatif que les différentes interactions sont décrites par des théories différentes, en dépit des efforts entrepris en direction d'une unification. Les interactions électroma-

¹Il pourra être utile, pour la suite, de se représenter ces particules sous la forme d'entités individuelles distinctes.

²Notons que les termes « fermion » et « boson » peuvent également désigner des particules composites, constituées de plusieurs fermions élémentaires, suivant le spin total de la particule. Ceci sort du cadre de cet exposé : dans la suite de ce document, l'élémentarité des fermions et bosons sera implicite.

boson	spin	interaction fondamentale	particules sensibles	charge	masse (GeV.c ⁻²)
Higgs (H)	0	mécanisme BEHHGK	massives	0	$m_H \in [114; 158] \cup [175; 185]$
photon (γ)	1	électromagnétisme	chargées	0	0
gluon ($g_i, i \in \{1, \dots, 8\}$)	1	interaction forte	quarks	0	0
W^\pm	1	interaction faible	quarks	± 1	$m_W \sim 80.4$
Z^0			& leptons	0	$m_Z \sim 91.2$
graviton (G)	2	gravitation	toutes	0	0

TAB. (I) 1.1: *Bosons élémentaires usuels. On rappelle que le boson de Higgs (dont les limites sur la masse sont données avec un niveau de confiance de 95 %) n'est pas un boson de jauge, que le graviton n'est pas inclus dans le modèle standard et que ces deux particules sont toujours hypothétiques à ce jour.*

gnétique et faible ont ainsi été regroupés au sein de la *théorie électrofaible* (ou GSW, du nom de ses principaux auteurs, Sheldon Glashow [13], Abdus Salam [14] et Steven Weinberg [15]), élaborée dans les années 60. L'interaction forte est quant à elle décrite par la *chromodynamique quantique* (abrégée QCD, pour *Quantum ChromoDynamics*), généralement attribuée à Hugh David Politzer, Frank Wilczek et David Gross pour leurs contributions de 1973 [16, 17]. Le mécanisme BEHHGK est censé s'intégrer plus ou moins naturellement dans la théorie électrofaible, et la gravitation, pour laquelle aucun modèle quantique ne fait encore l'unanimité, est décrite par la *relativité générale* développée par Albert Einstein au début du xx^e siècle [18].

Fermions

Les fermions, quant à eux, se répartissent en trois familles, ou *générations*, au sein de deux catégories : les *quarks* (notés q) et les *leptons* (notés l ; voir le tableau (I) 1.2). Les particules sont similaires entre chaque génération (lire le paragraphe (I) 1.1.1), la principale différence étant une masse de plus en plus importante entre la première et la troisième famille. Notons enfin que l'on utilise fréquemment le terme « *saveur* » pour distinguer les particules d'une famille à l'autre — bien que son acceptation soit plus générale pour les quarks.

Les quarks sont sensibles aux quatre interactions fondamentales, et notamment à l'*interaction forte* qui les confine au sein de groupes de quarks nommés *hadrons*. Ces derniers ont une charge électrique totale nulle ou entière, somme des charges fractionnaires des quarks. À ce jour, seuls deux types de structures de quarks ont été observés : les paires quark-antiquark (qui forment les *mésons*), et les triplets de quarks ou d'antiquarks (appelés *baryons*). Il est remarquable que la masse cumulée de ces quarks ne constitue qu'une infime partie de la masse totale des hadrons : celle-ci résulte essentiellement des couplages liés à l'interaction forte. Ces quarks dits *de valence* sont accompagnés d'une « mer » de quarks et d'antiquarks (et de gluons), dont les propriétés se neutralisent mutuellement à l'échelle du hadron. L'existence de cette mer est confirmée expérimentalement par des expériences de diffusion, dont le but est précisément de déterminer ses propriétés.

Chaque famille de fermions contient, en sus de deux quarks, un lepton chargé : de la masse la plus légère à la plus lourde, l'*électron* (e), le *muon* (μ) et le *tau* ou *tauon* (τ). Ils ont tous une charge définie comme entière et négative (positive pour les antileptons associés), et peuvent interagir par tous les types d'interactions à l'exception de l'interaction forte (voir le tableau (I) 1.1). À chaque lepton chargé correspond en outre un lepton non chargé, de masse très faible, appelé *neutrino*. Le paragraphe (I) 1.2 est dédié à la description de ces derniers.

La matière quotidiennement appréhendable par l'homme est exclusivement formée d'*atomes*, c'est-à-dire de systèmes composés de *protons* et de *neutrons* (baryons contenant respectivement deux quarks *up* et un quark *down*, et un quark *up* et deux quarks *down*, voir le tableau (I) 1.2), ainsi que d'électrons. La contribution de ces derniers à la masse totale étant cependant négligeable, cette matière est dite *baryonique*, par abus de langage.

Famille	quarks		leptons	
1	<i>u</i>	<i>d</i>	e^-	ν_e
2	<i>c</i>	<i>s</i>	μ^-	ν_μ
3	<i>t</i>	<i>b</i>	τ^-	ν_τ
Q	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	-1	0

TAB. (I) 1.2: Familles et catégories de fermions (la dernière ligne représente la charge Q des particules de la même colonne).

1.2 Le neutrino, cet inconnu

1.2.1 Prologue

En 1930, les physiciens se heurtent à une incohérence expérimentale, à savoir la violation apparente des principes intangibles de conservation de l'énergie, de la quantité de mouvement et du spin, par les électrons émis lors de la *désintégration* β de noyaux. Wolfgang Pauli postule alors l'existence d'une particule neutre encore inconnue et non détectée, qui permettrait d'apporter une explication simple à ces anomalies. Intégré par Enrico Fermi dans sa théorie de la désintégration β en 1934, il faudra cependant attendre 1956 pour que le neutrino soit observé expérimentalement sans équivoque, par Frederick Reines et Clyde Cowan, auprès de réacteurs nucléaires [19,20]. Trois neutrinos seront progressivement découverts, chacun associé à un lepton chargé : le neutrino électronique (ν_e) en 1956, le neutrino muonique (ν_μ) en 1962 et le neutrino tauique (ν_τ) en 2000.

Bien que détectés depuis plus d'un demi-siècle, les neutrinos conservent encore aujourd'hui une grande part de mystère. Ils ne sont sensibles qu'à l'interaction faible³, ce qui rend leur *section efficace d'interaction* extrêmement réduite. Par conséquent, ils sont très difficiles à observer : un neutrino d'une énergie de l'ordre du MeV possède un libre parcours moyen supérieur à une année-lumière dans le plomb.

Les neutrinos possèdent cependant des clés indispensables à une connaissance profonde du fonctionnement de notre Univers, aux échelles subatomiques en permettant d'identifier et de combler les lacunes du MS, mais également aux échelles astrophysiques et cosmologiques, en tant qu'acteur et témoin des premiers instants de l'Univers et des phénomènes astrophysiques d'ultra-haute énergie. C'est donc le pari fait par la collaboration ANTARES, que de prouver qu'il est possible de les utiliser comme outil de prospection de l'Univers. Les paragraphes suivants présentent quelques uns des principaux points d'ombre subsistant autour de leurs propriétés.

³Et à la gravitation, mais de par son intensité et la masse des neutrinos (paragraphe (I) 1.2.4), celle-ci ne se fait sentir qu'à très grande échelle.

1.2.2 Dirac vs Majorana

L'état quantique d'un fermion est décrit par une *fonction d'onde* qui peut être représentée par un *spineur*⁴ Ψ_D constitué de quatre composantes (ou degrés de liberté), qui correspondent aux deux états de spin possibles ($\pm\frac{1}{2}$) pour la particule et pour son antiparticule. Ces quatre composantes sont couplées *via* l'équation de Dirac,

$$i\hbar\rlap{-}\not{\partial}\Psi_D - mc\Psi_D = 0 \quad ((I) 1.1)$$

où m est la masse de la particule, et où l'on utilise la notation de Feynman, $\rlap{-}\not{\partial} \equiv \gamma^\mu \partial_\mu$, les γ_μ étant les matrices de Dirac et $\partial_\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu}$ (et $x^4 = ct$).

Ettore Majorana a cependant montré en 1937 qu'un spineur à deux composantes ψ_M suffit à décrire une particule neutre comme le neutrino, pour peu que cette particule soit sa propre antiparticule [21]. Le spineur associé vérifie alors l'équation de Majorana :

$$i\hbar\rlap{-}\not{\partial}\psi_M - mc\psi_M^c = 0 \quad ((I) 1.2)$$

avec ψ_M^c le conjugué de charge de ψ_M (dans la représentation de Dirac, $\psi_M^c = i\gamma^2\psi_M^*$).

Le fait que le neutrino suive l'une ou l'autre de ces descriptions (*particule de Dirac* ou *particule de Majorana*) a des conséquences importantes sur ses autres propriétés. En particulier, le terme de masse dans le lagrangien qui dérive de la formulation de Majorana implique que les nombres quantiques du neutrino ne sont pas conservés. Les *facteurs de forme* du neutrino sont également affectés : être sa propre antiparticule est équivalent à être sa propre image par conjugaison de charge, au signe de la projection du spin près (lire le paragraphe (I) 1.1.1), ce qui du fait de la forme du lagrangien interdit notamment l'existence pour une particule de Majorana de moments magnétique et dipolaire électrique, et de distribution de charge.

Plusieurs expériences tentent de trancher la question de la nature du neutrino, en particulier en cherchant à observer une double décroissance β sans émission de neutrino, dans laquelle l'antineutrino émis par la première décroissance est capturé en tant que neutrino lors de la seconde (figure (I) 1.2). Aucune expérience n'a cependant encore été en mesure de la mettre en évidence avec certitude, les quelques résultats positifs faisant l'objet de controverses.

1.2.3 Les oscillations

Aperçu historique

Il est admis que les neutrinos peuvent *osciller*, c'est-à-dire changer de saveur au cours de leur propagation, violant ainsi allègrement le principe de conservation du nombre leptonique de famille. Le principe des oscillations de neutrinos fut introduit pour la première fois en 1957 par Bruno Pontecorvo, qui proposa que les neutrinos peuvent se transformer en antineutrinos et *vice versa* ($\nu_e \leftrightarrow \bar{\nu}_e$) [22, 23], suivant un principe similaire à celui des oscillations entre kaons neutres ($K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$) prédites par Murray Gell-Mann, Abraham Pais et Oreste Piccioni trois ans plus tôt [24, 25]. Ce mécanisme nécessite cependant que la masse des neutrinos ne soit pas nulle, ce qui allait à l'encontre de la présomption largement partagée à l'époque. Ziro Maki, Masami Nakagawa et Shoichi Sakata reformulèrent cette hypothèse en 1962 en supposant l'existence d'une seconde saveur de neutrino avec laquelle la première pourrait osciller (ν_μ), et

⁴Ou *bispineur*, car il contient deux spineurs à deux composantes.

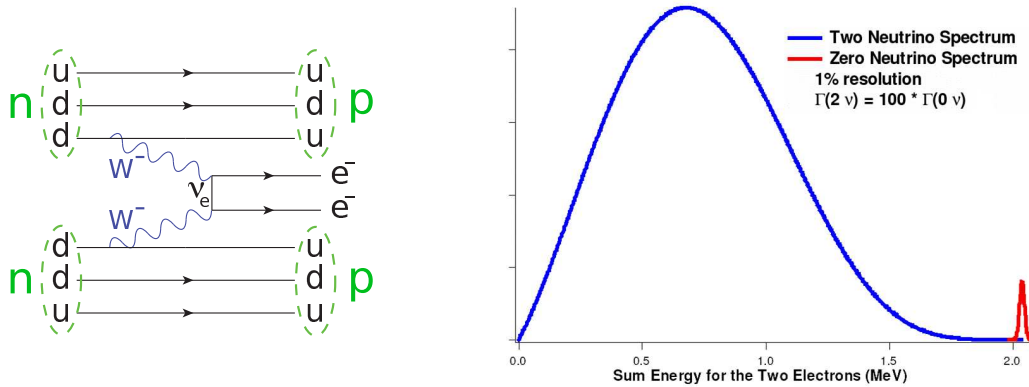


FIG. (I) 1.2: À gauche, diagramme de Feynman de la double désintégration β sans émission de neutrino. Le neutrino émis lors de la première désintégration est absorbé comme un antineutrino par la seconde désintégration [img2]. La figure de droite représente un exemple de spectre en énergie des électrons émis : dans le cas de la désintégration sans émission de neutrinos, le spectre est monoénergétique car les deux électrons emportent toute l'énergie initiale [img3].

en introduisant une matrice de mélange entre ces deux saveurs [26] — la preuve de l'existence du neutrino muonique fut rapportée quelques jours après la soumission de leur article [27] —, qui sera plus tard étendue aux trois saveurs de leptons sous le nom de *matrice PMNS* (pour Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata).

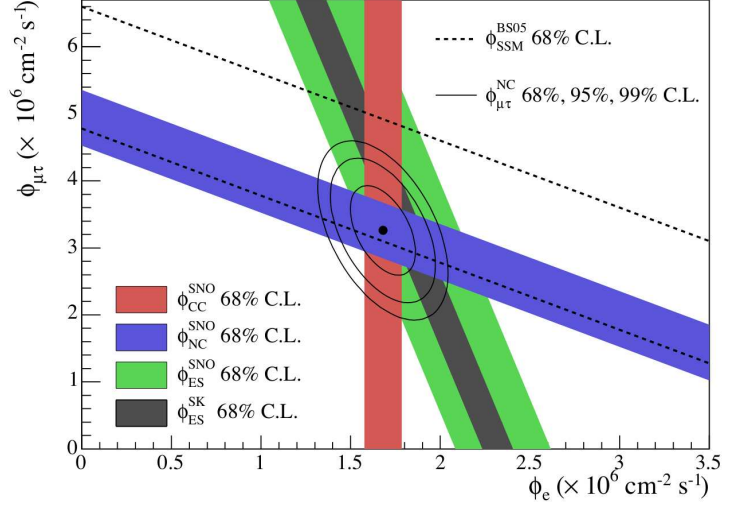
En 1967, Pontecorvo prédit que les oscillations entre saveurs de neutrinos devraient conduire à un déficit sur Terre des neutrinos produits par le Soleil [28], ce que confirment nombre d'expériences depuis les premiers résultats publiés en 1968 [29, 30]. Les premières expériences sensibles aux neutrinos solaires n'étant cependant capables de détecter que les neutrinos électroniques, elles ne permettaient pas d'établir avec certitude que les oscillations de neutrinos étaient bien responsables de ce déficit, qui pouvait tout aussi bien être mis sur le compte d'un modèle solaire erroné. Il fallut attendre une trentaine d'années pour que les preuves définitives des oscillations soient obtenues : dans un premier temps avec l'observation par SuperKamiokande, en 1998, d'une dépendance entre le nombre de neutrinos muoniques créés dans l'atmosphère par les rayons cosmiques (lire le paragraphe (I) 2) et la distance entre leur point de création et le détecteur [31], et surtout en 2001, lorsque SNO (*Sudbury Neutrino Observatory*), sensible à la fois aux interactions par courant chargé et aux interactions par courant neutre, montra que le déficit de neutrinos électroniques provenant du Soleil correspondait effectivement à un surplus de neutrinos muoniques et tauiques (figure (I) 1.3) — apportant par la même occasion une confirmation magistrale du Modèle Solaire Standard.

Matrice PMNS

Les oscillations sont possibles car les états propres de saveur des neutrinos, $|\nu_l\rangle$ ($l \in \{e; \mu; \tau\}$), observables expérimentalement (états propres de l'interaction), sont différents des états propres de masse (états propres de la propagation), $|\nu_i\rangle$ ($i \in \{1; 2; 3\}$). Ils s'écrivent comme une combinaison linéaire de ces derniers, au travers de la matrice de mélange PMNS :

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{bmatrix}.$$

FIG. (I) 1.3: Flux de neutrinos électroniques ($\phi(\nu_e)$) issus du 8B solaire mesurés par les expériences SNO et Super-Kamiokande et flux de neutrinos muoniques et tauiques ($\phi(\nu_{\mu\tau})$) déduit. Les traits interrompus courts représentent les prédictions du modèle standard solaire BS05(OP). Le point indique la valeur la plus probable, et les contours en traits pleins délimitent les niveaux de confiance autour de cette valeur [img4].



Les états propres d'une observable étant par définition orthogonaux, il est naturel de représenter les oscillations entre deux états propres sous la forme d'une matrice de rotation unitaire dans une base orthonormée :

$$\begin{bmatrix} \nu_l \\ \nu_{l'} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_i \\ \nu_{i'} \end{bmatrix}.$$

On peut alors écrire la matrice PMNS sous la forme d'un produit de matrices de rotation⁵, en fonction des *angles de mélange* θ_{ij} pour chaque couple d'états propres. En posant $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ afin d'alléger la notation, on a

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\text{PMNS}} &= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{bmatrix} \\ &\begin{bmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & 0 & c_{13} \end{bmatrix} \\ &\begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \\ &\begin{bmatrix} e^{i\frac{\phi_2}{2}} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\phi_3}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} c_{12}c_{13}e^{i\frac{\phi_2}{2}} & s_{12}c_{23} & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & (c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}})e^{i\frac{\phi_3}{2}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix}, \end{aligned}$$

où la *phase de Dirac* δ_{CP} est introduite afin de rendre compte de la violation de la symétrie CP, et la quatrième matrice fait intervenir les *phases de Majorana*, ϕ_2 et ϕ_3 , qui apparaissent

⁵D'autres paramétrisations de la matrice PMNS sont équivalentes, mais cette décomposition permet de séparer clairement les couplages entre chaque saveur, ce qui est un avantage indéniable pour la détermination expérimentale des paramètres.

en cas de violation de la symétrie CP si les neutrinos sont leur propre antiparticule (neutrinos de Majorana, voir paragraphe (I) 1.2.2). Si ce n'est pas le cas (neutrinos de Dirac), et/ou si la symétrie CP est conservée dans le secteur leptonique, ces phases sont nulles et cette matrice devient une matrice identité; la phase de Dirac, quant à elle, est nulle si la symétrie CP est conservée dans le secteur leptonique⁶.

Probabilité d'oscillation⁷

La probabilité pour qu'un neutrino d'impulsion p prenne la saveur β à un instant t après son émission dans l'état propre de saveur α est donnée par le module carré de l'amplitude de probabilité obtenue par la projection de l'état $|\nu_\alpha(t)\rangle$ sur l'état propre $|\nu_\beta\rangle$,

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(p, t) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \left| \sum_k U_{\beta k} e^{-\frac{i}{\hbar} E_k t} U_{\alpha k}^* \right|^2, \quad (\text{I} 1.3)$$

où les U_{lk} sont les éléments de la matrice PMNS, et E_k l'énergie d'un état propre de masse définie par

$$E_k = \sqrt{p^2 c^2 + m_k^2 c^4} \simeq pc + \frac{1}{2} \frac{m_k^2 c^4}{pc}. \quad (\text{I} 1.4)$$

En factorisant

$$e^{-\frac{i}{\hbar} \left(pc + \frac{1}{2} \frac{m_j^2 c^4}{pc} \right) t} \quad (\text{I} 1.5)$$

(où j caractérise un état propre de masse, on choisit en général $j = 1$) dans l'expression de $|\nu_\alpha(t)\rangle$, on peut l'exprimer en fonction des différences de masse des états propres $\Delta m_{kj}^2 = m_k^2 - m_j^2$. Il est également de coutume d'exprimer la probabilité d'oscillation en fonction de la distance parcourue plutôt que du temps écoulé ($L \simeq ct$), et de remplacer l'impulsion p du neutrino par son énergie E/c (ces deux approximations, ainsi que celle de l'équation (I) 1.4, ne sont évidemment valides que parce que le neutrino est relativiste). On peut alors, en utilisant l'unitarité de la matrice PMNS selon laquelle

$$\sum_k U_{\beta k} U_{\alpha k}^* = \delta_{\alpha\beta} \quad (\text{I} 1.6)$$

($\delta_{\alpha\beta}$ étant le symbole de Kronecker), réécrire la probabilité d'oscillation sous la forme

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(p, t) = \left| e^{-\frac{i}{\hbar} \left(\frac{E}{c} + \frac{1}{2} \frac{m_j^2 c^3}{E} \right) L} \cdot \left[\delta_{\alpha\beta} - \sum_{k \neq j} U_{\beta k} \left(1 - e^{-\frac{i}{2\hbar} \frac{L}{E} \Delta m_{kj}^2 c^3} \right) U_{\alpha k}^* \right] \right|^2 \quad (\text{I} 1.7)$$

$$= \left| \delta_{\alpha\beta} - \sum_{k \neq j} U_{\beta k} \left(1 - e^{-\frac{i}{2\hbar} \frac{L}{E} \Delta m_{kj}^2 c^3} \right) U_{\alpha k}^* \right|^2. \quad (\text{I} 1.8)$$

On peut donc maximiser la probabilité d'apparence ou de disparition d'une saveur particulière, en choisissant judicieusement la source (de laquelle dépendent la saveur initiale et l'énergie E) et la distance d'observation L , comme l'illustre la figure (I) 1.4. L'angle de mélange θ_{12} est

⁶On sait que la symétrie CP n'est pas conservée dans le secteur hadronique : cette formulation est faite par analogie avec la matrice CKM qui décrit le mélange des saveurs de quarks (lire le paragraphe (I) 1.1.1).

⁷Les informations et expressions présentées dans ce paragraphe sont simplifiées et approchées. Le lecteur se reportera pour un exposé plus rigoureux à la référence [32], qui détaille en outre un certain nombre de paradoxes liés aux oscillations de neutrinos.

ainsi généralement associé, par une grande valeur de $\frac{L}{E}$, aux neutrinos solaires, avec la disparition des neutrinos électroniques ($\nu_e \rightarrow \nu_\mu$), θ_{23} aux neutrinos atmosphériques ainsi qu'aux expériences sur accélérateur au travers de la disparition de neutrinos muoniques ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$), et les expériences sur réacteurs à fission permettent de contraindre θ_{13} et θ_{12} , suivant la portée de l'expérience (L), en observant la conservation de l'antineutrino électronique ($\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$).

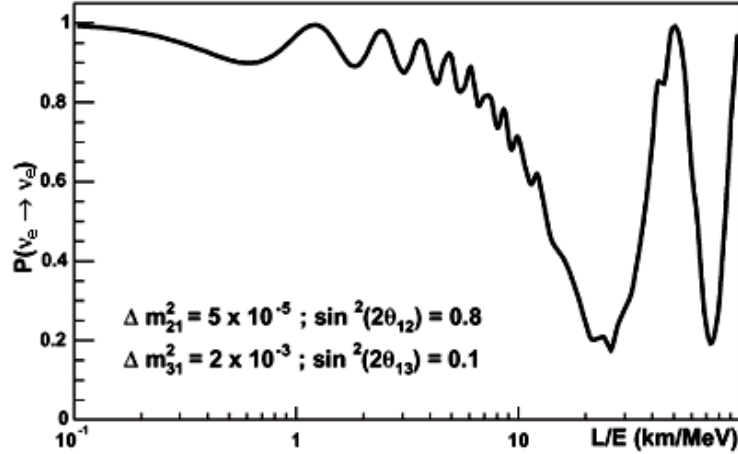


FIG. (I) 1.4: Probabilité de survie de l'antineutrino électronique en fonction de $\frac{L}{E}$, pour la valeur maximale de $\sin^2 2\theta_{13}$ non exclue expérimentalement [img5].

Les mesures expérimentales actuellement compilées par le *Particle Data Group* (PDG [33]) sont

$$\begin{cases} \sin^2(2\theta_{12}) = 0.87 \pm 0.03, \\ \sin^2(2\theta_{23}) > 0.92 \quad [90\%], \\ \sin^2(2\theta_{13}) < 0.19 \quad [90\%]. \end{cases} \quad ((I) 1.9)$$

Les valeurs des phases ne sont quant à elles pas encore accessibles expérimentalement.

ANTARES pourrait également permettre d'étudier les oscillations de neutrinos à partir de l'observation des muons de basse énergie [34, 35].

Effet MSW

Les arguments présentés ici traitent des oscillations des neutrinos *dans le vide*. Notons sans nous y attarder que le traitement des oscillations de neutrinos diffère quelque peu *dans la matière*, à cause du déséquilibre engendré par la possibilité pour le neutrino électronique d'interagir par courant chargé avec les électrons, contrairement aux autres saveurs qui ne peuvent interagir que par courant neutre. Cet effet, prédit en 1978 par Lincoln Wolfenstein [36] et approfondi en 1986 par Stanislav Mikheyev et Alexei Smirnov [37], est nommé effet MSW du nom de ses découvreurs.

1.2.4 La masse

Masse effective vs masse propre

Historiquement, les neutrinos ont été introduits dans le MS avec une masse nulle⁸. Les

⁸Les symétries de jauge et l'absence d'observation d'un neutrino de chiralité droite (paragraphe (I) 1.2.5)

oscillations de neutrinos (lire le paragraphe (I) 1.2.3), dont l'existence n'est plus mise en doute, ne sont cependant possibles que si les états propres de saveur (interaction) sont différents des états propres de masse (propagation), ce qui nécessite que les masses propres ne soient pas toutes identiques (sans quoi la probabilité d'oscillation devient simplement $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(p, t) = \delta_{\alpha\beta}$, puisque $\Delta m_{jk}^2 = 0$ quels que soient j et k), et donc qu'au moins une masse propre soit non nulle. Il convient donc de distinguer les masses associées aux états propres de la *masse effective* d'un neutrino de saveur l , cette dernière étant une combinaison linéaire de ces masses propres établie en fonction des éléments de la matrice PMNS :

$$|\langle m_l \rangle| = \left| \sum_i U_{li}^2 m_{\nu_i} \right|. \quad ((I) 1.10)$$

Mesure directe

La mesure directe des masses propres est hors de portée des instruments actuels, du fait de la faible différence entre ces masses (voir plus bas). Diverses expériences se sont donc attelées à la mesure des masses effectives des états propres de saveur : étude du spectre de décroissance β à partir du tritium et recherche de double décroissance β sans production de neutrino (prédite si le neutrino est une particule de Majorana, lire le paragraphe (I) 1.2.2) pour l'antineutrino électronique, capture électronique du holmium 163 pour le neutrino électronique, décroissance du pion chargé pour le neutrino muonique, décroissance du τ pour le neutrino tauique. Aucune d'entre elles n'a toutefois atteint une sensibilité suffisante pour obtenir une estimation de la masse, seules des limites supérieures ont pu être établies. Les limites les plus contraignantes obtenues à ce jour sont⁹

$$\begin{cases} m_{\nu_e} < 2.3 (2) \text{ eV} \cdot c^{-2} & [95 \%, \\ m_{\nu_\mu} < 0.17 (0.19) \text{ MeV} \cdot c^{-2} & [90 \%, \\ m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV} \cdot c^{-2} & [95 \%. \end{cases} \quad ((I) 1.11)$$

Il est à noter que les grandeurs mesurées dans les cas des neutrinos électronique et muonique sont en réalité les carrés des masses, et que les valeurs obtenues par les expériences sont négatives :

$$\begin{cases} m_{\nu_e}^2 = \sum_i |U_{ei}|^2 m_{\nu_i}^2 < -0.6 \pm 2.2 \pm 2.1 (-1.1 \pm 2.4) \text{ eV}^2 \cdot c^{-4}, \\ m_{\nu_\mu}^2 = \sum_i |U_{\mu i}|^2 m_{\nu_i}^2 < -0.016 \pm 0.023 \text{ MeV}^2 \cdot c^{-4}. \end{cases} \quad ((I) 1.12)$$

D'aucuns y ont vu l'indice d'une nature tachyonique des neutrinos, qui se déplaceraient à une vitesse supérieure à c . Des considérations statistiques simples permettent toutefois de considérer une valeur négative comme valeur expérimentale probable sans impliquer de nouvelle physique [38, 39].

Une autre méthode de mesure directe de la masse des neutrinos consiste à déterminer le temps de vol de neutrinos depuis un événement astrophysique tel qu'une supernova de type II : une dépendance entre le temps d'arrivée des neutrinos et leur énergie permettrait de contraindre la masse. Mais ce type d'événement est rare, de l'ordre de quelques unes par siècle. La dernière explosion observée, et la première accompagnée d'une détection de neutrinos, date de 1987 : l'observation de SN1987a a permis d'établir la limite $m_{\nu_e} < 5.7 \text{ eV} \cdot c^{-2}$ [95 %] [40] — l'événement est cependant trop mal compris pour qu'une telle mesure soit réellement convaincante.

empêchant l'introduction d'un terme de masse pour les neutrinos dans le lagrangien.

⁹Si différente, la valeur estimée par le *Particle Data Group* (PDG) est indiquée entre parenthèses [33].

Contraintes par les oscillations

Les expériences d'oscillation (paragraphe (I) 1.2.3) sont également sensibles, indirectement, à la masse des neutrinos. En effet, les masses propres interviennent dans l'expression de la probabilité d'oscillation (expression (I) 1.8) sous la forme de différences de masses carrées. La mesure de cette probabilité permet donc d'accéder à ces différences. Les contraintes obtenues par les différentes expériences sont reportées sur la figure (I) 1.5. Les valeurs actuellement extraites par le PDG [33] sont les suivantes :

$$\begin{cases} \Delta m_{21}^2 &= m_2^2 - m_1^2 &= (7.59 \pm 0.20) \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \cdot c^{-4}, \\ |\Delta m_{32}^2| &= |m_3^2 - m_2^2| &= (2.43 \pm 0.13) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \cdot c^{-4}. \end{cases} \quad ((I) 1.13)$$

La précision obtenue avec les expériences d'oscillation est bien meilleure que pour les expériences traditionnelles de mesure directe de la masse, mais elles ne permettent pas d'accéder à l'échelle de masse absolue. De plus, le signe de Δm_{32}^2 n'est pas connu, ce qui laisse planer l'incertitude sur la hiérarchie des masses propres : est-elle « normale » ($m_3 > m_2 > m_1$) ou « inversée » ($m_2 > m_1 > m_3$) ?

On remarque que les limites sur m_{ν_μ} et m_{ν_τ} (expressions (I) 1.11) ne sont plus du tout compétitives avec les contraintes apportées par ces valeurs. En fait, en couplant les mesures expérimentales des paramètres d'oscillation (différences de masse et angles de mélange) à la limite la plus contraignante obtenue par les expériences de mesure directe de la masse effective (mesure de m_{ν_e} par décroissance β du tritium), il est possible de poser une limite sur les masses propres, indépendamment de la saveur [33] :

$$m_{\nu_i} < 2 \text{ eV} \cdot c^{-2}. \quad ((I) 1.14)$$

Les analyses sur les muons de basse énergie menées sur ANTARES devraient permettre de confirmer les contraintes expérimentales actuelles.

Contraintes cosmologiques

De manière plus inattendue, des considérations cosmologiques permettent également de contraindre la masse des neutrinos, ou plus exactement la somme des masses propres. Les neutrinos exercent en effet une profonde influence sur les propriétés globales de l'Univers, et en particulier sur le *spectre de puissance de la matière*, qui rend compte des fluctuations de la densité de matière dans l'Univers en fonction de l'échelle, c'est-à-dire de la variation de densité de matière entre tous les couples de points séparés par une distance donnée, et dont la forme est dictée par l'évolution de l'Univers. Une description plus détaillée de cette influence est présentée dans l'appendice A.

Le spectre de puissance de la matière est accessible par un certain nombre d'observations : à travers le fond diffus cosmologique (CMB, pour *Cosmic Microwave Background*), les structures à large échelle (LSS, pour *Large Scale Structures* : faibles effets de lentille gravitationnelle, agrégats de galaxies...) ou encore les « forêts Lyman- α » (raies en absorption dans le spectre des objets lointains, dues à l'hydrogène du milieu intergalactique). On peut ajuster le spectre obtenu par ces observations avec un modèle cosmologique, et ainsi remonter aux paramètres de ce modèle, et notamment au paramètre de densité de la matière, Ω_m , l'un des paramètres principaux du modèle cosmologique standard¹⁰.

¹⁰Le modèle Λ CDM est actuellement le plus simple à correspondre aux données expérimentales. Il décrit un univers homogène et isotrope, de courbure spatiale nulle, contenant de l'énergie sombre (caractérisée par la constante cosmologique, Λ) et de la matière noire non baryonique (Cold Dark Matter, CDM).

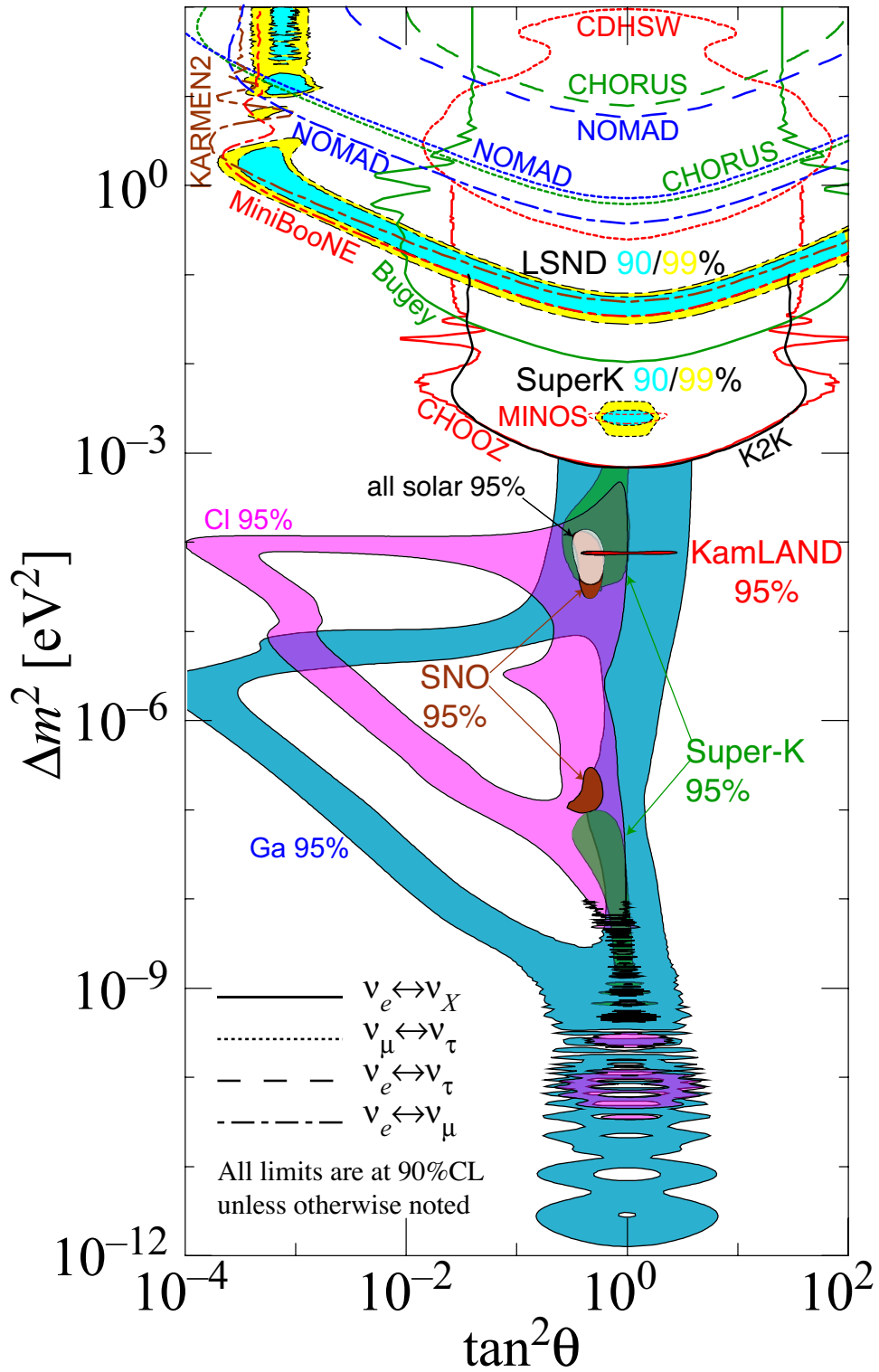


FIG. (I) 1.5: Zones d'exclusion et zones autorisées par les expériences sur les oscillations de neutrinos pour les paramètres Δm^2 et $\tan^2\theta$ [img6].

On peut montrer que le spectre de matière est réduit, pour les échelles inférieures à l'échelle de libre diffusion des neutrinos, d'un facteur

$$\frac{\Delta P(k)}{P(k)} = -8 \frac{\Omega_\nu}{\Omega_m}, \quad ((I) 1.15)$$

où Ω_ν est le paramètre de densité des neutrinos, qui est lié à leur masse par

$$\Omega_\nu \simeq \frac{\sum_l m_\nu}{h^2 94 \text{ eV}}, \quad ((I) 1.16)$$

Les données actuelles permettent d'établir avec le modèle cosmologique standard, Λ CDM, la contrainte suivante [41]

$$\sum_l m_\nu < 0.67 \text{ eV} [95 \%]. \quad ((I) 1.17)$$

La figure (I) 1.6 montre la corrélation entre la masse des neutrinos et la constante de Hubble obtenue par WMAP en cinq ans de données. La combinaison avec les mesures de l'empreinte des oscillations acoustiques des baryons (BAO, *Baryon Acoustic Oscillations*) sur le spectre de puissance de la matière (lire l'appendice A) et la distribution des supernovæ de type Ia (considérées comme des « chandelles standards », dont les propriétés et en particulier la luminosité maximale varient très peu d'un spécimen à l'autre) permet d'améliorer les contraintes et de réduire cette corrélation [41].

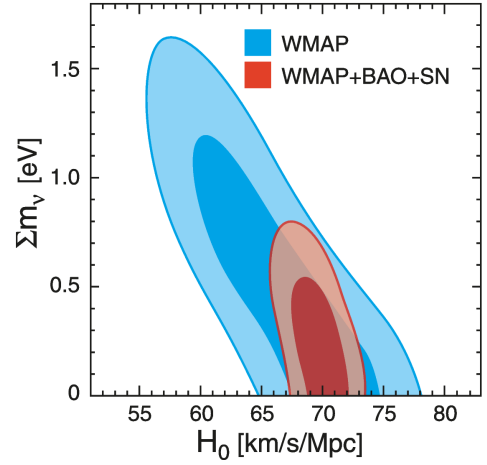


FIG. (I) 1.6: Corrélation entre la masse totale des neutrinos et la constante de Hubble H_0 obtenue par WMAP en 5 ans de données, et couplée aux données obtenues sur les oscillations acoustiques des baryons (BAO) et les supernovæ de type Ia (SN). Les contours représentent les taux de confiance de 68 % et 95 % [img7].

1.2.5 Chiralité et hélicité

Projecteurs

La formulation relativiste de la théorie quantique pour les particules de spin non nul conduit naturellement à la définition de l'opérateur d'hélicité, caractérisant la projection du spin \vec{S} d'une particule sur la direction de son impulsion \vec{p} :

$$\Lambda \equiv \frac{\vec{S} \cdot \vec{p}}{\|\vec{p}\|}, \quad ((I) 1.18)$$

soit pour une particule de spin $\frac{1}{2}$

$$\Lambda \equiv \frac{\hbar \vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{2 \|\vec{p}\|}, \quad ((I) 1.19)$$

où $\vec{\sigma}$ est le vecteur constitué des *matrices de Pauli*. Cet opérateur commute avec l'opérateur hamiltonien libre (indépendant du temps, sans interaction), ce qui implique (en vertu du théorème de Noether, lire le paragraphe (I) 1.1.1) que l'hélicité est un nombre quantique conservé au cours du temps. Dans le cas d'une particule de spin $\frac{1}{2}$ telle que le neutrino, elle peut prendre deux valeurs : $\pm \frac{\hbar}{2}$. L'hélicité n'est cependant pas un invariant relativiste, puisqu'elle dépend du référentiel (*via* l'impulsion). Elle n'est donc une quantité intrinsèque que pour des particules de masse nulle.

À la limite ultrarelativiste et pour les particules de spin $\frac{1}{2}$, les projecteurs d'hélicité coïncident, à un facteur \hbar près, avec les projecteurs de chiralité définis par

$$P_R \equiv \frac{1 + \gamma^5}{2} \quad ((I) 1.20)$$

et

$$P_L \equiv \frac{1 - \gamma^5}{2}, \quad ((I) 1.21)$$

où γ^5 est le produit des matrices de Dirac : $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$. Au contraire des opérateurs d'hélicité, les projecteurs de chiralité conservent l'invariance de Lorentz ; mais la chiralité n'est pas une grandeur conservée pour les particules massives, l'introduction d'un terme de masse dans le lagrangien faisant apparaître un couplage entre les états de chiralité gauche (indice L, pour *left*, correspondant à une hélicité positive) et de chiralité droite (indice R, pour *right*, correspondant à une hélicité négative) : pour une particule de masse m et de spineur Ψ ,

$$m\bar{\Psi}\Psi = m(\bar{\Psi}_R\Psi_L + \bar{\Psi}_L\Psi_R). \quad ((I) 1.22)$$

Violation de parité

En 1956, alertés par les indices semés autour du « puzzle $\theta - \tau$ »¹¹, Tsung Dao Lee et Chen Ning Yang proposent de tester la conservation de la symétrie P par l'interaction faible [42]. Deux expériences sont réalisées l'année suivante, la première sous l'égide de Chien Shiung Wu [43] et la seconde en vue de confirmer les résultats, positifs, de la première [44]. Comme le montrent Lee, Yang et Reinhard Oehme, la large asymétrie observée par ces expériences entre le nombre d'électrons d'hélicité gauche et droite implique en outre la violation de la conjugaison de charge [45].

Dans le même temps, Salam [46], Lee et Yang [47] et Landau [48] proposent indépendamment une théorie du neutrino à deux composantes¹² (au lieu de quatre), permettant de formaliser naturellement cette violation de parité. Cette théorie suppose que les neutrinos sont nécessairement d'hélicité exclusivement positive (spin et impulsion parallèles) ou exclusivement négative (spin et impulsion antiparallèles), et *vice versa* pour les antineutrinos. La chiralité des électrons et positrons émis par la désintégration β étant connue (respectivement gauches et droits), la densité de courant ne peut alors s'écrire que de deux façons, en fonction de l'hélicité des neutrinos : sous la forme d'un couplage vecteur (γ_μ) et axial ($\gamma_5\gamma_\mu$) pour une hélicité du neutrino (de l'antineutrino) négative (positive), ou sous la forme d'un couplage scalaire ($\mathbb{1}$) et tenseur ($\frac{i}{2}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$) dans le cas opposé. E.C. Sudarshan et R.E. Marshak poussent le raisonnement plus loin en 1957, en proposant une « interaction de Fermi¹³ unifiée » dans laquelle la densité de courant de l'interaction faible par courant chargé possède nécessairement une forme *vecteur moins axial* (V - A) [50] :

$$j_{\mu(CC)}^{\alpha\beta} \propto \bar{\Psi}_\beta \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma_5) \Psi_\alpha, \quad ((I) 1.23)$$

où les paramètres de couplage g_V et g_A sont égaux à 1. On retrouve le projecteur de chiralité gauche défini en (I) 1.21 : la violation de parité est *maximale*, les interactions par courant chargé

¹¹Ces deux particules, le τ^+ et le θ^+ , semblent à la fois identiques (de par leur masse et leur durée de vie) et différentes (de par leur état de parité). La mise en évidence de la violation de parité confirmera le fait qu'il s'agit d'une même particule, qui deviendra le K^+ .

¹²Pour des neutrinos non massifs, cette théorie est strictement équivalente à celle de Majorana énoncée au paragraphe (I) 1.2.2 [49].

¹³Processus proposé par Fermi en 1934 pour expliquer la désintégration β , par lequel les quatre fermions impliqués interagissent en un seul vertex.

sont interdites pour les particules de chiralité droite. Cette idée est reprise par Feynman et Gell-Mann [51], puis Sakurai [52], et démontrée expérimentalement, en particulier par la confirmation en 1958 par Maurice Goldhaber, Lee Grodzins et Andrew Sunyar que l'hélicité des neutrinos est exclusivement négative [53].

Isospin et hypercharge faibles

Parmi les tentatives d'unification de l'interaction faible avec l'interaction électromagnétique, la théorie proposée par Glashow en 1961 [13], et approfondie par Salam et Weinberg en 1967 [14, 15] connaît un écho particulier en 1973, lorsque la chambre à bulles Gargamelle détecte pour la première fois une interaction faible par courant neutre [54], confirmant ainsi l'une de ses prédictions.

Cette *théorie électrofaible* part de la considération que l'interaction électromagnétique conserve la parité. Pour concilier ce fait avec la chiralité de l'interaction électrofaible, les particules de chiralité différente sont considérées comme des particules différentes, et deux nouveaux nombres quantiques sont introduits : l'*isospin faible* T (et sa projection T_3 sur un axe arbitraire) et l'*hypercharge faible* Y , qui dépendent de la chiralité et sont reliées entre elles en redéfinissant la charge Q par la relation

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}. \quad ((I) 1.24)$$

La valeur de l'isospin faible est définie demi-entière pour les particules de chiralité gauche et nulle pour les particules de chiralité droite, de sorte que la théorie obéisse à une symétrie de type $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (lire le paragraphe (I) 1.1.1), les particules de chiralité gauche étant regroupées en doublets d'isospin faible, et les particules de chiralité droite en singlets. La charge étant elle-même connue, l'hypercharge est déduite de l'expression (I) 1.24. Les valeurs de Y , T et T_3 sont donc fixées par construction pour les différents fermions. Elles sont reportées dans le tableau (I) 1.3.

Les considérations de symétrie invoquées comme bases de cette théorie impliquent également l'existence, comme on l'a mentionné, en plus du photon et des deux bosons chargés suggérés par les interactions par courant chargé, d'un quatrième boson vecteur, neutre. Ce boson, qui deviendra le boson Z^0 , est associé à un courant leptonique que l'on peut écrire de manière générique

$$j_{\mu(CN)}^{\alpha\beta} \propto \bar{\Psi}_\beta \gamma^\mu [c_L P_L + c_R P_R] \Psi_\alpha, \quad ((I) 1.25)$$

avec

$$c_{L,R} = T_3^{L,R} - Q \sin^2 \theta_W \quad ((I) 1.26)$$

et $P_{L,R}$ les projecteurs définis en (I) 1.20 et (I) 1.21 (et Ψ et $\bar{\Psi}$ les spineurs, et γ^μ les matrices de Dirac). Sous forme $V - A$, ce courant s'écrit donc

$$j_{\mu(CN)}^{\alpha\beta} \propto \bar{\Psi}_\beta \gamma^\mu [g_V - g_A \gamma_5] \Psi_\alpha, \quad ((I) 1.27)$$

où les couplages g_V et g_A sont donnés par

$$\begin{cases} g_V = c_L + c_R = T_3^L + T_3^R - 2Q \sin^2 \theta_W, \\ g_A = c_L - c_R = T_3^L - T_3^R, \end{cases} \quad ((I) 1.28)$$

soit

$$\begin{cases} g_V = T_3^L - 2Q \sin^2 \theta_W, \\ g_A = T_3^L \end{cases} \quad ((I) 1.29)$$

car $T_3^R=0$, et dépendent donc cette fois des particules considérées. Les valeurs de l'isospin faible et de l'hypercharge étant fixées par construction, l'angle de Weinberg θ_W introduit dans les équations (I) 1.29 est le seul paramètre libre de la théorie électrofaible. Il est directement lié aux masses des bosons W^\pm et Z^0 , à la charge électrique e et à la constante de Fermi G_F par

$$\sin \theta_W = \frac{e}{2^{\frac{5}{4}} G_F^{\frac{1}{2}} M_W} \quad ((I) 1.30)$$

et

$$\cos \theta_W = \frac{M_W}{M_Z}, \quad ((I) 1.31)$$

et les mesures expérimentales donnent¹⁴ $\sin^2 \theta_W = 0.223\,08(30)$ [33].

fermion	Q	T	T_3	Y
u_L	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
d_L	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
u_R	$\frac{2}{3}$	0	0	$\frac{4}{3}$
d_R	$-\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{2}{3}$
ν_L	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1
e_L	-1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1
ν_R	0	0	0	0
e_R	-1	0	0	-2

TAB. (I) 1.3: Charge, isospin faible, projection de l'isospin faible et hypercharge des leptons. Seule la première famille est représentée, les propriétés des leptons des autres familles étant strictement identiques.

Outre les questions conceptuelles qu'elle pose, la chiralité du neutrino a des conséquences concrètes sur ses propriétés, et notamment sur sa section efficace d'interaction, comme on le verra au paragraphe (I) 1.3.

1.2.6 Nombre de neutrinos

Les découvertes successives du doublet (e, ν_e) , puis du doublet (μ, ν_μ) , et enfin du doublet (τ, ν_τ) ont conduit à s'interroger sur le nombre de saveurs de leptons, et donc de neutrinos : existe-t-il plus de trois familles¹⁵ ?

Décroissance du Z^0

L'étude de la décroissance du boson Z^0 en paires fermion-antifermion ($Z^0 \rightarrow f + \bar{f}$) dans les collisionneurs e^+e^- permet d'accéder au nombre de neutrinos légers, c'est-à-dire dont la masse est inférieure à $\frac{m_Z}{2}$ (sans quoi la décroissance du Z^0 en deux neutrinos n'est pas possible). En effet, si l'on suppose que le Z^0 ne peut se coupler qu'à des particules du modèle standard, la largeur de décroissance Γ_Z est la somme des contributions de chaque particule. En supposant l'*universalité des leptons*, c'est-à-dire qu'aucune saveur de lepton n'est privilégiée lors d'un couplage avec un

¹⁴Cette valeur dépend en réalité du *schéma de renormalisation* choisi. La valeur donnée ici est la valeur « on shell », c'est-à-dire qu'il s'agit de la limite à basse énergie, déterminée à partir de la relation (I) 1.31. Aux échelles d'énergie proches de M_Z , on a $\cos \theta_W = 0.231\,19(14)$ [33].

¹⁵Les considérations exprimées ici ne concernent que les saveurs de neutrinos « standards ». L'existence, proposée par Pontecorvo en 1967 [28] et objet de nombreuses extensions au modèle standard, de neutrinos *stériles*, c'est-à-dire insensibles aux interactions du modèle standard, n'est pas prise en compte.

boson (ce qui semble vérifié par l'expérience), la contribution des neutrinos est simplement égale au produit du nombre de neutrinos légers N_ν par la largeur de décroissance vers une saveur quelconque de neutrino, et on a donc

$$\Gamma_Z = \Gamma_{q\bar{q}} + \Gamma_{e\bar{e}} + \Gamma_{\mu\bar{\mu}} + \Gamma_{\tau\bar{\tau}} + N_\nu \Gamma_{\nu\bar{\nu}}. \quad ((I) 1.32)$$

Toutes les particules ainsi créées sont détectées par les instruments à l'exception des neutrinos, ce qui permet d'écrire

$$N_\nu = \frac{\Gamma_Z - \Gamma_{q\bar{q}} - \Gamma_{e\bar{e}} - \Gamma_{\mu\bar{\mu}} - \Gamma_{\tau\bar{\tau}}}{\Gamma_{\nu\bar{\nu}}}. \quad ((I) 1.33)$$

Cumulées, les mesures effectuées par les expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL au LEP ainsi que SLD au SLAC donnent (figure (I) 1.7) [55]

$$N_\nu = 2.9840 \pm 0.0082, \quad ((I) 1.34)$$

une valeur en accord avec le nombre de neutrinos inclus dans le modèle standard ($N_\nu^{\text{MS}} = 3$).

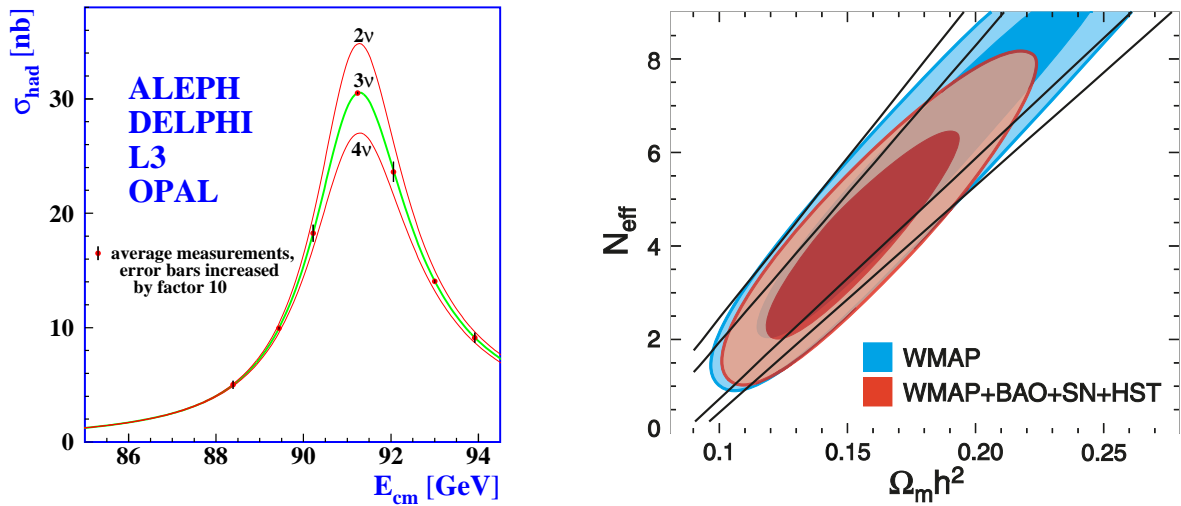


FIG. (I) 1.7: Contraintes sur le nombre d'espèces de neutrinos : la mesure de la section efficace de production de hadrons autour de la résonance du boson Z au LEP (points rouges, figure de gauche [img8]) comme les données recueillies par WMAP et combinées avec les données issues du spectre de matière (lire l'appendice A), des supernovæ de type Ia (lire la fin du paragraphe (I) 1.2.4) et celles du télescope Hubble (HST, Hubble Space Telescope, figure de droite [img7]) sont compatibles avec l'existence de trois espèces de neutrinos.

Cosmologie

Là encore, des considérations cosmologiques permettent également de contraindre le nombre de neutrinos « effectifs », c'est-à-dire de particules peu massives et relativistes au moment du découplage de l'interaction faible. En particulier, la nucléosynthèse primordiale est très sensible à ce nombre, qui influence de manière forte l'abondance en éléments légers (hélium, deutérium) de l'Univers : plus le nombre de degrés de liberté relativistes g_p (où l'indice p représente une espèce de particule) au moment du découplage de l'interaction faible du proton et du neutron ($T \sim 0.75$ MeV) est important, plus l'expansion de l'Univers est rapide, et donc plus la température

de découplage T_{dec} est haute, et par conséquent le nombre de neutrons est grand, et au final plus l'hélium est abondant [56]. La détermination de la température de découplage T_{dec} donne donc le nombre d'espèces de neutrinos effectifs :

$$T_{\text{dec}} \sim \left(g_\gamma + \frac{7}{8}(g_e + N_\nu g_\nu) \right)^{\frac{1}{6}}. \quad ((\text{i}) 1.35)$$

Bien que ces contraintes soient moins précises que celles obtenues sur accélérateur, elles restent compatibles avec un nombre de trois neutrinos légers (figure (i) 1.7).

1.2.7 Épilogue

Ces quelques questions ouvertes ne sont qu'un échantillon des mystères que recèlent les neutrinos. Quelle proportion de neutrinos contient l'Univers? Par quel mécanisme¹⁶ acquièrent-ils leur masse? Pourquoi est-elle si faible par rapport à celle des autres leptons? La symétrie CP est-elle conservée par les neutrinos? Et l'invariance de Lorentz? Existe-il un neutrino stérile? Des neutrinos lourds? Comment sont-ils produits? Quelles sont les propriétés du fond cosmologique de neutrinos? Que valent les paramètres de la matrice PMNS, et pourquoi sont-ils différents de ceux de la matrice CKM? Comment interpréter les anomalies relevées expérimentalement par certaines expériences, comme LSND (excès d'antineutrinos électroniques dans un flux d'antineutrinos muoniques impliquant une valeur de Δm^2 de l'ordre de 1 eV^2 , incompatible avec les autres expériences) [57, 58] ou MiniBoone (excès de neutrinos électroniques dans un flux de neutrinos muoniques sous 475 GeV) [59, 60]?...

Autant d'interrogations dont les réponses sont d'une importance capitale en physique des particules, mais également en cosmologie, l'empreinte des neutrinos sur l'Univers étant, comme on a pu le constater, très marquée. De nombreuses expériences sont en cours et en projet, afin de tenter d'accéder à ces réponses, que ce soit au travers des neutrinos produits naturellement (astrophysique), artificiellement (réacteurs, collisionneurs) ou à dessein (faisceaux de neutrinos, « usines » à neutrinos), et ceci à toutes les échelles d'énergie. ANTARES est l'une de ces expériences.

1.3 ANTARES et les neutrinos

L'objectif premier d'ANTARES est la détection de neutrinos astrophysiques. Pour des raisons qui apparaîtront évidentes au paragraphe (i) 2.5, l'expérience est axée sur la recherche de neutrinos *montants*, c'est-à-dire pour lesquels la composante verticale de la vitesse est positive en direction de l'atmosphère, par opposition avec les neutrinos *descendants*, pour lesquels ANTARES est situé sur la trajectoire entre l'atmosphère et le fond sous-marin. Notons cependant que le *libre parcours moyen*¹⁷ des neutrinos dans une roche de densité $\rho = 8 \text{ g.cm}^{-3}$ est de l'ordre du diamètre terrestre pour des énergies avoisinant 40 TeV, ce qui implique que les neutrinos d'une énergie supérieure qui traversent la Terre sont rapidement absorbés. L'observation à très haute énergie est donc limitée aux angles rasants.

¹⁶Le mécanisme BEHHGK suppose que les fermions acquièrent leur masse par un couplage de Yukawa entre leurs composantes de chiralité gauche et droite et le champ de Higgs. Les neutrinos n'ayant pas de composante de chiralité droite (lire le paragraphe (i) 1.2.5), ce couplage n'est pas possible, ce qui leur interdit *a priori* une masse non nulle.

¹⁷Distance à laquelle seule une fraction e^{-1} du flux initial n'a pas été absorbée.

Section efficace d'interaction

Comme on l'a déjà indiqué, les neutrinos ne peuvent interagir que par interaction faible, ce qui laisse deux processus possibles : interaction par courant neutre (échange d'un boson Z^0) ou interaction par courant chargé (échange d'un boson W^\pm ; l'accent sera porté par la suite sur ce processus, choix qui s'éclaircira à la fin du paragraphe). Tous les canaux d'interaction du neutrino ont des sections efficaces très faibles. À l'exception de la résonance de Glashow ($\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow X$), par laquelle la section efficace $\bar{\nu}_e e$ surpasse largement celle des autres réactions autour de 6.3 PeV, le processus dominant (hors collisions atomiques), en particulier dans le domaine en énergie correspondant aux neutrinos astrophysiques, correspond à la diffusion inélastique sur le nucléon (voir la figure (I) 1.8). L'eau étant composée d'atomes légers, on peut considérer à haute énergie le noyau atomique comme un gaz de nucléons libres : la section efficace d'interaction du neutrino avec le noyau s'écrit alors comme

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{Z\sigma_{\nu p} + (A - Z)\sigma_{\nu n}}{A}, \quad (\text{I}) 1.36$$

où A et Z sont respectivement le nombre de nucléons et de protons du noyau. À plus faible énergie et pour des noyaux plus lourds, les interactions au sein du noyau sont à prendre en compte : liaisons entre nucléons, effet d'ombre des partons, effet EMC, mouvement de Fermi, blocage de Pauli...

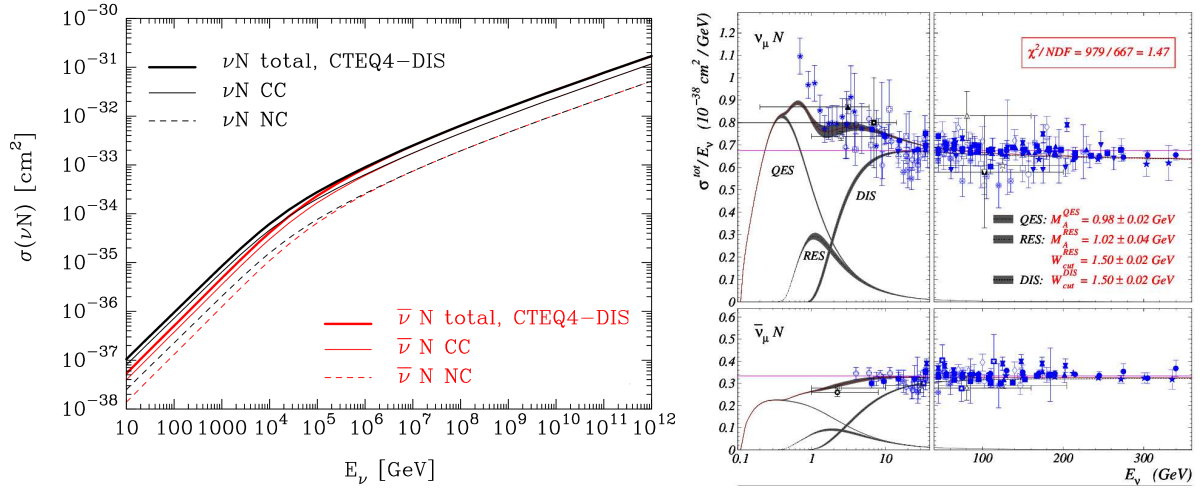


FIG. (I) 1.8: Section efficace (anti)neutrino-nucléon, d'après [img9]. La figure de droite présente les contributions des différents processus à basse énergie [img10].

On supposera par la suite valide le *modèle des partons*, approximation introduite en 1969 par Richard Feynman qui consiste à considérer les constituants d'un hadron comme des particules ponctuelles libres et indépendantes les unes des autres — assimilables aux quarks et aux gluons. Cette approximation est justifiée d'une part par le fait que la vitesse relativiste des particules en collision implique que les particules composites sont vues par l'autre particule comme une « galette » contractée suivant sa direction de propagation (*référentiel du moment infini*), et d'autre part que du fait du temps d'interaction très court, les constituants de la « galette » sont figés. Par conséquent, ces constituants sont libres car ils n'ont pas le temps d'interagir entre eux (*approximation d'impulsion*¹⁸), et la collision a lieu entre les constituants libres des

¹⁸Le terme « impulsion » étant ici à comprendre au sens « élan », et pas au sens de quantité physique.

deux particules : les partons, assimilables aux quarks et gluons — dans le cas d'une particule élémentaire, la notion de parton n'a évidemment pas de sens. Le modèle des partons n'est plus valable à très faible énergie, où les effets dus à la QCD deviennent dominants.

Les sections efficaces de diffusion profondément inélastique par courant neutre (CN) et par courant chargé (CC) d'un neutrino avec un nucléon couplent un courant leptonique, connu exactement, à un courant hadronique régi par la QCD, non trivial et non calculable analytiquement. On peut les exprimer en fonction de la variable d'échelle de Bjorken

$$x = \frac{Q^2}{2yE_\nu m} \quad ((I) 1.37)$$

(qui représente, dans le modèle des partons, la fraction du moment du nucléon portée par le quark qui subit l'interaction, dans le référentiel du moment infini du proton.) avec l'« inélasticité »

$$y = 1 - \frac{E_l}{E_\nu} \quad ((I) 1.38)$$

(qui représente la fraction d'énergie perdue par le neutrino dans le référentiel du laboratoire), où E_ν , E_l et m sont respectivement l'énergie du neutrino incident, celle du lepton chargé sortant et la masse du nucléon cible, et Q^2 l'opposé du carré du quadrimoment transféré entre le neutrino et le nucléon, en négligeant la masse des leptons. Elles s'écrivent alors

$$\left(\frac{d^2\sigma_{\nu IN}}{dx dy} \right)_{\text{DIS}}^{\text{CN}} \propto \frac{4\pi\alpha^2}{xyQ^2} \cdot 4 \left(\frac{G_F M_Z^2}{2\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \right)^2 \cdot \left[y^2 x F_{1N}^{\text{CN}}(x, Q^2) + \left(1 - y - \frac{x^2 y^2 m^2}{Q^2} \right) F_{2N}^{\text{CN}}(x, Q^2) \pm \left(y - \frac{y^2}{2} \right) x F_{3N}^{\text{CN}}(x, Q^2) \right], \quad ((I) 1.39)$$

$$\left(\frac{d^2\sigma_{\nu IN}}{dx dy} \right)_{\text{DIS}}^{\text{CC}} \propto \frac{4\pi\alpha^2}{xyQ^2} \cdot 2 \left(\frac{G_F M_W^2}{4\pi\alpha} \frac{Q^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 \cdot \left[y^2 x F_{1N}^{\text{CC}}(x, Q^2) + \left(1 - y - \frac{x^2 y^2 m^2}{Q^2} \right) F_{2N}^{\text{CC}}(x, Q^2) \pm \left(y - \frac{y^2}{2} \right) x F_{3N}^{\text{CC}}(x, Q^2) \right]. \quad ((I) 1.40)$$

Le signe devant le dernier terme est positif pour un neutrino, et négatif pour un antineutrino, pour des raisons qui seront explicitées plus bas. Les F_{iN} sont les fonctions de structure du nucléon ($i \in \{1, 2, 3\}$, $N \in \{p, n\}$), qui sont l'objet du prochain paragraphe, et les autres termes représentent les constantes usuelles : constante de structure fine α , constante de Fermi G_F et masse des bosons W^\pm (M_W) et Z^0 (M_Z).

Fonctions de structure

Les fonctions de structure caractérisent la distribution des quarks dans le nucléon relativement aux interactions avec échange d'un boson, ici W^\pm ou Z^0 . Elles sont accessibles expérimentalement par les expériences de diffusion profondément inélastique lepton-nucléon. On les paramétrise par les fonctions de distribution de partons (PDFs, *Parton Distribution Functions*), respectivement notées q et \bar{q} pour les quarks et les antiquarks, avec $q \in \{u, d, c, s, t, b\}$:

$$\begin{cases} 2xF_{1N}(x, Q^2) &= 2x \sum_q (q_N(x, Q^2) + \bar{q}_N(x, Q^2)), \\ F_{2N}(x, Q^2) &= 2x \sum_q (q_N(x, Q^2) + \bar{q}_N(x, Q^2) + k_N(x, Q^2)), \\ xF_{3N}(x, Q^2) &= 2x \sum_q (q_N(x, Q^2) - \bar{q}_N(x, Q^2)). \end{cases} \quad ((I) 1.41)$$

Les PDFs correspondent à la probabilité pour un quark d'une saveur donnée de porter une fraction x du nucléon. En principe, l'échelle de Bjorken est censée supprimer la dépendance en Q^2 des fonctions de structures, mais en réalité les effets de QCD réduisent la validité du modèle des partons et réintroduisent cette dépendance. Par souci de lisibilité, la dépendance en x et en Q^2 des fonctions de structure et des PDFs sera implicite par la suite. La fonction k_N représente la densité de particules de spin 0 : les quarks peuvent en effet posséder un moment transverse non nul, auquel cas ils se comportent comme des particules de spin nul. On peut le négliger au premier ordre, et F_{2N} est alors reliée à F_{1N} par la relation de Callan-Gross, $F_{2N} = 2xF_{1N}$.

Notons enfin qu'on suppose généralement l'invariance par symétrie d'isospin fort pour les nucléons, c'est-à-dire que le neutron est considéré comme un proton avec échange des quarks u et d . On peut donc écrire $F_{iN} = \frac{1}{2}(F_{ip} + F_{in})$, et on note $u \equiv u_p = d_n$ et $d \equiv d_p = u_n$ pour les saveurs u et d , du fait de la contribution des quarks de valence¹⁹, et $q \equiv q_p = q_n$ pour les autres saveurs (*idem* pour les PDFs des antiquarks), caractérisées par les quarks de la mer uniquement.

Par conservation de la charge électrique, le neutrino ne peut se coupler par courant chargé qu'avec les quarks de charge négative, et l'antineutrino avec les quarks de charge positive. Les fonctions de structure définies par les relations (I) 1.41 s'écrivent donc pour le courant chargé

$$\begin{cases} 2xF_{1N}^{CC} &= F_{2N}^{CC}, \\ F_{2N}^{CC} &= 2x(d_N + \bar{u}_N + s_N + \bar{c}_N + b_N + \bar{t}_N), \\ xF_{3N}^{CC} &= 2x(d_N - \bar{u}_N + s_N - \bar{c}_N + b_N - \bar{t}_N), \end{cases} \quad ((I) 1.42)$$

(où les contributions des quarks les plus lourds, b et t , sont en réalité négligeables), soit en considérant la symétrie d'isospin :

$$\begin{cases} 2xF_1^{CC} &= F_2^{CC}, \\ F_2^{CC} &= 2x\left(\frac{1}{2}(u+d) + \bar{u} + s + \bar{c} + b + \bar{t}\right), \\ xF_3^{CC} &= 2x\left(\frac{1}{2}(u+d) - \bar{u} + s - \bar{c} + b - \bar{t}\right). \end{cases} \quad ((I) 1.43)$$

Il est possible de relier les fonctions de structure par interaction faible aux fonctions de structure électromagnétiques obtenues par diffusion lepton-nucléon. Celles-ci s'écrivent en fonction des PDFs de manière similaire aux expressions (I) 1.41, à un facteur Q_q^2 près dû à la charge électromagnétique des partons :

$$\begin{cases} 2xF_{1N}^Y &= 2x \sum_q Q_q^2 (q_N + \bar{q}_N), \\ F_{2N}^Y &= 2x \sum_q Q_q^2 (q_N + \bar{q}_N + k_N). \end{cases} \quad ((I) 1.44)$$

Il n'y a pas de fonction de structure F_{3N}^Y , car F_{3N} apparaît du fait de la violation de parité par l'interaction faible²⁰. L'écriture explicite de F_2^Y (toujours en négligeant k) à partir de son expression en (I) 1.44, couplée avec l'expression de F_2^{CC} d'après (I) 1.43, permet d'obtenir

$$\frac{F_2^Y}{F_2^{CC}} = \frac{5}{18} \left(1 - \frac{3s + \bar{s} - c - \bar{c} + b + \bar{b} - t - \bar{t}}{\sum_q (q + \bar{q})} \right), \quad ((I) 1.45)$$

¹⁹On sépare parfois les contributions des quarks de valence de celles des quarks de la mer, en notant $u_N = u_N^v + u_N^s$ et $d_N = d_N^v + d_N^s$, auquel cas on a $u^v \equiv u_p^v = d_n^v$ et $u^s \equiv u_p^s = u_n^s$, et les relations complémentaires pour d^v et d^s .

²⁰En réalité, il n'est pas possible expérimentalement de séparer la composante électromagnétique des fonctions de structure par diffusion lepton-nucléon de la composante faible induite par le couplage par courant neutre, et en toute rigueur on devrait considérer l'existence de F_{3N}^{CN} , mais cette contribution est négligeable.

soit à très faible énergie où la contribution des quarks de la mer est négligeable : $F_2^{\nu} = \frac{5}{18} F_2^{\text{CC}}$.

Subtilités savoureuses et évolution en énergie

Non seulement le couplage par courant chargé n'est possible qu'avec certains saveurs de quarks, mais la forme $V - A$ de l'interaction électrofaible par courant chargé implique que le neutrino et l'antineutrino ne peuvent se coupler qu'à un quark d'hélicité négative ou un antiquark d'hélicité positive (paragraphe (I) 1.2.5). Par conséquent, dans le cas de la diffusion d'un neutrino, les projections du spin du neutrino et du quark d sur leur direction dans le référentiel du centre de masse sont opposées et se compensent ($S = 0$), tandis que dans le cas de la diffusion d'un antineutrino, les projections du spin de l'antineutrino et du quark u sont égales, et s'additionnent ($S = 1$). Il en résulte que la diffusion est restreinte, dans le second cas, à certains angles dans le référentiel du centre de masse, par conservation du moment angulaire (figure (I) 1.10) : la diffusion en arrière ($\cos \theta^* = 1$, $y = 1$) est interdite. Dans le référentiel du laboratoire, cela se traduit par une dépendance supplémentaire en énergie pour la section efficace $\bar{\nu}q$ par rapport à la section efficace νq (et pour la section efficace $\bar{\nu}q$ par rapport à la section efficace $\bar{\nu}q$), sous la forme d'un facteur $(1 - y)^2$, à l'origine du signe « \pm » dans les expressions (I) 1.40 et (I) 1.39 (figure (I) 1.9).

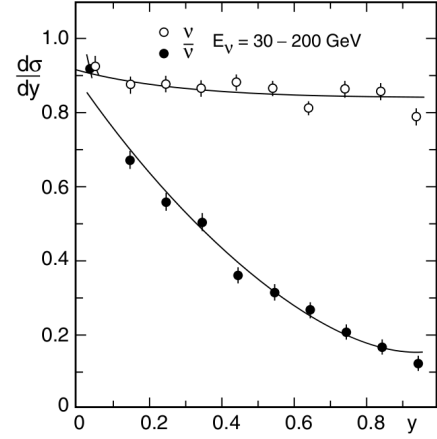


FIG. (I) 1.9: Dépendance en y des sections efficaces de diffusion pour les neutrinos (en blanc) et les antineutrinos (en noir) [img11].

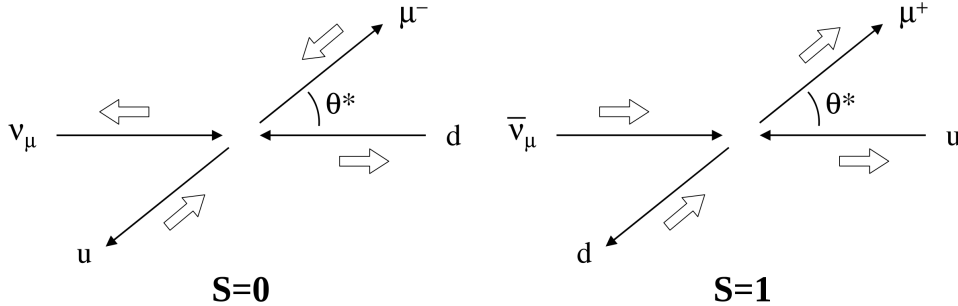


FIG. (I) 1.10: Schémas des diffusions $\nu_{\mu}d \rightarrow \mu^{-}u$ et $\bar{\nu}_{\mu}u \rightarrow \mu^{+}d$ dans leur centre de masse. Les flèches blanches représentent la direction de la projection du spin sur celle de l'impulsion [img12].

L'intégration sur tout l'espace donne une section efficace totale, en ne considérant que les contributions des quarks de valence, réduite d'un facteur trois par rapport à la diffusion des neutrinos :

$$\sigma_{\nu N}^{\text{CC}} = 3\sigma_{\bar{\nu}N}^{\text{CC}}. \quad ((I) 1.46)$$

Ce rapport n'est valable qu'à très faible énergie : au-delà d'une dizaine de GeV, l'influence relative des quarks de valence s'amenuise et l'effet du couplage avec les quarks et antiquarks de la mer se fait sentir. Le rapport des sections efficaces est alors ramené à un facteur deux,

$$\sigma_{\nu N}^{\text{CC}} = 2\sigma_{\bar{\nu}N}^{\text{CC}}. \quad ((I) 1.47)$$

À très haute énergie ($E_\nu > 10^6$ GeV), la contribution des quarks de la mer domine sur celle des quarks de valence, et les sections efficaces des neutrinos et des antineutrinos se confondent, le terme en F_3 disparaissant dans la section efficace (I) 1.40.

Sans entrer dans les détails, notons qu'il est également possible d'établir une relation simple entre les sections efficaces d'interaction par courant neutre et par courant chargé : la relation de Llewellyn-Smith [61],

$$\frac{\sigma_{\nu(\bar{\nu})N}^{\text{NC}}}{\sigma_{\nu(\bar{\nu})N}^{\text{CC}}} = \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W + \frac{5}{9} \left(1 + \frac{\sigma_{\nu(\bar{\nu})N}^{\text{CC}}}{\sigma_{\nu(\bar{\nu})N}^{\text{CC}}} \right) \sin^4 \theta_W. \quad (\text{I}) 1.48$$

Tant que l'énergie mise en œuvre est inférieure à l'échelle de masse du boson W^\pm ($Q^2 \ll M_W^2$, soit $E_\nu \ll \frac{M_W^2}{m_N}$), la section efficace croît linéairement avec l'énergie [62] :

$$\begin{cases} \sigma_{\nu N}^{\text{DIS}} \simeq 0.67 \times 10^{-38} \times E_\nu \\ \sigma_{\bar{\nu} N}^{\text{DIS}} \simeq 0.34 \times 10^{-38} \times E_{\bar{\nu}} \end{cases} \quad (\text{I}) 1.49$$

(en cm^2 , avec E_ν en GeV). Au-delà de cette échelle, le quadrimoment transféré par le boson W virtuel peut être supérieur à sa masse au repos ($Q^2 > M_W^2$), et par conséquent le terme

$$\frac{Q^2}{Q^2 + M_W^2} \equiv \frac{1}{1 + \frac{M_W^2}{Q^2}} \quad (\text{I}) 1.50$$

dans le propagateur du boson W^\pm amortit l'augmentation de la section efficace (I) 1.40.

Effets de saveurs

On a vu que l'interaction à l'origine de la transmutation du neutrino incident était un processus profondément inélastique. En l'occurrence, le nucléon cible est atomisé, et ses constituants créent une *gerbe hadronique*, dont il est possible de détecter le rayonnement Čerenkov (lire le paragraphe (II) 2.3). Pour présenter un intérêt expérimental, ces cascades doivent être entièrement comprises dans le détecteur, sans quoi la résolution en énergie est dégradée. Leurs dimensions réduites (de l'ordre de quelques mètres de longueur pour quelques dizaines de centimètres de rayon) imposent de plus une faible granularité, pour obtenir une résolution angulaire raisonnable, et une taille faramineuse, pour assurer une statistique intéressante. Enfin, la majeure partie de l'énergie du neutrino incident est emportée par le lepton chargé sortant. Il est donc plus efficace de s'atteler simplement à la détection de ce dernier. On notera que ces considérations écartent également la détection des neutrinos interagissant par courant neutre — d'autant plus que la fraction d'énergie emportée par le neutrino sortant, dont la détection pose les mêmes problèmes que celle du neutrino incident, est inconnue.

À la limite ultrarelativiste, où la masse des leptons est négligeable, les sections efficaces de diffusion par courant chargé sont identiques pour chaque saveur de neutrino (équation (I) 1.40) : les leptons chargés sont donc créés en nombre équivalent. En réalité, la masse du tauon est conséquente ($m_\tau = 1776.84 \pm 0.17 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$) et contribue de manière non-négligeable à la section efficace $\nu_\tau N$, créant un effet de seuil à quelques GeV pour le neutrino tauique (figure (I) 1.11 [63, 64]). À partir du TeV, la section efficace $\nu_\tau N$ se confond avec celle des autres saveurs.

Si les neutrinos de saveur différente interagissent de manière similaire avec la matière, il n'en est pas de même pour les leptons chargés, dont les propriétés d'interaction varient au contraire grandement d'une saveur à l'autre, et contraignent les techniques de détection :

- Le libre parcours moyen de l'**électron** dans la matière est très faible, inférieur au mètre. En interagissant avec le milieu matériel, l'électron produit du rayonnement de freinage, ou *bremsstrahlung*. Ce rayonnement constitue au-delà de quelques MeV la principale source de pertes d'énergie de l'électron (en dessous, les pertes par ionisation dominant). Les photons créent à leur tour des paires e^+e^- , qui interagissent de la même manière, et ainsi de suite jusqu'à ce que toute l'énergie de l'électron incident soit dissipée. Ces *cascades électromagnétiques* présentent des caractéristiques similaires aux gerbes hadroniques créées lors de l'interaction initiale, et en particulier les mêmes difficultés d'observation, ce qui limite à la fois la fréquence et l'intérêt de ce type d'événements au sein d'un détecteur du type d'ANTARES.
- ANTARES est optimisé pour la détection des **muons**, pour une raison évidente : son libre parcours moyen est largement supérieur à celui de l'électron — de l'ordre de plusieurs kilomètres. Cela signifie qu'il est possible de détecter des muons issus d'interactions hors volume de détection, ce qui augmente significativement le volume effectif du détecteur pour les neutrinos muoniques par rapport aux autres saveurs. Les muons sont détectés via la lumière créée par le rayonnement Čerenkov qu'ils émettent dans l'eau (lire le paragraphe (II) 2.3). Les caractéristiques de la propagation des muons seront revues plus en détail au paragraphe (II) 2.2.
- Enfin, le cas du **taupon** est encore une fois plus particulier. La grande valeur de sa masse implique une large variété de processus de décroissance, qui contribuent à la largeur totale de désintégration Γ_τ , à laquelle est proportionnelle sa durée de vie, $\tau_\tau = \frac{\hbar}{\Gamma_\tau}$. Celle-ci est par conséquent très faible ($\tau_\tau = (290.6 \pm 1.0) \times 10^{-15}$ s), et jusqu'à des énergies de 10^{17} eV le taupon décroît au bout de distances relativement faibles. Au-delà, il peut parcourir plusieurs kilomètres et présente donc un intérêt similaire à celui du muon, mais le flux de neutrinos attendu à ces énergies est très faible. En outre, les différents canaux de désintégration possèdent des signatures différentes, que l'on peut imaginer pouvoir distinguer [65]. Malheureusement, une faible granularité est encore une fois nécessaire pour tirer profit de cette particularité, point sur lequel pèche ANTARES.

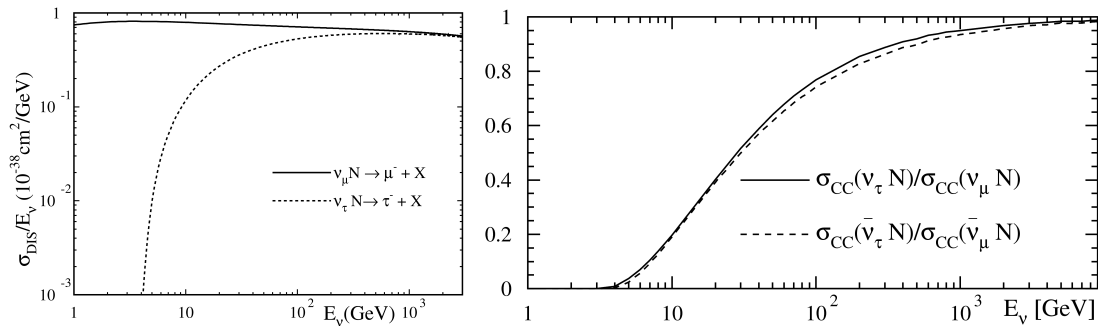


FIG. (I) 1.11: Section efficace de diffusion profondément inélastique des neutrinos muoniques et tauiques, à gauche [img13], et leur rapport, à droite [img14].

Malgré ces différences, le signal vu par ANTARES ne permet *a priori* pas de distinguer la plupart de ces interactions, ponctuelles à l'échelle du détecteur, ou un muon directement issu de l'interaction d'un neutrino d'un muon créé par la décroissance d'un taupon.

Abondance relative des saveurs

Comme on l'a vu (paragraphe (I) 1.1.2 et (I) 1.2), il existe trois leptons chargés, et trois

neutrinos associés. Les processus de diffusion inélastique neutrino-nucléon sont donc limités, par conservation du nombre leptonique, aux réactions suivantes :



où $N \in \{p, n\}$ et X représente les produits hadroniques issus de la réaction.

A priori, seuls les neutrinos produits par des sources astrophysiques ont une énergie suffisante pour être détectés par ANTARES. La plupart des modèles astrophysiques prévoient la production de pions, que ce soit par photoproduction ou par collisions entre protons ou proton-neutron. Ces pions décroissent ensuite en produisant des neutrinos et des muons, ces derniers créant eux-même des neutrinos :



Pour chaque pion émis, on a donc deux neutrinos muoniques et un neutrino électronique, d'où un rapport $N_{\nu_e} : N_{\nu_\mu} : N_{\nu_\tau}$ de 1 : 2 : 0 à la source. Cependant, la longueur d'oscillation $L_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}$ (lire le paragraphe (I) 1.2.3), en considérant un angle de mélange θ_{23} maximal (ainsi que le suggèrent les données sur les neutrinos atmosphériques) est de l'ordre de 8.3 pc, et donc pour des distances cosmologiques, de l'ordre de 100 Mpc, les saveurs sont complètement « lavées » : les oscillations ramènent en première approximation ces proportions à 1 : 1 : 1 au niveau terrestre et aucune saveur n'est donc privilégiée à la détection [66, 67]. De plus, la symétrie d'isospin fort suggère qu'à très haute énergie ($E \gg m_\pi$), les pions π^+ et π^- sont créés en nombres identiques. Le rapport attendu entre neutrinos et antineutrinos est par conséquent de l'ordre de 1 : 1.

2 Un soupçon de Physique des Hautes Énergies

*... ou l'apocalypse en haute atmosphère : comment la Terre est la cible
perpétuelle de bombardements cosmiques.*

2.1 Aperçu des rayons cosmiques

La plupart des événements et objets astrophysiques sont sources de particules, qu'elles soient élémentaires (paragraphe (I) 1.1.2) ou composites. Une fois émises, celles-ci parcourent l'Univers sur des distances plus ou moins grandes selon leur énergie initiale, leurs propriétés intrinsèques et les tribulations subies en chemin (milieux denses, champs magnétiques, fonds cosmologiques...). Certaines d'entre elles rencontrent la Terre sur leur route ; on les regroupe alors sous le terme générique de *rayons cosmiques* (RCs). Ce terme n'a pas de définition précise, mais on observe généralement deux exceptions notables à cette appellation. D'une part, elle désigne traditionnellement les particules de haute énergie, supérieure ou très supérieure au MeV, ce qui exclut la majeure partie du spectre électromagnétique et en particulier les photons visibles (dont l'énergie est de l'ordre de l'électronvolt). Le reste du spectre, composé des photons γ , est également couramment omis. D'autre part, les neutrinos ne sont pas considérés comme des RCs, sans doute tout simplement du fait de la difficulté de leur détection, qui ne permet pas de mesurer leur contribution au spectre de RCs.

Les RCs font l'objet de nombreuses investigations depuis leur découverte, généralement attribuée à Victor Franz Hess, premier à leur avoir attribué une origine cosmique, en 1912, après avoir découvert que leur intensité augmentait avec l'altitude. L'étude des RCs, et en particulier de leur composition à toutes les énergies, est fondamentale pour la compréhension de la structure, de la formation et de l'évolution de l'Univers et des objets qui le composent. On distingue les RCs *primaires*, particules d'origine cosmique qui atteignent la couche externe de l'atmosphère terrestre, des RCs *secondaires*, issus des interactions des RCs primaires avec l'atmosphère²¹. En dehors du paragraphe (I) 2.5, et sauf mention contraire, les paragraphes suivants se concentreront sur les RCs primaires uniquement.

Ces RCs constituent une source de bruit de fond physique pour ANTARES (lire le paragraphe (I) 2.5), mais également une motivation puisque de nombreux modèles astrophysiques associent à la production de RCs des neutrinos d'ultra-haute énergie.

2.2 Spectre des RCs

Le spectre énergétique des RCs s'étend sur une large gamme en énergie. En deçà de quelques GeV, il n'a plus réellement de sens car l'influence des champs magnétiques terrestre et surtout solaire sur les particules devient prépondérante, et les mesures varient énormément en fonction de paramètres tels que l'activité solaire ou le lieu et l'heure d'observation (figure (I) 2.12). La magnétosphère terrestre empêche en effet les RCs de faible énergie de pénétrer dans l'atmosphère, et le vent solaire repousse les RCs vers l'extérieur de l'héliosphère — on observe ainsi (entre autres) une modulation périodique du flux de RCs en opposition de phase avec le cycle solaire (figure (I) 2.12). À l'autre extrémité du spectre, les rayons cosmiques les plus énergétiques observés jusqu'à présent possèdent une énergie dépassant 10^{20} eV (soit 100 EeV). Le spectre des RCs s'étale donc sur plus de 11 ordres de grandeurs.

Ce spectre ne correspond pas à un spectre de corps noir : il suit une loi de puissance en énergie,

$$\frac{dN_{\text{RC}}}{dE_{\text{RC}}} \propto E_{\text{RC}}^{-\Gamma}. \quad ((\text{I}) 2.53)$$

Ce comportement correspond à celui prédit par Fermi en 1949, par lequel les RCs sont accélérés de manière stochastique, par la réflexion sur des « miroirs magnétiques » en mouvement [68]. Mais cette réussite est qualitative et l'accélération de Fermi ne résoud pas tous les problèmes observés. Les mécanismes d'accélération des RCs sont encore méconnus et un certain nombre de modèles de propagation, qu'on n'énumèrera pas ici, tentent avec plus ou moins de succès de rendre compte des caractéristiques du spectre de manière plus précise.

S'il est étonnamment régulier sur de larges intervalles en énergie, le spectre présente en effet deux inflexions spectaculaires : la première à environ 4×10^{15} eV, et la seconde autour de 5×10^{18} eV. En raison de la forme générale du spectre, ces inflexions sont traditionnellement nommées respectivement le « *genou* » et la « *cheville* ». Avant et après ces régions, l'indice de la loi de puissance est de $\Gamma = 2.7$, tandis qu'il tombe à $\Gamma = 3.1$ entre les deux. La figure (I) 2.14 présente le spectre des RCs à ultra-haute énergie multiplié par E^3 , ce qui permet d'augmenter le contraste et de mettre en évidence ces cassures.

²¹Une distinction alternative consiste à considérer les RCs primaires comme les particules créées par les processus astrophysiques de haute énergie, et les RCs secondaires comme celles issues des interactions des premières avec le gaz interstellaire. Cette convention ne sera pas utilisée ici, et aucune distinction ne sera faite entre les RCs avant leur entrée dans l'atmosphère terrestre.

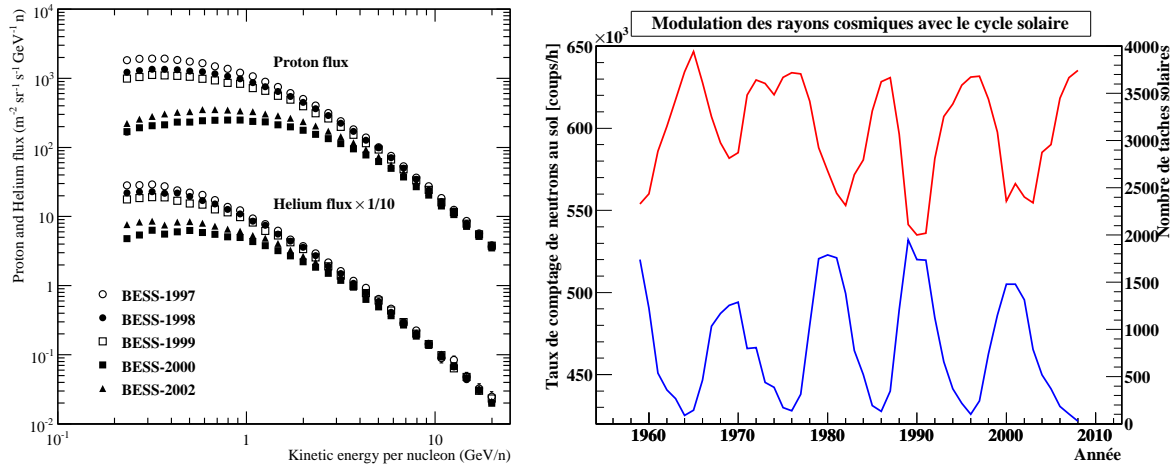


FIG. (I) 2.12: Effet de l'activité solaire sur le flux de rayons cosmiques. À gauche, mesures effectuées par l'expérience BESS sur différentes années [img15]. À droite, taux de comptage horaire moyen annuel de neutrons (en haut, trait rouge) au GRCM à Kiel et nombre de taches solaires par an (en bas, trait bleu) [img16], données obtenues sur [img17].

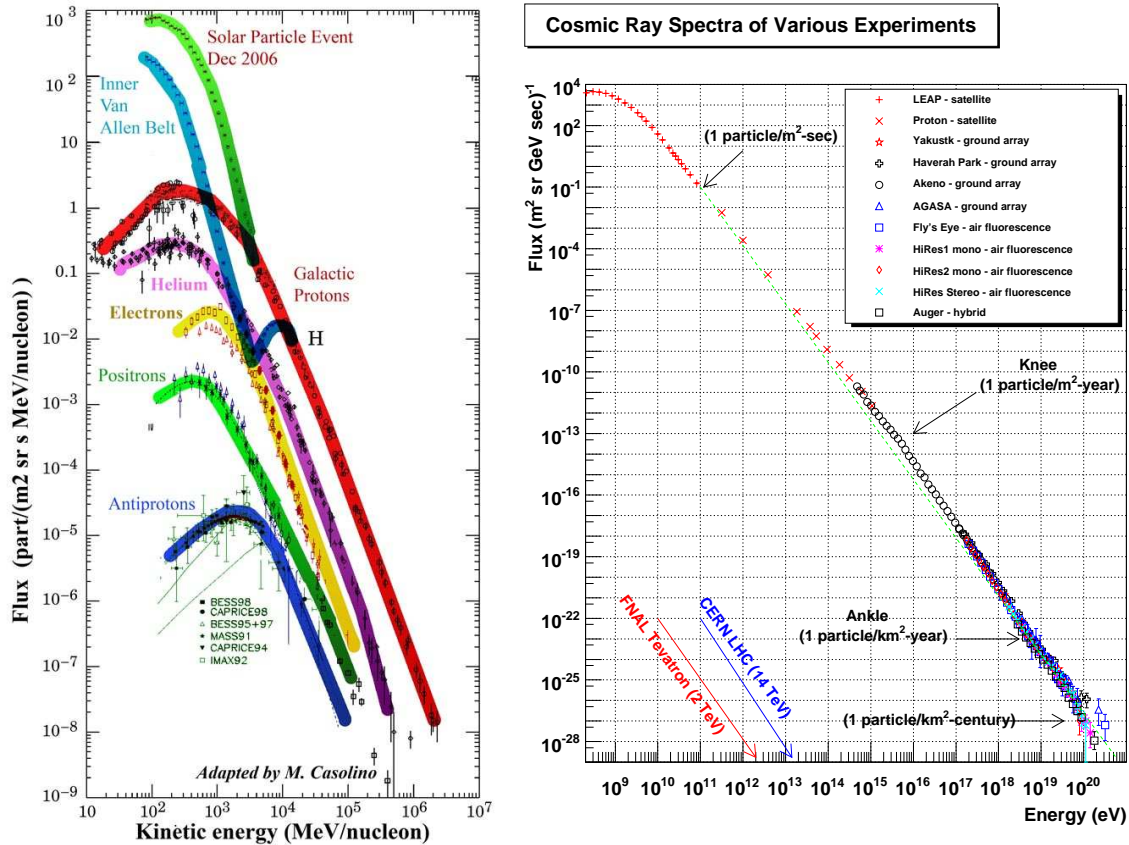


FIG. (I) 2.13: Spectre des rayons cosmiques. À gauche, décomposition par espèce à basse énergie [img18], et à droite toutes espèces confondues et sur tout l'intervalle en énergie [img19].

Outre ces deux caractéristiques unanimement reconnues, l'existence d'un second « genou »,

moins flagrant, est communément admise à 4×10^{17} eV. Enfin, au-delà de 10^{18} eV, les événements sont très rares, et la statistique accumulée par les expériences sensibles à ces énergies n'est pour l'instant pas suffisante pour établir avec certitude le comportement du spectre, d'autant que les différentes expériences ne sont pas toutes en accord [69, 70, 71]. La tendance, confirmée par les récents résultats d'Auger [72], semble aller dans le sens d'une cassure qui correspond précisément à la *coupure GZK* prédite en 1966 par Kenneth Greisen, Georgiy Zatsepin et Vadim Kuz'min [73, 74] : en interagissant avec les photons du fond diffus cosmologique, les protons sont excités en Δ^+ , qui décroissent (à plus de 99 %) en émettant un pion selon l'un des deux canaux

$$\begin{cases} p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0, \\ p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+. \end{cases} \quad ((\text{I}) 2.54)$$

Étant donnée la distribution en énergie des photons du fond diffus cosmologique, le seuil d'énergie des protons pour ces réactions est situé approximativement autour de 5×10^{19} eV, ce qui correspond à la coupure observée. Il est à noter que parmi les produits de décroissance des pions chargés ainsi émis figurent des neutrinos, qui emporteraient la moitié de l'énergie des protons incidents. Ces *neutrinos cosmogéniques*, d'ultra-haute énergie, constituent une partie du flux diffus attendu par les télescopes à neutrinos tels qu'ANTARES, et leur observation permettrait de confirmer l'existence de la coupure GZK [33].

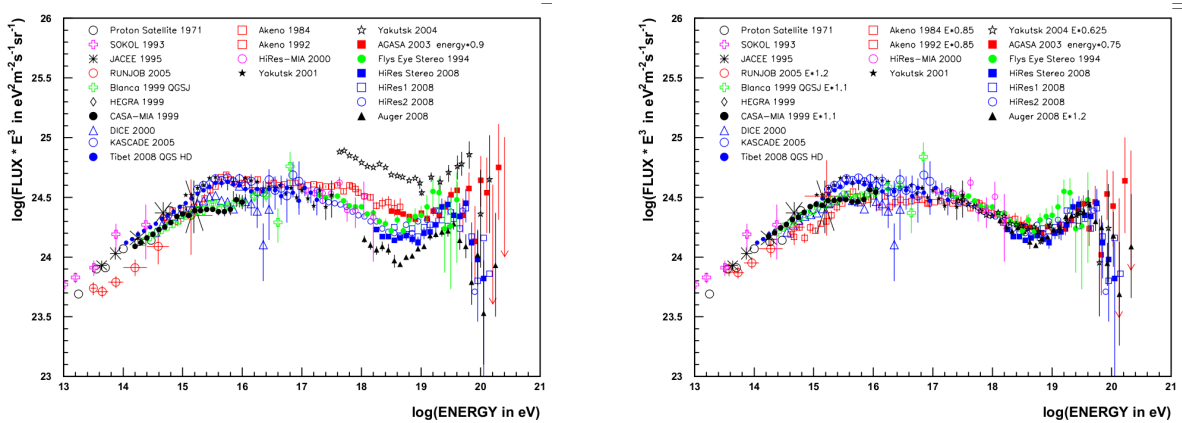


FIG. (I) 2.14: Mesures du flux de rayons cosmiques à ultra-haute énergie, multiplié par E^3 . La figure de gauche présente les résultats bruts, tandis que sur la figure de droite les résultats de chaque expérience sont ajustés par un facteur donné dans la légende afin d'être normalisés aux mesures d'HiRes [img20].

À haute énergie, les particules ne sont pas directement détectables (paragraphe (I) 2.4) : seules les particules secondaires le sont. Par conséquent, les données laissent une large place à l'interprétation, et aucun consensus concernant la composition du spectre à haute énergie n'a pu être atteint à ce jour (lire le paragraphe (I) 2.3). Si leur existence n'est pas discutée, l'interprétation des inflexions du spectre fait donc toujours débat — la coupure GZK faisant exception, étant à la fois reconnue théoriquement et controversée expérimentalement...

2.3 Composition des RCs

Anatomie fémorale

Pour les énergies les plus faibles, jusqu'aux environs du GeV, la composition des RCs est

variable : elle est notamment altérée par la magnétosphère, qui joue le rôle d'un bouclier magnétique, et influencée par les particules du vent solaire (hydrogène et hélium).

Aux énergies de l'ordre du GeV, l'influence des champs magnétiques locaux est moindre. La composition des RCs est relativement bien connue jusqu'au genou : le flux est largement dominé par les protons, suivis par les noyaux d'éléments de plus en plus lourds — sans toutefois suivre l'ordre donné par le nombre de nucléons, la nucléosynthèse elle-même ne suivant pas ce schéma. Comme le montre la figure (I) 2.15, certains éléments sont plus abondants dans le flux de RCs qu'au niveau du système solaire (la composition chimique de ce dernier étant déterminée à partir des mesures spectroscopiques et de l'étude des chondrites carbonées²²), en particulier le lithium, le béryllium et le bore, absents de la nucléosynthèse stellaire. Ils sont vraisemblablement créés par spallation (décomposition d'un noyau en noyaux plus légers après une collision sur le milieu interstellaire), notamment des noyaux de carbone et d'oxygène, ou de fer pour les noyaux plus lourds. Les électrons constituent également une part non négligeable du spectre à ces énergies, et dans une moindre mesure les positrons, ainsi que quelques antiprotons. Jusqu'à 100 GeV, la composition et le flux sont en accord avec la production dans les supernovæ galactiques.

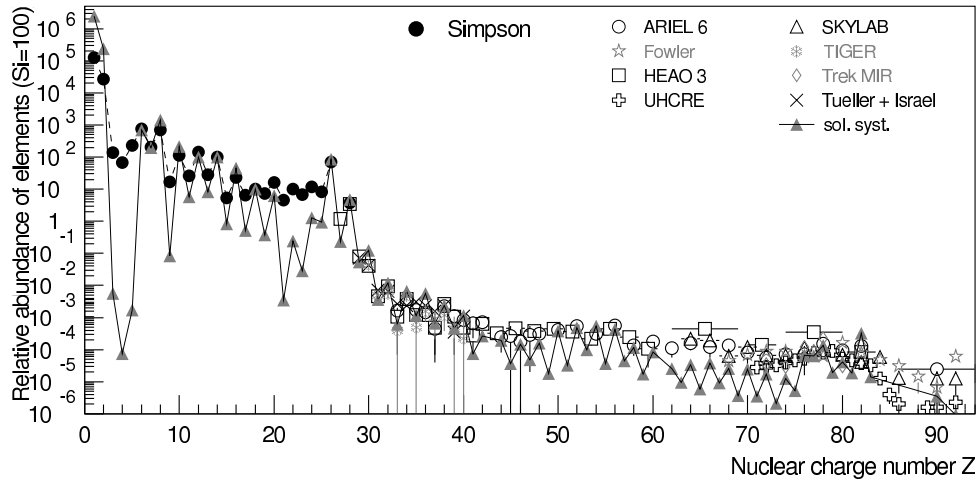


FIG. (I) 2.15: Abondance relative des noyaux atomiques dans le système solaire (triangles gris) et dans les rayons cosmiques (autres points) en fonction de leur charge autour de 1 GeV/n, normalisée telle que le silicium soit à 100 [img21].

Bien que la composition du spectre soit connue dans cette gamme en énergie, la précision limitée des instruments laisse encore le champ libre à quelques surprises, telles que l'« anomalie PAMELA » : ce satellite a récemment découvert un excès significatif dans le rapport N_{e^+}/N_{e^-} entre 10 et 100 GeV (limite supérieure de sensibilité du détecteur) [75], que les expériences HEAT et AMS-01, malgré les indices accumulés, n'avaient pu formellement identifier faute d'une précision suffisante. Cette structure inattendue, encore inexpiquée, a depuis été corroborée par d'autres expériences, qui ont notamment infirmé l'hypothèse d'un déficit d'électrons en montrant que l'excès apparaît également dans le flux total électrons-positrons, et jusqu'au-delà du TeV [76, 77, 78, 79, 80].

Arthrologie du genou

Connaître précisément la composition du spectre autour des sous-structures facilite leur com-

²²Météorites dont la composition est très proche de celle de la photosphère.

préhension. Malheureusement, cette information est difficilement accessible expérimentalement, car les particules à ces énergies ne sont actuellement détectables qu’au travers des RCs secondaires (lire le paragraphe (I) 2.4). Les résultats les plus probants obtenus autour du genou sont ceux de l’expérience KASCADE, qui suggèrent que l’énergie correspondant au point d’inflexion du spectre de chaque élément augmente avec leur masse [81]. La résolution est cependant limitée par les capacités des modèles hadroniques à représenter les interactions des noyaux lourds avec l’atmosphère aux énergies considérées.

De multiples explications, qu’il n’est pas question d’énumérer ici (on pourra éventuellement orienter le lecteur vers l’une des revues les plus récentes et les plus complètes sur le sujet [82]), ont été avancées pour expliquer ce phénomène ; on notera simplement que la structure du genou, si elle commence à s’éclaircir, n’est certainement pas prête à dévoiler le mystère de ses origines.

Derrière les bas. . .

Quoi qu’il en soit, la masse moyenne des RCs augmente donc avec l’énergie au niveau du genou, et entre le genou et la cheville le flux est vraisemblablement dominé par les noyaux lourds. On considère que les RCs sont d’origine galactique jusqu’à des énergies comprises entre 100 et 1000 PeV (10^{17} à 10^{18} eV), hypothèse corroborée par l’intensification du flux de RCs dans la direction du plan galactique. En effet, une particule chargée massive en mouvement dans un champ magnétique B n’aligne pas complètement sa trajectoire suivant les lignes de champ : elle effectue une rotation autour de la ligne de champ, et sa trajectoire est donc une hélice dont le rayon est donné par le *rayon de Larmor*,

$$r_L \equiv \frac{R}{Bc}, \quad ((I) 2.55)$$

contraint par la *rigidité magnétique* de la particule

$$R \equiv \frac{pc}{Ze}, \quad ((I) 2.56)$$

qui dépend de son impulsion p et de sa charge Z . Le champ magnétique galactique étant de l’ordre du microgauss, et l’épaisseur du disque galactique étant de l’ordre du kiloparsec, les RCs sont confinés dans la galaxie tant que leur énergie est inférieure à

$$E_{max} \simeq Z \cdot e \cdot c \cdot r_L \cdot B \sim Z \times 10^{18} \text{ eV}, \quad ((I) 2.57)$$

ce qui correspond aux énergies de la cheville. On constate que l’énergie de confinement est proportionnelle au nombre de protons du noyau, ce qui explique le décalage du point de flexion selon la taille des noyaux. Ceci dit, d’autres explications, telles qu’une accélération jusqu’à des énergies proportionnelles à Z dans les ondes de choc des supernovæ, pourraient également expliquer les données.

Autour de la cheville, bien que des données précises soient encore inaccessibles, certains indices semblent indiquer un nouveau changement dans la composition, qui deviendrait plus légère. Cela pourrait s’expliquer par le fait que les protons d’énergie supérieure à 10 EeV (10^{19} eV) ne sont pas confinés par le champ magnétique galactique, et la distribution isotrope des RCs au-dessus de cette énergie suggère également que le flux est dominé par des sources de protons extra-galactiques. L’origine de ces RCs d’ultra-haute énergie (UHE²³) est encore un mystère, aucune source connue n’étant *a priori* capable d’accélérer des particules à ces énergies. De plus,

²³On désigne ces particules par le terme UHECRs, pour *Ultra High Energy Cosmic Rays*.

l'interaction des protons d'UHE avec les photons du CMB (effet GZK, lire le paragraphe (I) 2.2) limite en principe la propagation des protons d'énergie supérieure à 100 EeV (10^{20} eV) à une centaine de Mpc, et aucune source à cette distance de la Terre ne peut être suspectée d'être une source d'UHECRs. Enfin, les modèles hadroniques actuels sont encore inadaptés à la description des interactions atmosphériques à ces énergies.

2.4 Détection des RCs

Les méthodes d'observation des RCs sont contraintes par la forme du spectre, qui détermine le flux terrestre (figure (I) 2.13). On distingue essentiellement trois grandes catégories d'expériences, sensibles à différents intervalles en énergie :

- **les ballons** : Dignes successeurs des pionniers du début du xx^e siècle, qui ont permis à Victor Hess d'identifier l'origine cosmique des RCs, les ballons sont encore un moyen privilégié d'observer le flux de particules cosmiques, bien que désormais exclusivement inhabités. Ils permettent en effet de frôler l'outre-atmosphère, et ainsi de mesurer directement les RCs primaires, et les équipements embarqués sont généralement réutilisables. L'un des principaux points faibles de cette technique est la faible durée des vols, quelques semaines au grand maximum pour les vols longue durée (LDB, *Long Duration Balloon*).

Pour porter les détecteurs, parfois très lourds (jusqu'à quelques tonnes pour les détecteurs d'antiparticules), aux confins de l'atmosphère, à environ 40 km d'altitude, les ballons stratosphériques ont une taille gigantesque : plusieurs millions de mètres cubes, lorsqu'ils sont pleinement déployés. À la tombée de la nuit, la température chutant, ils perdent de l'hélium et « tombent ». Pour que l'expérience dure plusieurs jours, il est nécessaire de lâcher du ballast afin de compenser la perte d'hélium, ce qui entre en conflit avec la charge utile embarquée. Afin de minimiser les pertes d'hélium, et par conséquent maximiser le temps de vol, les ballons sont lancés aux pôles, pendant la période d'illumination constante. De nouveaux ballons stratosphériques, à pression constante, sont actuellement en cours de développement et devraient permettre dans les années à venir des vols d'ultra longue durée (ULDB, *Ultra Long Duration Balloon*), de l'ordre d'une centaine de jours.

Entre autres inconvénients des ballons, notons également le trajet aléatoire du détecteur. Enfin, il devient difficile de détecter les RCs lorsque le flux devient inférieur à une particule par mètre carré et par jour, c'est-à-dire pour des énergies supérieures à 10^{15} eV (voir la figure (I) 2.13). De plus, le bruit de fond dû aux RCs secondaires n'est pas négligeable aux altitudes considérées — et il n'est pas possible de monter plus haut avec de tels ballons, le maximum de température de l'atmosphère étant à 40 km.

- **les satellites** : Les satellites permettent également une mesure directe du rayonnement cosmique, dans une gamme en énergie similaire à celle des ballons. Deux avantages par rapport aux ballons sont la durée des vols (et donc de l'acquisition des données) bien supérieure, et l'absence de bruit de fond atmosphérique. En revanche, le coût, tant financier que technique et politique, est bien supérieur. Les équipements doivent en effet être capables de résister aux conditions spatiales pendant plusieurs années, ainsi qu'au décollage. D'autre part, les places sont chères sur les lanceurs. Enfin, les technologies utilisées doivent avoir fait leurs preuves : il n'est pas question d'expérimenter dans ces conditions.
- **les détecteurs au sol** : Le faible flux de RCs à très haute énergie (figure (I) 2.13) nécessite des détecteurs de très grande surface effective, qu'il est difficile de déployer ailleurs qu'au sol. Cependant, à ces énergies les RCs primaires n'atteignent pas le sol : ils interagissent

avec l'atmosphère bien avant. Au contraire des satellites et des ballons, les détecteurs au sol sont donc sensibles aux RCs secondaires. Plusieurs techniques existent : matrices de scintillateurs ou de cuves Čerenkov (comptant les particules secondaires), détecteurs à fluorescence (utilisant l'atmosphère elle-même comme un gigantesque scintillateur), ou encore détecteurs à imagerie Čerenkov (mesurant la lumière Čerenkov émise par les RCs secondaires dans l'atmosphère). Elles ont pour point commun d'occuper des larges surfaces au sol (d'une fraction à plusieurs km²) et d'opérer pendant des années pour obtenir une statistique suffisante.

N'ayant pas accès aux informations directes sur la particule primaire, ces détecteurs ne permettent pas d'accéder à une mesure précise de la composition. Tout au plus peuvent-ils séparer la contribution de différents groupes d'éléments (légers, lourds...), en tirant parti du fait que le rapport du nombre de muons sur le nombre d'électrons est plus grand, à même énergie, pour un noyau lourd que pour un proton.

2.5 ANTARES et les RCs

Les RCs, et en particulier les RCs secondaires constituent la principale source de bruit de fond d'ANTARES. En effet, de nombreux muons et neutrinos (dits *atmosphériques*, par opposition avec leurs congénères d'origine cosmique) sont produits dans les gerbes issues de l'interaction des RCs primaires avec l'atmosphère, notamment par la décroissance des pions et kaons créés dans les gerbes hadroniques. Exception faite des neutrinos, les muons constituent d'ailleurs la particule d'origine cosmique la plus abondante au niveau de la mer, à la fois par les processus en jeu et du fait de son libre parcours moyen élevé : le flux de muons d'énergie supérieure au GeV y est d'environ un muon par centimètre carré et par minute. Une partie de ces muons et de ces neutrinos atteignent le détecteur, occasionnant un signal généralement impossible à discerner de celui provoqué par un neutrino cosmique (une telle discrimination est théoriquement possible lorsque les muons arrivent au détecteur en réunion).

Il est possible de supprimer un grand nombre de muons atmosphériques en installant le détecteur à une profondeur suffisante, les muons perdant rapidement leur énergie dans l'eau : seulement la moitié des muons dont l'énergie est égale à un TeV au niveau de la mer parviennent à parcourir une distance de 2 500 m dans l'eau — et au prix d'une perte d'énergie conséquente (la question de la propagation des muons dans l'eau sera traitée plus en détail au paragraphe (II) 2.2). Le flux de muons atmosphériques au niveau d'ANTARES est ainsi réduit d'environ quatre ordres de grandeurs par rapport au flux à la surface. Cette suppression n'est cependant pas suffisante, et c'est la Terre elle-même qui est utilisée comme filtre : seules les particules détectées comme *montantes*, c'est-à-dire dont la trajectoire est orientée depuis le fond marin en direction de la surface, sont considérées comme signal.

En revanche, il est impossible de faire la distinction entre un neutrino cosmique et un neutrino atmosphérique, leurs propriétés étant strictement identiques. De plus, au-delà du TeV, la Terre devient opaque aux neutrinos (lire le paragraphe (I) 1.3), ce qui réduit fortement l'acceptance angulaire.

Mais la mesure du bruit de fond atmosphérique lui-même n'est pas dénuée d'intérêt, sa compréhension étant essentielle pour les analyses physiques. Elle permet notamment d'améliorer les simulations Monte-Carlo [83].

3 Une pincée d'Astronomie

... ou comment régénérer une discipline « en péril ».

3.1 Astronomie « traditionnelle »

3.1.1 Les trois premières révolutions technologiques de l'astronomie optique

Le plus simple appareil

Le ciel fait l'objet d'observations minutieuses depuis la nuit des temps. L'œil a pendant très longtemps été l'unique outil de ces observations, et les photons optiques (de longueur d'onde comprise approximativement entre 380 et 750 nm dans le vide) les seuls agents de prospection de l'univers qui nous entoure, avant que les connaissances techniques et scientifiques ne permettent de comprendre les propriétés fondamentales de la lumière et d'en tirer avantage.

Voir plus loin

La première révolution technologique liée à l'astronomie est l'utilisation de dispositifs optiques permettant de voir mieux et plus loin. Le pouvoir grossissant des objets transparents et des miroirs courbes est vraisemblablement connu depuis des millénaires : l'existence de lentilles est avérée chez plusieurs civilisations antiques, et l'utilisation d'outils optiques d'aide visuelle est reportée explicitement au premier siècle avant notre ère par Sénèque le Jeune et Pline l'Ancien. Mais leur utilisation pour l'astronomie ne semble pas mentionnée avant le Moyen-Âge européen : Roger Bacon est le premier, en 1268, à évoquer leur effet sur les astres [84]. Deux siècles et demie plus tôt, Al Biruni faisait état de l'utilisation d'un « tube d'observation », afin de s'affranchir lors des observations sidérales des perturbations occasionnées par la lumière alentour. Il faudra pourtant attendre encore quelques siècles pour que ces outils soient associés pour donner naissance à la lunette, dont le principe est mentionné indépendamment au milieu du XVI^e siècle en Angleterre par Leonard Digges et au sein de l'empire Ottoman par Taqi al-Din.

Popularisée notamment par Galileo Galilei au début du siècle suivant, la lunette connaîtra rapidement de nombreuses améliorations, tant sur le plan de la conception que sur la correction des aberrations optiques, la mise au point de mécanismes de suivi et la taille des instruments, qui seront désormais indispensables aux observatoires.

Dessiner la lumière

La seconde révolution technologique de l'astronomie²⁴ a lieu il y a moins de deux siècles, avec l'invention de la photographie, qui permet de fixer les images sur un support. Les applications à l'astronomie sont immédiates, et précèdent même la présentation au public (en 1839) de la première méthode photographique à support permanent, le daguerréotype : son inventeur, Louis Daguerre, tentera en effet de photographier la Lune et le Soleil dès 1838, sous l'impulsion de François Arago. Les améliorations se succèdent à une vitesse fulgurante et les amateurs seront capables de prendre des clichés de la Lune, d'éclipses solaires, de taches solaires, puis d'objets plus lointains en une dizaine d'années.

La photographie apporte à l'astronomie une objectivité qui manquait à l'œil le plus aguerri,

²⁴En termes de techniques d'observation.

en particulier en matière de photométrie (voir plus bas), et jouera dorénavant un rôle prépondérant dans les observations astronomiques, d'autant que ses améliorations ultérieures introduiront très vite une sensibilité bien supérieure à celle de l'œil humain. Les filtres de couleurs, inventés dès 1861 par James Clerk Maxwell, permettront également d'obtenir des informations inaccessibles à l'œil nu.

Additionner la lumière

À la même époque sont posées les fondations d'une troisième révolution technologique : l'interférométrie. Cette technique, qui consiste à tirer parti des phénomènes d'interférences de la lumière, apparaît essentiellement de manière accidentelle au tout début du XIX^e siècle, alors que Thomas Young découvre tout juste ce phénomène : Friedrich Herschel se rend compte que la résolution angulaire de son télescope peut être améliorée en augmentant la taille de son ouverture ou en l'obturant en partie [85].

Cette découverte due au hasard évolue cependant très lentement : plusieurs dizaines d'années s'écoulent entre chaque avancée significative, et ce n'est qu'en 1891 que l'interférométrie marque sa première réussite technique, lorsque Albert Michelson parvient à déterminer le diamètre des satellites de Jupiter par interférométrie à masquage d'ouverture. Il faudra cependant encore une trentaine d'années pour que l'interférométrie autorise à accéder aux objets en dehors du système solaire.

Mais l'apport le plus significatif de l'interférométrie est sans doute la possibilité, démontrée en 1956 par Robert Brown et Richard Twiss, de simuler des télescopes de taille gigantesque en utilisant des télescopes séparés. Si leur système d'interféromètre à intensité montre rapidement ses limites, il ouvre la voie vers l'interférométrie à amplitude, l'une des techniques d'observation astronomique offrant aujourd'hui le plus grand pouvoir de résolution.

L'âge d'or

La fin du XX^e siècle va également initier un renouvellement profond de l'astronomie optique. L'apport des nouvelles technologies, et en particulier de l'optique adaptative, de la photographie numérique et surtout du traitement informatique des images, ainsi que l'avènement des satellites d'observation, vont avoir des conséquences considérables sur la discipline. Les instruments sont désormais d'une précision inégalée, et l'informatique permet encore d'améliorer la netteté des images.

3.1.2 Le spectre électromagnétique, de long en large

Des rayons non lumineux ?

Les observations astronomiques ont longtemps été limitées à la lumière visible, seule accessible. L'existence des « rayons calorifiques » puis des « rayons chimiques », qui deviendront plus tard respectivement les infrarouges et les ultraviolets, est mise en évidence respectivement par William Herschel en 1800 et par Johann Ritter l'année suivante. Il faut cependant attendre plusieurs dizaines d'années pour que les développements du *thermocouple* offre à l'astronomie infrarouge ses premiers balbutiements et permettent en particulier à Luigi Magrini d'observer l'émission de rayonnement infrarouge par la couronne solaire au cours de l'éclipse de 1842.

L'une des principales difficultés liées à l'observation de ces rayonnements est leur absorption

par l'atmosphère, comme le met en évidence Charles Piazzi Smyth en montrant en 1856 que la qualité des observations lunaires augmente avec l'altitude. Outre l'opacité quasi-totale de l'atmosphère, l'ultraviolet souffre d'autres inconvénients : il est absorbé par le verre des instruments, et les flux envisagés en vertu de la loi du spectre de corps noir sont très faibles. L'astronomie UV devra attendre la seconde moitié du XX^e siècle pour débiter. L'infrarouge est plus accessible, et d'importants efforts seront fournis à la fin du XIX^e siècle au niveau des outils technologiques, puis au début du XX^e siècle avec la mise en œuvre de la photographie infrarouge.

Un spectre infini

Si les premières hypothèses de l'existence de rayonnements auxquels l'œil ne serait pas sensible semblent remonter à la fin du $XVIII^e$ siècle en Grande-Bretagne, l'influence de l'approche corpusculaire de la lumière d'Isaac Newton est trop forte pour que s'impose l'unité des rayons calorifiques, des rayons chimiques et de la lumière visible. L'acceptation de la nature ondulatoire de la lumière se fera de manière progressive au cours du XIX^e siècle, jusqu'à la démonstration par Heinrich Hertz à la fin des années 1880 de l'hypothèse formulée par James Clerk Maxwell en 1864, selon laquelle la lumière et les ondes électromagnétiques ne forment qu'une seule entité. Le spectre électromagnétique, s'étendant potentiellement de manière infinie, sera complété en 1912 puis en 1914 par l'identification comme rayonnements électromagnétiques des rayonnements X et γ , découverts à la fin du siècle précédent.

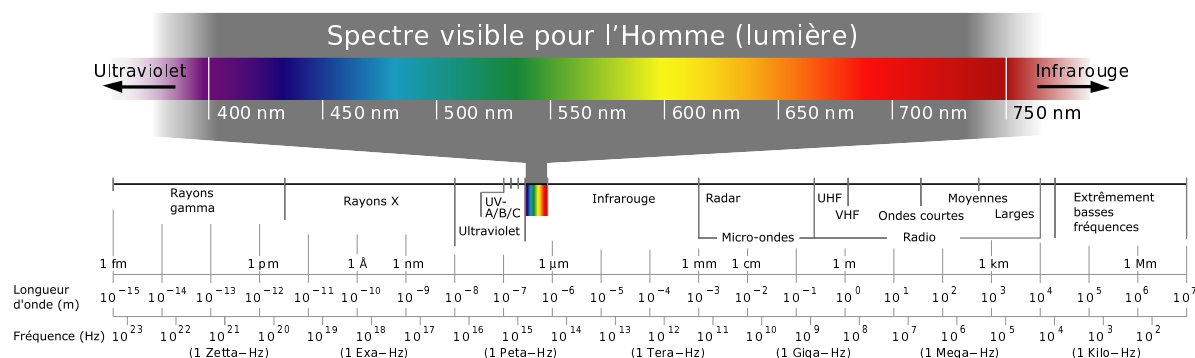


FIG. (I) 3.16: *Le spectre électromagnétique dans sa version moderne [img22].*

À la même époque, alors que les tubes à vide viennent d'être inventés, plusieurs physiciens observent indépendamment que certains de ces tubes émettent, en plus des « rayons cathodiques » (qui deviendront les électrons) tout juste découverts par Johann Hittorf (en 1869), un second type de rayonnement, sensiblement différent. Ce n'est qu'en 1895 que Wilhelm Röntgen effectue une étude systématique de ce rayonnement, qu'il nomme « rayons X ». Mettant au jour à son tour en 1900 un autre type de rayonnement produit par le radium, Paul Villard l'intitule γ . Il faudra attendre encore une dizaine d'années pour que les rayonnements X et γ soient identifiés comme des rayonnements électromagnétiques, par Max Von Laue pour les premiers, et par Ernest Rutherford et Edward Neville da Costa Andrade pour les seconds, respectivement en 1912 et en 1914.

Aujourd'hui, l'observation de sources astrophysiques dans plusieurs domaines de longueurs d'onde permet de contraindre les modèles de formation et d'émission. La figure (I) 3.16 présente le spectre électromagnétique tel qu'il est défini actuellement.

La radioastronomie

Une fois établi que le spectre électromagnétique s'étend de la lumière aux ondes radio, il semble naturel de chercher à vérifier si les astres en émettent également. La technologie n'est cependant pas suffisamment avancée pour que les premières tentatives se révèlent fructueuses. La faiblesse du signal prédit par la découverte par Max Planck, en 1900, de la forme de la loi du rayonnement du corps noir, à laquelle s'ajoute la prédiction de l'imperméabilité de la ionosphère aux ondes radio, mettent un terme à tout espoir de détection.

Ce n'est qu'en 1933 qu'un signal radio extraterrestre est détecté pour la première fois, en provenance du centre galactique, alors que Karl Jansky étudie pour les laboratoires Bell Telephone la direction du bruit de fond de son antenne radio [86,87]. La Grande Dépression faisant rage, les recherches sont abandonnées, la source du bruit de fond radio étant identifiée — d'autant plus que les astronomes sont sceptiques, le signal observé étant bien supérieur au signal attendu par les prédictions du rayonnement de corps noir. C'est seulement avec les travaux d'un astronome amateur, Grote Reber, confirmant quelques années plus tard les observations de Jansky et le fait que le signal radio ne suit pas une loi de corps noir, que la radioastronomie fera véritablement l'objet d'un fort engouement scientifique.

Cette discipline est aujourd'hui un pilier de l'astronomie observationnelle, tant le nombre d'objets astrophysiques émettant des ondes radio est important : rémanents de supernovæ, pulsars, galaxies. . . Elle doit décidément beaucoup au hasard, puisque c'est également de manière inopinée que le fond diffus cosmologique a été découvert en 1964 par Arno Penzias et Robert Wilson, en faisant également un enjeu fondamental en cosmologie.

Dépasser l'atmosphère

Les télescopes sont tributaires, outre des humeurs climatiques de l'atmosphère, des turbulences que celle-ci occasionne sur la lumière des astres, ainsi que de l'absorption d'une grande partie du spectre électromagnétique (figure (i) 3.17). En 1717, Isaac Newton suggère que le seul moyen de s'en affranchir serait d'établir les télescopes en haut des montagnes. Ce n'est qu'en 1856 que cette proposition est mise à l'œuvre, par Charles Piazzi Smyth [88], qui monte une expédition sur le mont Guajara (Ténérife, Canaries), afin d'effectuer une étude détaillée des avantages réels procurés par l'altitude. Cette initiative marquera le signal de départ de la construction de nombreux observatoires en altitude à partir de la fin du XIX^e siècle.

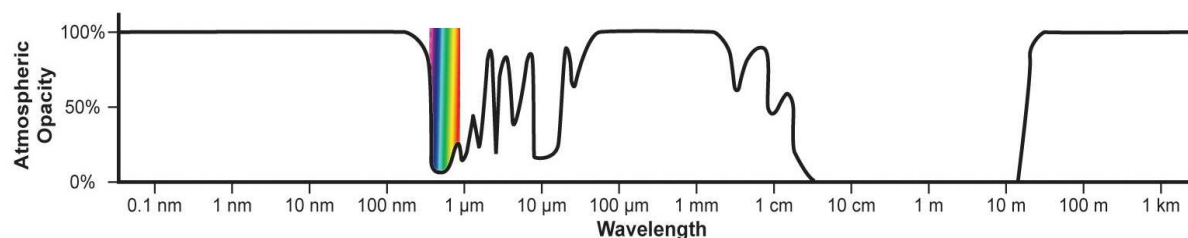


FIG. (i) 3.17: Spectre approximatif de l'absorption des ondes électromagnétiques par l'atmosphère [img23].

Mais les montagnes ne sont pas suffisamment hautes pour supprimer totalement les effets de l'atmosphère. Curieusement, les ballons sont délaissés par les astronomes : il faut près d'une centaine d'année après leur invention par les frères Montgolfier pour que Théodore Sivel et Joseph Crocé-Spinelli emportent, sur une proposition de Jules Janssen, un spectroscopie à 7 300 m

d'altitude, afin de déterminer si les raies d'absorption de la vapeur d'eau viennent du Soleil (comme le pense Secchi) ou de l'atmosphère (comme le pense Janssen), en 1874 — ils décèderont l'année suivante, au cours d'une entreprise similaire. Les premiers vols emportant un télescope n'auront lieu qu'au milieu du xx^e siècle, avec notamment les vols d'Audouin et Charles Dollfus, cherchant en particulier à déterminer la présence de vapeur d'eau sur Mars.

Ça n'est que dans la seconde moitié du xx^e siècle que l'astronomie s'affranchit réellement de l'atmosphère, d'abord par l'envoi de mini-fusées équipées de photomètres, puis de satellites dans l'espace. Ces instruments, équipés de détecteurs couvrant une large part du spectre électromagnétique, permettront la détection d'objets astrophysiques non encore imaginés : étoiles binaires X, disques d'accrétion, sursauts gamma. . .

L'astronomie gamma à très haute énergie

Si les photons gamma sont absorbés par l'atmosphère, leur flux à très haute énergie (au-delà du TeV) devient trop faible pour qu'un détecteur de proportions suffisamment raisonnable pour être porté par un satellite puisse le mesurer. Leur interaction avec l'atmosphère ouvre cependant la possibilité de les détecter *via* les particules secondaires, de la même manière que les rayons cosmiques. De fait, ils sont souvent assimilés aux RCs plus qu'à l'astronomie traditionnelle, les techniques de détection étant similaires.

En 1959, Giuseppe Cocconi propose de disposer à haute altitude une matrice horizontale de scintillateurs afin de détecter les particules de la gerbe électromagnétique produite par ces photons : la mesure du temps d'arrivée des particules sur les différents scintillateurs permettrait de déterminer la normale au front de la gerbe, et ainsi la direction du photon incident — de telles matrices de détecteurs individuels sont déjà utilisées pour la détection de RCs, l'idée nouvelle réside dans la détermination de la direction du RC primaire.

Mais c'est une autre technique de détection qui sera privilégiée dans un premier temps. Patrick Blackett prédit en 1948 qu'une infime partie de la lumière nocturne vient en réalité du rayonnement Čerenkov émis par les RCs (primaires mais surtout secondaires) lors de leur traversée de l'atmosphère — ce que confirment Bill Galbraith et John Jelley en 1953 par l'observation de coïncidences entre un photomultiplicateur monté sur un réflecteur y focalisant la lumière Čerenkov et un réseau de compteurs Geiger-Müller aménagé à Harwell pour la détection de gerbes atmosphériques. Les premiers instruments dédiés à la détection de photons de très haute énergie, qui voient le jour dans les années 60, utilisent cette lumière Čerenkov. Ils ne sont cependant pas capables de distinguer les gerbes électromagnétiques des gerbes hadroniques, et le bruit de fond dû au reste des RCs ne leur permet donc pas d'en dissocier les flux de photons gamma.

Les années 80 sont un peu plus fructueuses : plusieurs expériences font part de l'observation de photons de plusieurs centaines de GeV, voire au-delà du TeV. La sensibilité de ces expériences est toutefois encore très faible, la résolution angulaire limitée, et les annonces parfois contradictoires.

C'est avec la détection à 9σ , en 1987, de photons du TeV par la collaboration Whipple [89], et leur association probable avec la nébuleuse du Crabe, que la discipline prend véritablement son essor. Les découvertes se succèdent timidement, puis l'arrivée de MAGIC (2006), VERITAS (2007) et surtout HESS (2004) transforme la discipline expérimentale en vraie science astronomique. Le nombre de sources connues passe ainsi en moins de trois ans d'une petite dizaine à presque une centaine de sources, avec pour la plupart la détermination sans équivoque des caractéristiques spectrales, temporelles et morphologiques.

Dans le même temps voient le jour des expériences reprenant le concept initialement proposé par Cocconi (lire le début du paragraphe), avec des succès plus mitigés. Les mises en œuvre les plus récentes sont toutefois plus prometteuses et laissent entrevoir une complémentarité avec les expériences à imagerie Čerenkov.

Les techniques expérimentales liées à la détection des photons gamma de très haute énergie seront évoquées plus en détail au paragraphe (iv) 1.

3.1.3 Disséquer la lumière

L'astronomie ne se limite pas à observer la forme et la répartition des objets célestes. Toutes les propriétés de la lumière sont susceptibles d'apporter des informations précieuses sur la source de lumière : son intensité, mais également sa polarisation, et ses caractéristiques spectrales.

La photométrie

L'étude de la magnitude apparente des étoiles est appelée *photométrie*. Le premier catalogue photométrique remonte à Ptolémée, qui y reporte les magnitudes de 1 022 étoiles. Les mesures photométriques sont restées longtemps très subjectives, et la précision faible. Anders Celsius est le premier à tenter d'introduire une méthode objective, au début du XVIII^e siècle. Mais c'est à John Herschel que l'on doit la première grande avancée technologique en photométrie : l'*astromètre*, en 1836. Cet instrument permet de comparer l'éclat des étoiles avec une image réduite de la Lune. L'observation est toujours oculaire, mais la présence d'un étalon associé à une échelle permet de réduire sensiblement l'incertitude liée à l'observateur.

Lorsqu'apparaît le daguerréotype en 1839, Arago propose immédiatement de l'utiliser pour supprimer totalement la part de subjectivité inhérente aux mesures photométriques. Léon Foucault et Hippolyte Fizeau mettront cette idée au point cinq ans plus tard, mais il faudra attendre 1885 pour que les plaques photographiques soient utilisées systématiquement en photométrie. Celle-ci bénéficiera ensuite continuellement des progrès en matière de sensibilité des plaques photographiques puis des cellules photoélectriques.

Les applications essentielles de la photométrie sont notamment la détermination de la distance des astres, et leurs caractéristiques orbitales (période, rayon, présence d'exoplanètes...) par leurs variations photométriques. Couplée à la spectroscopie (voir plus bas), elle permet également de déterminer leur température et leur composition chimique, et est aujourd'hui utilisée pour tenter de renforcer la nature de « chandelle standard » des supernovæ.

Polarimétrie

L'une des propriétés définissant un signal lumineux est sa polarisation. Observé dès la fin du XVII^e siècle, ce phénomène n'est compris qu'en 1809, grâce aux travaux d'Étienne Malus. Adaptant immédiatement ces connaissances à l'astronomie, François Arago invente le *polariscope*, qui lui permet de découvrir que la lumière lunaire est polarisée. De nombreux autres développements techniques seront apportés dans la seconde moitié du XIX^e siècle, mais ce n'est qu'au XX^e siècle que la polarimétrie connaît véritablement ses heures de gloire, avec notamment la découverte en 1908 par George Hale de la polarisation de la lumière émise par les taches solaires, et surtout l'étude systématique de la polarisation de la lumière solaire réfléchiée par les planètes, en particulier par Bernard Lyot puis Audouin Dollfus.

La polarimétrie planétaire apportera des informations inestimables, telles que la composition

des sols planétaires et les propriétés de leur atmosphère. Ainsi, Bernard Lyot prédit dès 1929 l'existence de tempêtes de sable sur Mars ; Audouin Dollfus montre quant à lui en 1956 que le sol martien contient de l'oxyde de fer. La polarimétrie permettra également de déterminer l'existence de champs magnétiques stellaires et galactiques, après que Jesse Greenstein et Leverett Davis Jr, en 1950, aient expliqué les observations polarimétriques de structures à grande échelle de la galaxie par l'alignement de poussières interstellaires avec le champ magnétique galactique.

La polarimétrie connaît aujourd'hui un regain d'intérêt en astrophysique, avec l'observation de photons polarisés émis par les sursauts gamma.

La spectrométrie/spectroscopie

L'étude du spectre de couleur d'une source lumineuse permet d'apporter des informations cruciales sur la composition chimique de la source ou les milieux traversés par la lumière, par la présence de raies d'émission ou d'absorption à certaines longueurs d'onde. La spectroscopie est une composante essentielle de l'astronomie moderne.

Isaac Newton est vraisemblablement le premier à s'essayer à la spectroscopie astronomique, mais ses observations du spectre de Vénus ne lui permettent pas de distinguer de détails. En 1814, Joseph von Fraunhofer crée le premier *spectroscope*, qui lui permet de noter l'existence dans le spectre du Soleil de plus de 600 des raies sombres qu'avait remarquées William Wollaston douze ans plus tôt (figure (I) 3.18). Il observe ensuite que le spectre des étoiles diffère fortement de celui du Soleil et d'une étoile à l'autre, alors que ceux de la Lune et des planètes sont similaires à celui du Soleil.

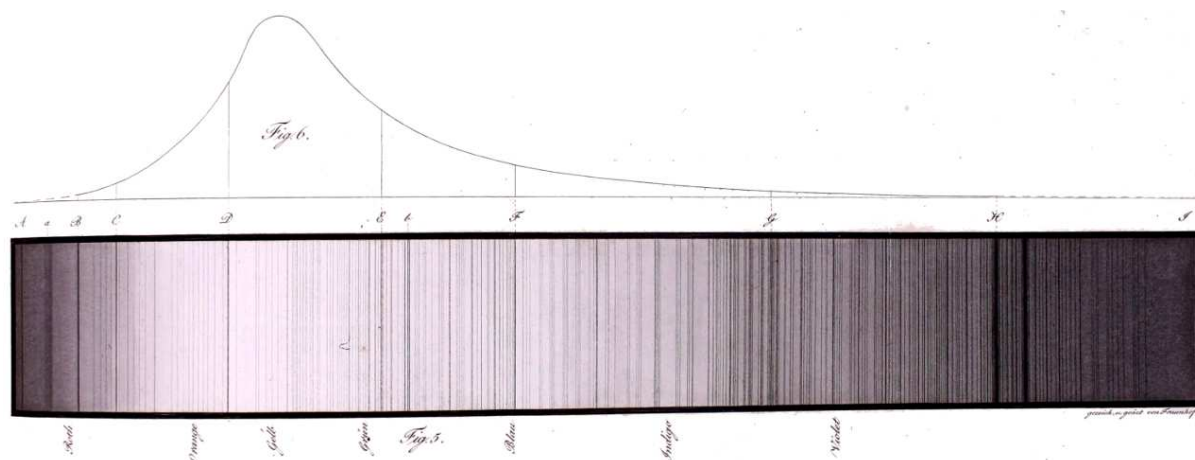


FIG. (I) 3.18: Lignes de Fraunhofer [img24]. Le spectre va du rouge au violet, de gauche à droite.

Reste à comprendre la signification physique des lignes de Fraunhofer. C'est chose faite en 1859, quand Robert Bunsen et Gustav Kirchhoff proposent une théorie complète de l'absorption, après avoir découvert que chaque spectre est caractéristique d'un composant chimique et identique pour l'absorption et pour l'émission, ce qui permet à Kirchhoff de publier la première étude de la composition chimique du Soleil.

L'établissement de cette théorie avive l'intérêt des astronomes pour la spectroscopie, et il ne faut que deux ans avant que n'apparaissent les premières ébauches de classification des étoiles par couleur, puis en 1863 selon leurs raies spectrales, Angelo Secchi publiant en particulier un ca-

talogue d'environ 4 000 étoiles [90]. La spectroscopie permet l'année suivante à William Huggins et William Miller de démontrer que les nébuleuses ne sont pas des étoiles mais des nuages de gaz, et que les étoiles sont composées d'éléments chimiques présents sur Terre. Huggins, comprenant que l'effet Doppler devrait entraîner un décalage entre les observations spectroscopiques et les raies obtenues en laboratoire, est également le premier, en 1868, à utiliser cette propriété pour calculer la vitesse radiale d'une étoile, Sirius²⁵.

La spectroscopie tient aujourd'hui une place prépondérante en astronomie. Elle est notamment utilisée pour essayer de comprendre le fonctionnement des quasars.

3.1.4 Limites de l'astronomie traditionnelle

L'astronomie est peut-être actuellement à son firmament. Les technologies mises en œuvre afin de dépasser les limitations de l'œil humain se succèdent de manière exponentielle depuis deux siècles, pour parvenir aujourd'hui aux prouesses qu'on lui connaît. Les observations couvrent tout le spectre électromagnétique, et la dissection de la lumière tend à l'exhaustivité. La détection des exoplanètes est un exemple spectaculaire des capacités actuelles de l'astronomie. Et il reste encore beaucoup à faire, tant en termes d'observations que d'améliorations techniques, d'autant plus que le ciel n'est pas figé.

Toutefois, s'il n'est pas interdit d'espérer l'invention de nouveaux procédés d'observation, l'astronomie se heurte d'ores et déjà à au moins trois obstacles *a priori* insurmontables. D'une part, les confins de l'univers visible, limités par le principe de causalité, sont déjà à portée de télescope. D'autre part, les photons sont absorbés par la matière, et ne peuvent donc pas apporter d'informations sur ce qui se passe derrière une région opaque. Ceci concerne non seulement les régions sombres telles que les nébuleuses, mais également les régions très denses telles que le cœur des objets compacts et des noyaux actifs de galaxies. Enfin, sans parler de la difficulté d'observation des photons d'ultra-haute énergie sur le plan technique (lire le paragraphe (IV) 1), l'Univers est opaque à ces derniers, victimes de la coupure GZK (paragraphe (I) 2.2).

La mise en place de techniques d'observation célestes s'appuyant sur un messager cosmique autre que le photon serait salutaire pour l'astronomie. Ainsi que l'exposeront les paragraphes suivants, l'un des objectifs principaux d'ANTARES est précisément de démontrer la faisabilité d'une telle alternative.

3.2 Le messie...

Parallèlement au développement de l'astronomie photonique, la découverte des rayons cosmiques (paragraphe (I) 2) a présagé que les photons ne sont pas nécessairement l'unique moyen d'observer le ciel : d'autres particules pourraient tout aussi bien faire l'affaire, et apporter des informations complémentaires.

Malheureusement, en pratique, peu de particules se prêtent à une observation fiable du ciel, comme le laissait entendre le paragraphe (I) 2. Les particules chargées sont défléchies par les champs magnétiques, et perdent donc toute l'information directionnelle sur leur provenance. Les protons sont de plus sensibles à l'effet GZK (lire le paragraphe (I) 2.2), et sont donc supprimés à ultra-haute énergie. Enfin, même si leur trajectoire est rectiligne à ultra-haute énergie, leur temps de parcours est inconnu, ce qui rend difficile toute tentative de corrélation. Les neutrons,

²⁵Les moyens techniques de l'époque ne lui permettent cependant pas d'obtenir une valeur correcte, le décalage étant trop faible pour être mesuré précisément.

quant à eux, ne sont pas stables : leur durée de vie est estimée à²⁶ $\tau_n = 878.5 \pm 0.7 \pm 0.3$ ns, après quoi ils décroissent par β^- : $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, ce qui limite leur horizon à environ $10E_n$ kpc (avec E_n en EeV).

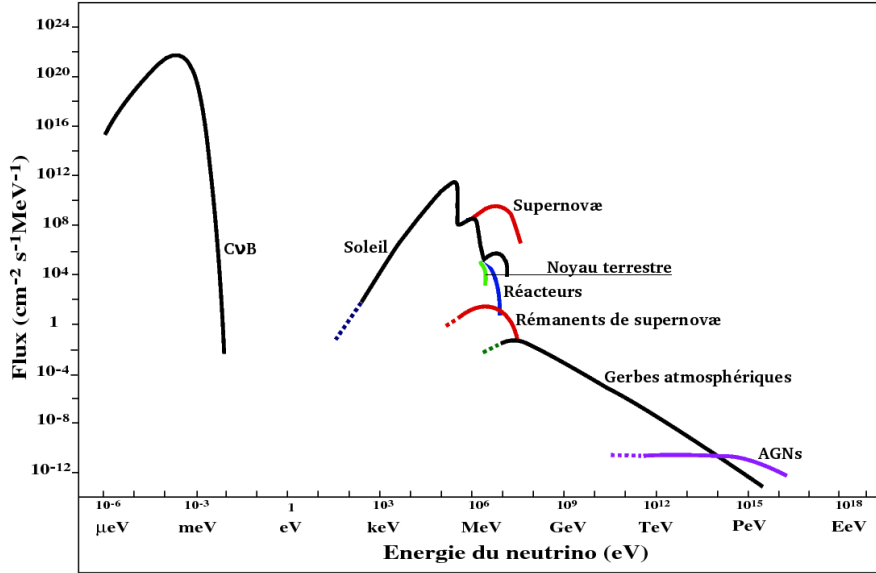


FIG. (I) 3.19: Spectre en énergie (théorique) des neutrinos (d'après [img25]). Les « neutrinos GZK », produits par la décroissance des pions générés par l'interaction de protons d'ultra-haute énergie avec les photons du CMB, ne sont pas représentés (leur énergie est de l'ordre de l'EeV).

La particule la plus prometteuse, à cet égard, est le neutrino. Stable, il ne se désintègre pas entre la source et la Terre (les oscillations ne font que « laver » la saveur initiale, lire le paragraphe (I) 1.3). Neutre, il n'est pas défléchi. Enfin, interagissant peu, il permet de voir plus loin dans l'Univers et de sonder plus profondément les objets astrophysiques. Encore faut-il qu'il soit produit par les objets et phénomènes astrophysiques, ce qui est *a priori* le cas : il est avéré que le Soleil et les supernovæ émettent des neutrinos, et la plupart des modèles prédisent également une émission de neutrinos pour de nombreux autres objets astrophysiques (la figure (I) 3.19 illustre le flux attendu de neutrinos en fonction de leur énergie). Reste un problème majeur, son principal avantage étant également son principal inconvénient : comment détecter une particule qui interagit aussi faiblement ?

3.3 Télescopes à neutrinos

Concept et premières expériences

En 1960, Moisey Alexandrovich Markov propose d'établir un détecteur au fond d'un lac ou d'un océan afin de suivre *via* leur rayonnement Čerenkov les particules chargées issues de l'interaction d'un neutrino avec la Terre [92]. Techniquement, la plupart des expériences de ce type sont constituées de lignes verticales portant des photomultiplicateurs. La première tentative

²⁶Valeur récemment mesurée par Serebrov *et al* [91]. Cette valeur s'écarte de plus de six déviations standards de la moyenne mondiale établie par le PDG [33] : $\tau_n = 885.7 \pm 0.8$ ns, mais les arguments présentés dans [91] pour expliquer cette différence semblent pertinents.

en ce sens, le projet DUMAND (*Deep Underwater Muon And Neutrino Detector Project*), est lancée en 1975, et une ligne de test immergée au large de Hawaï, à 4800 m de profondeur, en 1993 [93, 94]. La ligne ne fonctionne malheureusement qu'une dizaine d'heures, et le projet est abandonné, le ministère états-unien à l'énergie décidant de suspendre son financement.

Une poignée d'autres expériences ont suivi le concept avec plus ou moins de succès. Citons notamment les pionnières, BDUNT (Baïkal Deep Underwater Neutrino Telescope), plus communément appelée « Baïkal », et AMANDA. La première est située au fond du lac Baïkal, en Sibérie. Elle a été lancée en 1980 et recueille des données depuis 1993. De par la nature du site, elle est limitée en profondeur et en extension. La seconde, située au pôle Sud, a été lancée en 1990 [95, 96], et a ceci de particulier que le milieu radiateur n'est pas l'eau liquide mais la glace de l'Antarctique. Enfouies entre 1500 et 2000 m de profondeur, les premières lignes sont actives depuis leur installation, en 1996. Le principal inconvénient de cette expérience réside dans la forte diffusion de la glace, qui réduit fortement la résolution angulaire. Le ciel observable est de plus limité à celui de l'hémisphère nord (seuls les neutrinos montants étant considérés, lire le paragraphe (I) 2.5). AMANDA est actuellement intégrée au sein d'un dispositif bien plus imposant, IceCube, qui sera le premier télescope à neutrinos de taille kilométrique, et dont la construction sera normalement achevée en 2011 [97].

Le cas d'ANTARES

ANTARES, quant à lui, est à la fois le premier télescope à neutrinos sous-marin et le plus grand télescope à neutrinos de l'hémisphère nord. Son champ de vision est donc complémentaire de celui d'AMANDA ou d'IceCube : ensemble, ils assurent une couverture complète. De plus, leur champ étant légèrement supérieur à une demi-sphère ($2\pi \text{ sr}$)²⁷, ils se superposent et permettent donc d'éventuels recoupements. ANTARES a de plus une position privilégiée, car le plan galactique, et par conséquent un grand nombre de sources galactiques potentiellement émettrices de neutrinos, est la plupart du temps dans son champ de vision.

L'utilisation d'un milieu liquide présente en outre par rapport à AMANDA et IceCube l'avantage d'une relativement faible diffusion (lire le paragraphe (II) 1.3), ce qui permet en principe une résolution angulaire bien meilleure, d'un facteur dix. Il est de plus *a priori* impossible de récupérer une ligne dans la glace en cas de problèmes, tandis que n'importe quelle partie d'ANTARES est réparable. En revanche, l'eau impose des contraintes supplémentaires : entre autres, le télescope est constamment en mouvement, et est harcelé par la débauche de lumière des organismes et sels marins. Le fonctionnement du détecteur, son architecture et les problématiques liées à son environnement seront développées au second chapitre.

3.4 ANTARES et l'astronomie

Bien qu'une découverte d'un flux de neutrinos astrophysiques ne soit pas exclue, ANTARES est avant tout un prototype destiné à démontrer la viabilité d'un télescope à neutrinos sous-marin, au même titre qu'AMANDA relativement à IceCube : du fait de ses dimensions, sa sensibilité ne permet en effet pas d'espérer détecter un signal correspondant aux flux prédits par la plupart des modèles. Son successeur, KM3NeT, un télescope de dimensions comparables à celles d'IceCube, est actuellement en cours d'élaboration, et sa construction devrait être lancée en 2011.

Quoi qu'il en soit, les télescopes à neutrinos en sont encore au stade expérimental, et ouvrent

²⁷Cette remarque n'est vraie qu'à moyenne énergie. À très haute énergie, la Terre est opaque aux neutrinos (lire le paragraphe (I) 1.3), et le cône d'acceptance angulaire est évidé de l'intérieur.

une nouvelle fenêtre sur l'Univers — ce qui, généralement, engendre des découvertes inattendues...

4 Miscellanées

... et quelques assaisonnements

Les paragraphes (I) 1, (I) 2 et (I) 3 ont montré que si le but ultime d'un télescope à neutrinos est de faire de l'astronomie, il est également possible d'étudier les propriétés des neutrinos eux-mêmes ainsi que d'apporter des contraintes sur les rayons cosmiques. Un autre thème de recherche important est celui des coïncidences multi-messagers, qui font l'objet de collaborations avec d'autres expériences : le projet GWHEN (*Gravitational Waves and High Energy Neutrinos*) se propose ainsi d'établir un système d'alertes liés aux détecteurs d'ondes gravitationnelles VIRGO et LIGO [98], ANTARES est lié au réseau d'alertes GCN (*Gamma-ray burst Coordinate Network*) pour la détection de neutrinos issus de sursauts gamma (lire le paragraphe (II) 4.5) [99], et le projet TATO0 est organisé afin d'envoyer des alertes au télescope optique TAROT [100]. Un projet est également mis en œuvre afin de rechercher des coïncidences avec l'expérience AUGER [101].

Mais de nombreux autres sujets sont potentiellement accessibles. On peut ainsi citer, parmi les sujets qui font ou ont fait l'objet d'études de faisabilité sur ANTARES et sans prétendre à l'exhaustivité :

- les sciences de la mer (bioluminescence, océanographie, etc.) [102, 103, 104, 105] ;
- l'absorption des muons par l'eau, *via* la relation entre la profondeur et l'intensité du flux (DIR, *Depth-Intensity Relation*) [106, 107] ;
- les gerbes électromagnétiques et hadroniques [108, 109, 110] ;
- les monopôles magnétiques [111, 112, 113] ;
- les nucléarites [113] ;
- la matière noire [114] ;
- la gravitation quantique [115].

On notera également la présence sur ANTARES d'un dispositif expérimental de détection acoustique des neutrinos, AMADEUS. En outre, le principal objet du présent manuscrit est d'étudier la possibilité d'utiliser ANTARES pour détecter des photons gamma ; ce sera l'objet du quatrième chapitre.

Enfin, l'immersion d'un dispositif de la taille d'ANTARES avec les contraintes du milieu sous-marin est un véritable défi technique et technologique. Les compétences déployées en électronique et en informatique achèvent de faire d'ANTARES une expérience résolument interdisciplinaire.

CHAPITRE SECOND

Au cœur d'ANTARES

Où la machinerie neutrino-télescopique livre ses secrets.

Préambule

Certains préceptes de Sūn Zǐ sont particulièrement adaptés à la physique des hautes énergies : c'est notamment le cas de la maxime « connais-toi toi-même, et connais ton ennemi », que ce chapitre tentera de mettre en pratique. Le principal ennemi d'ANTARES, c'est son environnement. Une large place sera faite en particulier à sa principale manifestation, la bioluminescence, dont les visages sont multiples. Mais on verra que l'environnement est également un allié, puisque c'est grâce à lui qu'ANTARES peut voir les neutrinos, ou plutôt pister les muons que ceux-ci produisent. Quant à la connaissance du détecteur, développée dans le reste du chapitre, elle fait l'objet de publications très récentes et bien plus détaillées que ne peut se le permettre ce manuscrit [116, 117]. Le lecteur s'y reportera pour de plus amples détails ; on se contentera ici d'une présentation relativement superficielle.

1 Le site et ses propriétés

*... ou comment l'environnement influence
la conception d'un télescope à neutrinos sous-marin.*

1.1 Choix du site

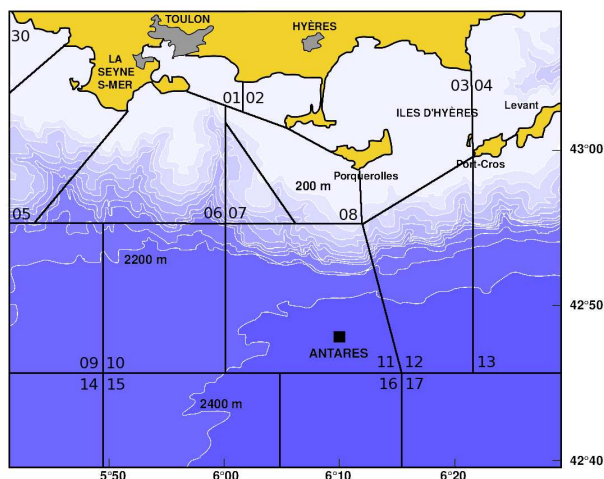
Localisation

Le télescope à neutrinos ANTARES est situé à $42^{\circ}47'56''$ N, $6^{\circ}09'57''$ E, soit environ 20.5 km au sud de l'île de Porquerolles et une quarantaine de kilomètres au sud-est au large de Toulon, entre le golfe du Lion et la mer Ligure (figure (II) 1.1). Il est posé sur la plaine abyssale du bassin Provençal, ce qui permet d'atteindre des profondeurs raisonnables (lire le paragraphe suivant), et à quelques kilomètres de la base du talus continental — où la sédimentation est plus importante.

La proximité relative de la côte et en particulier du port de Brégaillon (Toulon), où est basé l'IFREMER (Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la MER), facilite les opérations marines et réduit la longueur de câble nécessaire pour relier le détecteur à la cabine d'alimentation (la « *Power Hut* », située aux Sablettes, à La Seyne-sur-Mer) — ce qui minimise

également les risques de défaillance. Ces considérations entrent en compte dans le coût total du projet, le choix du site étant au final un compromis entre les exigences scientifiques et les contraintes techniques, détaillées ci-après, et les impératifs économiques.

FIG. (II) 1.1: *Emplacement du site d'ANTARES.* Le dégradé indique la profondeur du plancher sous-marin, par tranche de 200 m. Les chiffres indiquent les zones d'exercice de la Marine Nationale, délimitées par les traits noirs (lire le paragraphe (II) 1.4.1).



Exigences scientifiques

En ce qui concerne les exigences scientifiques, les critères majeurs sont la profondeur et les propriétés du milieu sous-marin. La *profondeur* permet en effet de réduire le bruit de fond physique, l'eau jouant le rôle d'un filtre réduisant le flux de muons atmosphériques (paragraphe (I) 2.5). Elle contraint également l'acceptance angulaire au niveau de l'horizon : plus le détecteur est ancré profondément, plus il est possible de détecter des neutrinos dont la direction d'arrivée est située au-delà de l'horizon d'ANTARES— c'est-à-dire des neutrinos descendants. Enfin, elle permet de limiter l'influence des activités biologiques et l'étendue de la bioluminescence (paragraphe (II) 1.4.2).

Les caractéristiques de l'eau affectent quant à elles la qualité du signal observé, le principe d'un télescope à neutrinos reposant sur la détection de la lumière Čerenkov émise par les muons issus des neutrinos (paragraphe (II) 2). L'*absorption* réduit notamment la quantité de lumière Čerenkov atteignant le détecteur, et donc son efficacité. Elle détermine par conséquent la granularité (espacement des éléments du détecteur) nécessaire à l'obtention d'une efficacité correcte. La *diffusion* limite la résolution en temps et en position, et par conséquent la résolution angulaire. Ces deux paramètres (sur lesquels nous reviendrons plus en détails au paragraphe (II) 1.3) réduisent également, dans une moindre mesure, la résolution en énergie. De la *salinité* dépend enfin le taux de décroissance du potassium 40, une composante importante du bruit de fond optique, qui sera l'objet du paragraphe (II) 1.4 — l'autre composante étant due à la présence d'organismes bioluminescents.

Contraintes techniques

Parmi les contraintes techniques qui régissent le choix du site, on citera notamment :

- les courants sous-marins, qui influencent la géométrie du détecteur ;
- la topologie et la nature du sol sous-marin, qui contraignent l'ancrage et les dimensions du détecteur ;
- la météo en surface, de laquelle sont tributaires les opérations marines ;
- la sédimentation, qui réduit potentiellement l'efficacité du détecteur au cours du temps.

En outre, le détecteur ne doit pas entraver les activités marines humaines (pêche, etc.) ou le déplacement de gros animaux marins. Cette contrainte est à double sens, car cela constitue également un danger pour le détecteur.

1.2 Hydrodynamique méditerranéenne

L'hydrodynamique de la mer Méditerranée est très complexe et fait l'objet d'un domaine de recherche particulièrement actif, auquel contribue ANTARES en tant que laboratoire sous-marin [102]. Les mouvements des eaux profondes, en particulier, sont encore méconnus. Les propriétés des différentes masses d'eau composant la mer Méditerranée peuvent également avoir une influence sur les données d'ANTARES.

Globalement, les précipitations ne compensent pas l'évaporation de l'eau méditerranéenne. Le détroit de Gibraltar joue donc le rôle d'une vanne de remplissage en alimentant la Méditerranée par l'eau de l'océan Atlantique. De manière très schématique, cette eau fait le tour du bassin ouest-méditerranéen dans le sens anti-horaire. Elle longe d'abord les côtes nord-africaines jusqu'à la Sicile, puis tandis qu'une partie s'infiltré dans le bassin est-méditerranéen, le reste remonte la mer Tyrrénienne en longeant les côtes de la Sicile, puis de l'Italie, de la France et enfin de l'Espagne pour retourner à son point d'origine. Cette eau étant plus légère que les eaux méditerranéennes, elle détermine surtout les courants de surface. En particulier, le courant du Nord, ou courant Liguro-Provenço-Catalan (LPC)¹, passe entre le site d'ANTARES et la côte provençale. Les turbulences engendrées par les variations hydrodynamiques naturelles, qu'elles soient saisonnières ou exceptionnelles, peuvent affecter le détecteur.

1.3 Propriétés de l'eau

Caractéristiques physiques

Plusieurs dizaines de sorties en mer, en sus des données recueillies par ANTARES, ont permis de mesurer les caractéristiques optiques du milieu marin à l'emplacement du détecteur. La température varie entre 13.1 et 13.3°C, pour une pression située entre 200 et 260 atm et une salinité de l'ordre de 38-39‰. Ces paramètres déterminent la valeur de l'indice de réfraction, qui influence directement les propriétés du signal. Le tableau (II) 1.1 présente la concentration des principaux éléments, de laquelle dépend entre autres la section efficace d'interaction des neutrinos [118].

	H	O	Na	Mg	Cl
Z	1	8	11	12	17
A (u)	1.00794	15.9994	22.9898	24.3050	35.4527
w	0.1074	0.8541	0.0132	0.0015	0.0237

TAB. (II) 1.1: Composition de l'eau de mer au niveau d'ANTARES. Les différentes lignes indiquent respectivement le numéro atomique Z , la masse atomique relative A et la masse relative w pour une salinité de 38.44‰.

¹On rencontre également d'autres terminologies, généralement composées d'adjectifs liés à la Ligurie, la Provence et/ou la Catalogne, en fonction des influences géographiques, ces trois régions étant longées par le courant LPC.

Biosalissures et sédimentation

Dès leur immersion, les modules optiques (OMs, paragraphe (II) 3.3) sont enveloppés de micro-organismes. Ce phénomène est désigné sous le terme de « biosalissures », ou *biofouling*. La colonisation se déroule en deux temps. Les macromolécules (organiques ou non) présentes dans l'eau forment en quelques minutes un film sur l'OM, qui modifie les propriétés de sa surface, facilitant l'adhésion des algues, champignons et surtout bactéries. Celles-ci se fixent sur la surface en quelques heures, puis forment des microcolonies qui constituent, avec les autres micro-organismes, un biofilm pouvant modifier significativement les propriétés optiques de l'OM. Les tests ont toutefois montré que les propriétés de l'eau sur le site d'ANTARES limitent la croissance de ce biofilm. La figure (II) 1.2 présente un des cas les plus spectaculaires de biosalissures sur l'un des OMs d'ANTARES, après la récupération de la ligne 6. Des échantillons prélevés sur les OMs à cette occasion sont actuellement en cours d'analyse [119].

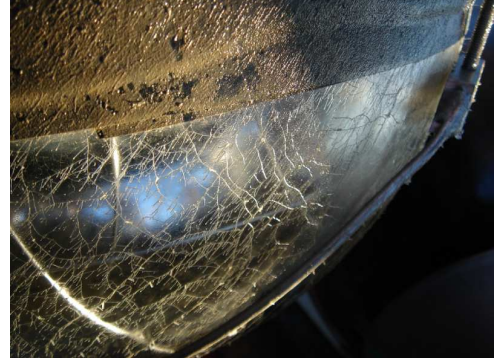


FIG. (II) 1.2: Photographie d'un OM de la ligne 6 [img26]. L'effet de « verre brisé » correspond aux « biosalissures », et de la sédimentation est visible sur le ruban adhésif. Cet OM est un cas extrême : les biosalissures observées sur les autres OMs sont moins importantes.

Bien que plus importante sur le haut de l'OM, la population de bactéries n'est pas tellement sensible à l'orientation : des mesures effectuées entre 1997 et 1998 ont montré qu'elle est de l'ordre de 10^5 cm^{-2} au bout de quelques mois et semble stagner. De plus, sa transmission optique semble très bonne, proche de 100 % entre 350 et 850 nm. La perte de sensibilité optique des OMs est donc essentiellement due à la sédimentation. Du fait de leur orientation (lire le paragraphe (II) 3.3), les OMs y sont peu sensibles : elle est très faible sur la partie optiquement active de l'OM, et est estimée à environ 2 % après 1 an au niveau de l'équateur de l'OM [103].

Diffusion

La transparence d'un milieu non vide n'est jamais totale. L'absorption de la lumière par un milieu est caractérisée par la *longueur d'absorption* λ_{abs} , au-delà de laquelle le nombre de photons non diffusés est diminué d'un facteur $\frac{1}{e}$. Le flux de photons ϕ obéit alors à la loi de Beert-Lambert, et s'écrit en fonction de la distance d au point d'origine,

$$\phi(d) = \phi(0)e^{-\frac{d}{\lambda_{\text{abs}}}}. \quad ((\text{II}) 1.1)$$

Les photons peuvent également être diffusés au cours de leur parcours, c'est-à-dire changer de direction. Cette diffusion peut se faire au niveau moléculaire (diffusion Rayleigh) comme au niveau macroscopique (diffusion de Mie). De la même manière que pour l'absorption, on définit une *longueur de diffusion* λ_{diff} telle que

$$\phi(d) = \phi(0)e^{-\frac{d}{\lambda_{\text{diff}}}}. \quad ((\text{II}) 1.2)$$

Il est commode de combiner λ_{abs} et λ_{diff} en une *longueur effective d'atténuation* $\lambda_{\text{att}}^{\text{eff}}$, de sorte que

$$\frac{1}{\lambda_{\text{att}}^{\text{eff}}} = \frac{1}{\lambda_{\text{abs}}} + \frac{1}{\lambda_{\text{diff}}}, \quad ((\text{II}) 1.3)$$

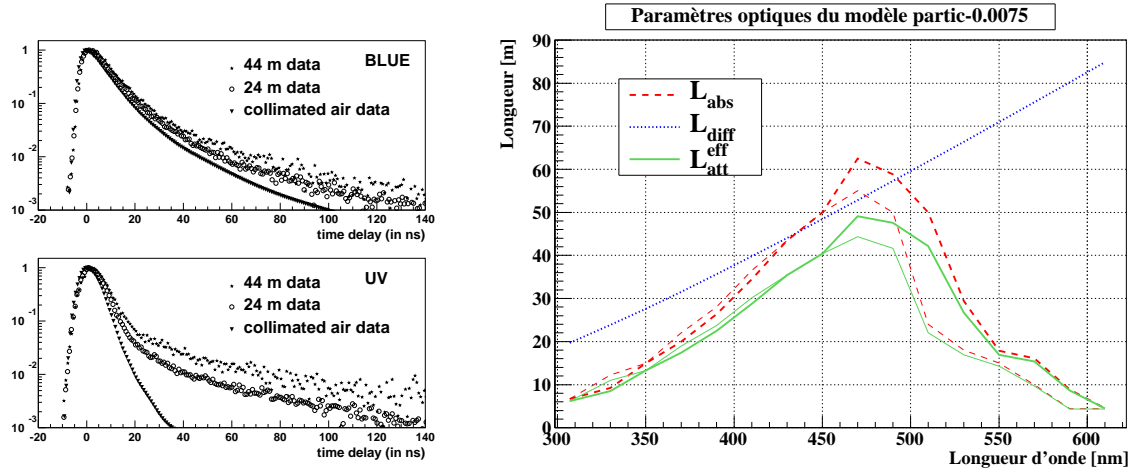


FIG. (II) 1.3: À gauche, distribution des temps d'arrivée des photons sur un OM à 24 et 44 m de distance, normalisées et décalées de sorte que le maximum soit en $t = 0$, pour $\lambda = 466$ nm et $\lambda = 370$ nm, mesurées in situ respectivement en juin 2000 et septembre 1999, et étalonnées par des données obtenues par lumière collimatée dans l'air [img27]. Le pic correspond aux photons dont la trajectoire est directe, et la queue aux photons diffusés. À droite, paramètres optiques utilisés pour la simulation Monte-Carlo. Les pointillés bleus désignent la longueur de diffusion L_{diff} , les traits interrompus courts rouge la longueur d'absorption L_{abs} et les traits continus la longueur effective d'atténuation $L_{\text{att}}^{\text{eff}}$. Les traits fins correspondent aux valeurs les plus à jour, et les traits épais à celles utilisées dans cette étude — les premières n'ayant pas été mises à jour dans la suite de simulation KM3 (paragraphe (IV) 3.5) [img16].

où la longueur effective de diffusion est donnée par

$$\lambda_{\text{diff}}^{\text{eff}} = \frac{\lambda_{\text{diff}}}{1 - \langle \cos \theta \rangle}, \quad ((\text{II}) 1.4)$$

$\langle \cos \theta \rangle$ étant la valeur moyenne du cosinus de l'angle de la diffusion. La longueur d'absorption, la longueur de diffusion et par conséquent la longueur effective d'atténuation dépendent de la longueur d'onde et varient au cours du temps. Les mesures effectuées sur le site d'ANTARES entre 1997 et 2000 sont comprises approximativement entre 20 m et 26 m en UV et entre 40 m et 65 m dans le bleu [120]. La figure (II) 1.3 montre les valeurs utilisées pour les simulations Monte-Carlo.

Ces paramètres ont une grande importance pour ANTARES : une augmentation de 10 % de la longueur d'absorption aurait pour conséquence une augmentation de 20 % du flux de muons atmosphériques mesuré (voir la figure (IV) 4.21).

Vitesse de la lumière

La vitesse de la lumière dans un milieu matériel est différente de celle de la lumière dans le vide, en raison de l'interaction des photons avec les composants du milieu². Elle est donnée par la relation $v = \frac{c}{n}$, où n est l'indice de réfraction du milieu traversé. Ce paramètre a une forte influence sur l'angle d'émission du rayonnement Čerenkov (lire le paragraphe (II) 2.3). Il est défini comme la racine carrée du produit entre la perméabilité magnétique μ_r (égale à 1 pour

²Curieusement, l'interprétation microscopique de ce phénomène semble faire défaut, hormis quelques tentatives récentes [121].

un matériau non magnétique) et la permittivité diélectrique ϵ_r du milieu : $n^2 = \mu_r \epsilon_r$. Pour un milieu *dispersif*, où l'indice de réfraction dépend de la longueur d'onde considérée, la vitesse de la lumière, ou *vitesse de phase*, ne correspond cependant pas à la vitesse réelle des photons : celle-ci est donnée par la *vitesse de groupe* v_g , qui s'exprime en fonction de l'indice de groupe n_g par $v_g = \frac{c}{n_g}$ (pour un milieu non dispersif, $n_g = n$). Ce paramètre agit donc directement sur le temps d'arrivée des photons sur le détecteur, et dépend également de la longueur d'onde des photons.

Dispersion

L'indice de réfraction n est ajusté en fonction de la longueur d'onde λ , de la pression P , de la température T et de la salinité S du milieu par l'équation :

$$n(\lambda, P, T, S) = n_0 + n_1 P + (n_2 - n_3 T + n_4 T^2) S - n_5 T^2 + \frac{n_6 + n_7 S - n_8 T}{\lambda} - \frac{n_9}{\lambda^2} + \frac{n_{10}}{\lambda^3}, \quad ((\text{II}) 1.5)$$

les valeurs des paramètres n_i étant indiquées dans le tableau (II) 1.2 [122].

n_0	n_1	n_2	n_3	n_4	
1.31405	1.45×10^{-5}	1.779×10^{-4}	1.05×10^{-6}	1.6×10^{-8}	
n_5	n_6	n_7	n_8	n_9	n_{10}
2.02×10^{-6}	15.868	0.01155	0.00423	4382.	1.1455×10^6

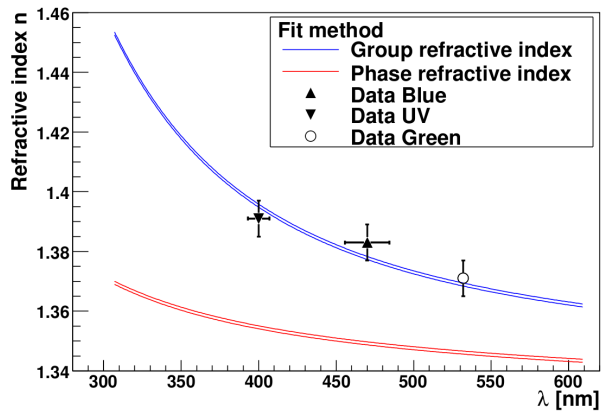
TAB. (II) 1.2: Paramètres pour l'ajustement de l'indice de réfraction (équation (II) 1.5).

L'indice de groupe n_g est quant à lui obtenu en fonction de l'indice de phase et de sa dérivée par rapport à la longueur d'onde [122] :

$$n_g(\lambda) = \frac{n(\lambda)}{1 + \frac{\lambda}{n(\lambda)} \frac{dn(\lambda)}{d\lambda}}. \quad ((\text{II}) 1.6)$$

L'indice de groupe est assez facile à mesurer expérimentalement : il suffit de mesurer le temps mis par un signal lumineux pour parcourir une distance donnée. Les mesures effectuées avec ANTARES sont compatibles avec ce modèle [123].

FIG. (II) 1.4: Variations des indices de réfraction de phase (n_p , courbe inférieure, en rouge) et de groupe (n_g , courbe supérieure, en bleu), en fonction de la longueur d'onde sur le site d'ANTARES, selon les relations (II) 1.5 et (II) 1.6 (le double trait indique la variabilité entre le haut et le bas des lignes, l'indice augmentant avec la pression), et mesures préliminaires obtenues à partir des balises optiques d'ANTARES [img28].



1.4 Bruit de fond sous-marin

1.4.1 Sources de bruit de fond optique

Tout processus producteur de lumière est une source potentielle de bruit de fond pour ANTARES. Au-delà de quelques centaines de mètres de profondeur, l'eau de mer est complètement opaque à la lumière reçue en surface : ANTARES est immergé dans la *zone aphotique*, les ténèbres perpétuelles, où la lumière du Soleil ne perce pas. Seules les activités humaines et les sources de lumière endogènes participent donc au bruit de fond *optique*.

Les sources de lumière d'origine humaine sont en principe inexistantes : ANTARES est situé dans une zone contrôlée par la Marine Nationale (le secteur 11 de la zone d'exercice de la région maritime Méditerranée, ou « zonex 11 »), et des règles de navigation ont été établies avec la préfecture. Une zone d'un mille marin³ est ainsi délimitée autour du centre du détecteur, dans laquelle toute opération sous-marine hors manœuvres liées à ANTARES est prohibée. L'allumage des lampes des vaisseaux sous-marins ainsi que le lancement ou le remorquage de tout équipement sont également interdits dans un rayon de deux milles marins autour du centre du détecteur, sauf autorisation explicite délivrée par la collaboration ANTARES. Il n'est toutefois pas exclu que quelques événements inexplicables (illumination globale du détecteur sur une période relativement longue) puissent trouver leur origine dans des opérations militaires sous-marines à proximité du détecteur...

La production de lumière naturelle, à ces profondeurs, se fait essentiellement par bioluminescence et par rayonnement Čerenkov des produits issus de la radioactivité naturelle, essentiellement de la désintégration du potassium 40. La description de ces processus fait l'objet des paragraphes (II) 1.4.2 et (II) 1.4.3, respectivement. L'existence de *chimiluminescence* (luminescence non imputable à un processus biologique) n'est pas exclue, mais probablement négligeable en comparaison de ces deux processus. C'est également le cas de la fluorescence (diffusion Raman) pour les longueurs d'ondes d'intérêt.

Ces contributions sont qualifiées de bruit de fond *optique*, par opposition avec le bruit de fond *physique* produit par les rayons cosmiques (paragraphe (I) 2.5).

1.4.2 Bioluminescence

Usage(s) de la bioluminescence

La *bioluminescence* est la propriété qu'ont certains organismes d'émettre de la lumière par réaction chimique. C'est l'une des principales solutions permettant de pallier l'obscurité sous-marine, et elle est de ce fait utilisée par de nombreuses espèces subaquatiques, des organismes unicellulaires aux poissons en passant par les méduses et les crustacés : on estime que la grande majorité des organismes vivant aux profondeurs d'ANTARES possèdent des caractéristiques bioluminescentes. Selon la fonction de cette bioluminescence, sa fréquence et ses manifestations pourront affecter différemment le détecteur. Outre l'éclairage des fonds marins, on distingue principalement trois catégories de fonctions liées à la bioluminescence [124] :

- **reproduction :**

La bioluminescence peut être utilisée pour la recherche de partenaires dans le cadre de la parade nuptiale. Il existe une grande variété de techniques de séduction, propres à chaque

³Le mille marin est défini comme 1 852 m.

espèce : les individus émettent de la lumière sous la forme de séquences de flashes ou en continu, parfois associée à un motif spatial (« danse nuptiale »), en groupe ou individuellement, ou encore en rejetant un nuage bioluminescent. Le but est soit de repérer les individus de l'autre sexe en provoquant chez eux une réaction remarquable, soit de les attirer. La bioluminescence à des fins reproductives est souvent (mais pas exclusivement) associée aux mâles, afin de ne pas attirer l'attention des prédateurs sur les femelles, dont dépend de manière plus décisive la survie de l'espèce.

- **chasse :**

La bioluminescence peut servir à la recherche de nourriture, essentiellement de deux façons : en permettant de visualiser les proies, ou en les appâtant. Dans le premier cas, la production de lumière (sporadique ou continue) est faite près des régions oculaires, tandis que dans le second cas elle est localisée dans des zones proches des mâchoires, le plus souvent au bout d'appendices plus ou moins filaires.

- **autodéfense :**

Il s'agit vraisemblablement de la fonction la plus répandue. Là encore, plusieurs méthodes sont utilisées, dont en particulier l'aveuglement, la diversion et la technique dite du « signal d'alarme » (ou *burglar alarm*). La première consiste à émettre un flash court et très puissant dans le but d'aveugler le prédateur, dont les organes oculaires sont hypersensibles du fait de l'adaptation à l'obscurité permanente. La deuxième méthode repose sur l'éjection d'une substance bioluminescente, soit sous la forme d'un nuage diffus censé perturber la vision du prédateur, soit sous une forme compacte réellement destinée à faire diversion, voire en sacrifiant une partie du corps de l'organisme émetteur. Enfin, la méthode du signal d'alarme est efficace surtout lorsque la bioluminescence ambiante est faible et que toute émission de lumière capte l'attention des prédateurs alentours : le principe est d'attirer un prédateur de son propre prédateur, et d'obtenir ainsi une occasion de s'éclipser. Notons également, à titre indicatif, la bioluminescence en tant qu'outil de camouflage, afin d'éviter que la silhouette de l'animal ne se découpe à contre-jour sur le plafond sous-marin, lumineux à cause de la lumière solaire : cette utilisation est limitée aux zones épi- et mésopélagique (profondeur jusqu'à respectivement 200 et 1000 m), et n'intervient donc pas aux profondeurs d'ANTARES.

Chez la plupart des espèces, la production de lumière se fait généralement sous forme de flashes. Dans le cas des bactéries, l'émission semble cependant systématiquement continue. Notons enfin que le phytoplancton n'atteint pas les profondeurs d'ANTARES : les populations d'organismes microscopiques au niveau du détecteur sont donc exclusivement constituées de zooplancton.

Ces manifestations ont une influence différente sur ANTARES. On suppose que la lumière détectée par ANTARES est essentiellement due aux mécanismes d'autodéfense, notamment en réaction à la présence des éléments du détecteur.

Production

Les mécanismes de production de lumière par bioluminescence sont complexes et encore mal compris. Le plus répandu fait intervenir un substrat organique, désigné par le terme générique de *luciférine*, qui sous l'action d'un catalyseur (désigné par le terme de *luciférase* dans le cas d'une enzyme, mais d'autres substances peuvent faire office de catalyseur), et en présence d'oxygène, subit une réaction chimique complexe, au cours de laquelle la molécule prend la forme d'*oxyluciférine* dans un état excité. Le retour de l'oxyluciférine à l'état fondamental se fait par émission spontanée, avec éventuellement l'excitation supplémentaire de protéines fluorescentes

qui à leur tour émettent des photons (figure (II) 1.5). Il s'agit d'un mécanisme réversible, l'état final des molécules organiques est identique à leur état initial. La quantité de lumière générée est normalement proportionnelle au taux de luciférine.

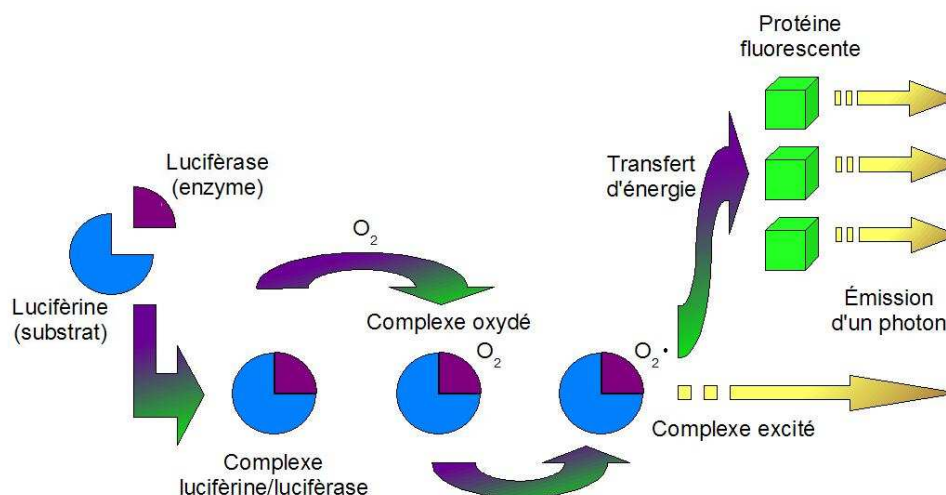


FIG. (II) 1.5: Schéma de principe du principal mode de production de la bioluminescence [img29].

La grande variété des molécules mises en jeu, et notamment des luciférases, couplée à la diversité limitée des luciférines (quatre luciférines sont à l'origine de l'essentiel de la bioluminescence des organismes marins [125]), démontre que ce mécanisme de bioluminescence résulte de convergences évolutives parallèles. Cette variété prouve le grand intérêt de ce trait évolutif pour la survie des espèces, ce que confirme l'existence d'autres processus de bioluminescence.

Bien que certaines espèces animales utilisent une longueur d'onde un peu plus grande afin de s'assurer une discrétion accrue (notamment pour la chasse), la longueur d'onde des émissions dues à la bioluminescence est généralement centrée autour du maximum de transmittivité de la lumière dans l'eau, soit environ 480 nm — ce qui correspond également, pour des raisons évidentes, au domaine de sensibilité d'ANTARES.

Faune méditerranéenne

La mer Méditerranée est oligotrophe, c'est-à-dire pauvre en élément nutritifs. Par conséquent, la densité d'organismes marins, et donc d'organismes bioluminescents, devrait être assez faible. Des mesures effectuées sur le site d'ANTARES [126] semblent confirmer cette hypothèse (figure (II) 1.6), indiquant une densité d'espèces bioluminescentes 5 à 30 fois plus faible qu'en différents points de l'océan Atlantique à profondeur équivalente [127, 128, 129].

À partir d'une certaine profondeur, la bioluminescence devient rare et la densité de bioluminescence atteint une valeur constante en fonction de la profondeur. Cette profondeur est de l'ordre de 1000 à 1500 m sur ANTARES, mais ces valeurs sont à prendre avec précau-

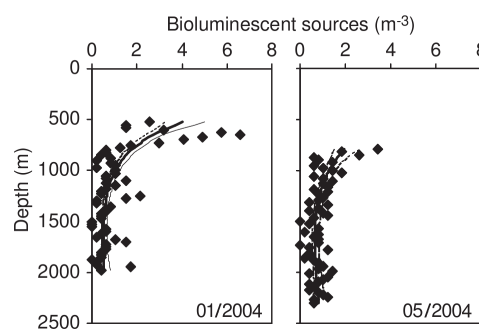


FIG. (II) 1.6: Relevés de la densité de sources de bioluminescence sur le site d'ANTARES, à deux dates différentes (d'après [img30]).

tion, à cause de la grande variabilité de l'activité bioluminescente au cours du temps. Les variations sont saisonnières mais imprévisibles : depuis les débuts d'ANTARES, deux périodes ont été particulièrement actives, aux printemps 2006 et 2009.

La taille des animaux bioluminescents en Méditerranée varie des copépodes de l'ordre du millimètre aux larges colonies de plus de 10 mètres de long contenant plus de 100 000 individus chacun capable d'émettre des flashes, en passant par les crevettes *euphausiid* de quelques centimètres. Les plus petits organismes sont généralement les plus abondants, ce qui implique que la bioluminescence est essentiellement due aux petits crustacés comme les copépodes. La figure (II) 1.7 illustre un événement bioluminescent de taille assez importante sur le site d'ANTARES.



FIG. (II) 1.7: Photographie d'un individu bioluminescent prise par l'une des caméras installées sur la ligne d'instrumentation IL07 (lire le paragraphe (II) 3.1). L'échelle n'est pas précisément connue (elle dépend de la distance à la caméra).

Motifs de bioluminescence vus par ANTARES

Malgré le faible nombre d'organismes bioluminescents à la profondeur d'ANTARES, le taux de bioluminescence semble important. En réalité, la fréquence naturelle de la bioluminescence est très inférieure au taux de bioluminescence observé par ANTARES. Bien que la plupart des organismes à ces profondeurs soient capables d'émettre de la bioluminescence, c'est un processus gourmand en énergie ; il est utilisé avec parcimonie, et réservé aux « grandes occasions » ou aux situations critiques. La bioluminescence spontanée est donc rare : même dans des densités importantes d'individus bioluminescents, la bioluminescence n'est normalement pas discernable [130]. La bioluminescence vue par ANTARES est donc vraisemblablement due à une émission d'autodéfense par le plancton, essentiellement stimulée par les interactions des organismes avec le détecteur : par contact direct, mais surtout et le plus souvent en réaction à la pression plus importante à proximité de ses éléments.

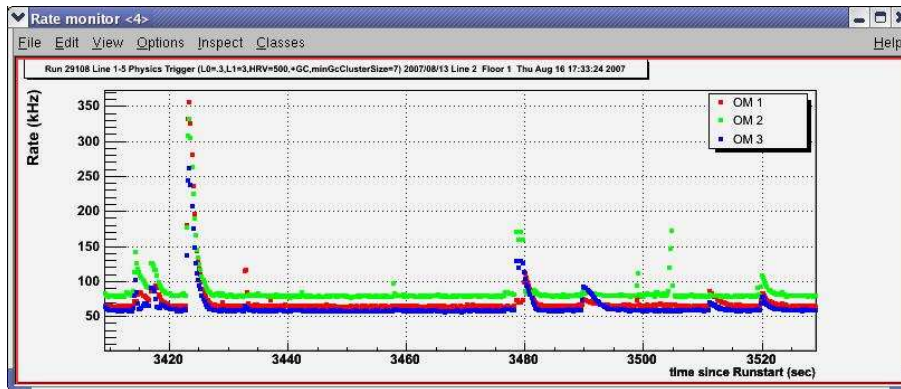


FIG. (II) 1.8: Taux de comptage sur les trois modules optiques d'un étage, illustrant la ligne de base, continue, et quelques bouffées de lumière dues à la bioluminescence.

La faune responsable de la bioluminescence au niveau d'ANTARES est mal connue et reste non identifiée, bien que la présence de certaines espèces soit avérée dans cette région. On distingue deux contributions significativement différentes au bruit de fond optique dû à la bioluminescence⁴ : une composante continue à moyen terme, vue par les modules optiques à raison d'un taux allant généralement de quelques kilohertz à quelques centaines de kilohertz (rarement au-delà du mégahertz) et variant sur des échelles de temps de l'ordre de quelques heures à quelques jours, et une composante intermittente, constituée de bouffées de lumière (« *bursts* ») de quelques centaines de kilohertz à plusieurs mégahertz durant quelques secondes. Ces deux types de contributions sont visibles sur la figure (II) 1.8.

La composante continue, ou *baseline* (ligne de base), affecte en général le détecteur de manière plus ou moins uniforme, ce qui laisse supposer une origine microscopique. La composante intermittente est quant à elle circonscrite à un étage, voire à un OM. Elle semble corrélée dans une certaine mesure au courant, ce qui corrobore l'hypothèse d'une excitation mécanique des organismes microscopiques non-bactériens par le détecteur. Il a également été observé en quelques occasions une émission continue pendant plusieurs heures sur un seul étage, affectant différemment les différents OMs de l'étage et même son inclinaison, ce qui laisse supposer la présence d'un animal bioluminescent de grande taille [131].

L'observation des divers motifs de bioluminescence dans le détecteur reflète la diversité des espèces bioluminescentes sur le site. Mais la constatation la plus importante que l'on peut extraire de l'interaction de la bioluminescence avec ANTARES est certainement la grande variabilité temporelle, sans périodicité flagrante sur plusieurs années successives (figure (II) 1.9), sans doute liée à la complexité des échanges de masses d'eau au sein de la Méditerranée, interdisant toute prévision à long terme.

Modélisation

Il a récemment été tenté de paramétriser le nombre d'impacts d'organismes bioluminescents sur le détecteur en fonction de la vitesse du courant, de la densité d'individus et de la taille des OMs et du plancton bioluminescent [126]. Un modèle simple, où le taux d'impacts T des animaux bioluminescents avec un OM est lié aux diamètres de l'OM et d'un animal bioluminescent, ainsi

⁴Il est possible de décorrélérer complètement la contribution de la bioluminescence au bruit de fond optique total, lire le paragraphe (II) 1.4.3.

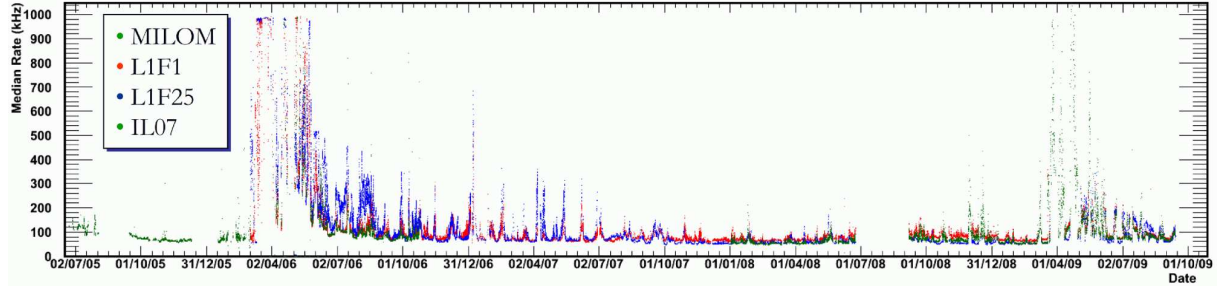


FIG. (II) 1.9: Valeur médiane du taux de bioluminescence entre juillet 2005 et octobre 2009 [img31].

qu'à la densité ρ d'organismes bioluminescents, et à la vitesse du courant v , par la relation

$$T = \pi \left(\frac{\Phi_{\text{OM}}}{2} + \frac{\Phi_{\text{animal}}}{2} \right)^2 \times v \times \rho, \quad ((\text{II}) 1.7)$$

en supposant que chaque impact crée au moins un flash bioluminescent, semble à première vue en accord avec les observations de la ligne 1 (bouffées au mégahertz toutes les quelques minutes).

En réalité, l'excitation des organismes résulte plus vraisemblablement de l'augmentation de la pression due au courant à proximité des éléments du détecteur que d'un contact direct. En outre, cette modélisation ne prend pas en compte la stimulation par le support des modules optiques, la ligne et les autres instruments. De telles études dépendent de nombreux paramètres, et nécessitent à la fois un approfondissement et une confrontation rigoureuse avec les données *in situ*.

1.4.3 Radioactivité

Canaux de décroissance

La principale source notable de radioactivité productrice de lumière au niveau d'ANTARES est le potassium 40 (^{40}K). Il s'agit d'un isotope instable constituant 0.0117% du potassium naturel, ce qui est très faible en proportion de l'ensemble du potassium, mais résulte en une quantité importante du fait de l'abondance de cet élément : le taux de potassium dans l'eau de mer est de l'ordre de 0.01 mol.L^{-1} . Les deux autres isotopes naturels du potassium, le ^{39}K et le ^{41}K (qui constituent respectivement 93.26% et 6.73% du potassium naturel), sont stables. Il en résulte un taux de radioactivité d'environ 13 à 14 Bq.L^{-1} .

Le ^{40}K a une demi-vie de 1.25×10^9 ans, et possède quatre canaux de décroissance [132] :

- le canal le plus fréquent est celui de la **décroissance** β^- en calcium 40 (^{40}Ca), qui advient dans 89.25(17)% des cas ;
- la **capture électronique** se produit dans 10.55(11)% des cas⁵ ; l'argon 40 (^{40}Ar) résultant est dans un état instable ($J^\pi = 2^+$), et se désexcite au bout de 1.61 ps en émettant un photon de 1461 keV ;

⁵Cette propriété est utilisée comme technique de datation en géologie : connaissant la durée de vie du ^{40}K et le rapport de branchement de la capture électronique, et considérant que la roche ne contenait pas d'argon lors de sa formation, le rapport des abondances en ^{40}K et en ^{40}Ar donne (moyennant quelques corrections) le temps écoulé depuis sa formation.

- la **capture électronique** peut également amener l'argon 40 directement au niveau fondamental, sans émission de photon — ce cas est cependant peu fréquent, il ne constitue que 0.2(1) % des événements ;
- enfin, le canal de **décroissance β^+** est le plus rare : seulement 0.00100(12) % des cas.

Production de lumière

Le spectre en énergie cinétique des électrons émis par décroissance β^- est continu de 0 à 1311 keV. D'après la formule (II) 2.12 définie au paragraphe (II) 2.3, l'énergie seuil d'émission Čerenkov pour un électron dans l'eau du site d'ANTARES (dans le domaine de sensibilité en longueur d'onde des modules optiques) est de l'ordre de 240 keV. Une grande partie de ces électrons émettent donc de la lumière Čerenkov. De plus, le spectre est plus dur qu'un spectre de décroissance β^- traditionnel, car la transition entre le ^{40}K et le ^{40}Ca est une transition unique interdite du troisième ordre : $J^\pi = 4^- \rightarrow J^\pi = 0^+$ (ce qui explique la longue demie-vie du ^{40}K).

Des simulations Monte-Carlo ont montré qu'environ 81 % des électrons créent au moins un photon Čerenkov. Ils ne parcourent que quelques millimètres, mais c'est suffisant pour émettre en moyenne 36 à 38 photons Čerenkov d'une longueur d'onde comprise entre 300 et 600 nm. Notons que même s'il était possible de reconstruire la trajectoire d'un électron avec si peu de photons, l'information sur la direction est de toute façon perdue à cause de la diffusion multiple des électrons.

Dans le cas de la capture électronique, le photon émis est beaucoup trop énergétique pour être vu directement par les photomultiplicateurs. Cependant, il peut interagir par diffusion Compton avec les électrons des couches extérieures des atomes qu'il approche et les éjecter de leur atome, ou plus rarement créer une paire électron/positron. Ces électrons peuvent eux-même produire un rayonnement Čerenkov et donc être détectés. Les simulations Monte-Carlo ont estimé qu'un photon émis lors d'une capture électronique parcourt quelques dizaines de centimètres, avant d'éjecter 1.6 électrons d'une énergie de 1.2 MeV, produisant au total 66 à 69 photons Čerenkov (chiffres moyens).

Le troisième processus (capture électronique sans émission) ne participe pas au bruit de fond, et le dernier (β^+) est totalement négligeable. Le nombre total de photons Čerenkov créés par une décroissance du ^{40}K est donc en moyenne de 39 à 41.

Autres sources

Hormis le ^{40}K , les principaux isotopes capables de générer du bruit de fond optique sont l'uranium 238 (^{238}U) et le thorium 232 (^{232}Th). Leur contribution est faible en regard de celle du ^{40}K .

1.4.4 Influence du bruit de fond sous-marin

Les différentes composantes du bruit de fond optique ont des conséquences différentes. La lumière due au ^{40}K et à la composante continue de la bioluminescence dégrade le taux d'acquisition des données et la qualité des analyses physiques. Le choix des filtres activés pour l'acquisition des données dépend d'ailleurs de la ligne de base. Ces composantes participent également au vieillissement des différents éléments du détecteur et en particulier des photomultiplicateurs. La composante discontinue de la bioluminescence, quant à elle, crée essentiellement des temps morts dans l'acquisition. C'est également le cas de la composante continue de la bioluminescence lorsqu'elle atteint des niveaux trop importants, car le gain des photomultiplicateurs est

alors volontairement réduit afin de limiter leur dégradation, voire l'acquisition complètement stoppée.

Ces composantes présentent également des problématiques différentes en termes d'évaluation, c'est-à-dire pour la détermination de leur influence sur les données. La radioactivité sous-marine est *a priori* répartie uniformément dans le détecteur et agit de manière continue et constante au cours du temps. S'il n'est pas possible de s'en affranchir, il est en revanche aisé de la simuler, la position des photomultiplicateurs affectés étant totalement aléatoire. Elle a fait l'objet de plusieurs études Monte-Carlo [118, 133], et est même utilisée afin d'étudier l'évolution de la réponse du détecteur au cours du temps. La bioluminescence, quant à elle, est très variable et n'est pour l'instant pas facilement simulable, et son impact précis sur les données reste méconnu.

Si les taux d'illumination sont parfois élevés, la quantité de lumière émise par le bruit de fond optique est quant à elle faible : augmenter le seuil d'acquisition d'un module optique de 0.3 à 2 photoélectrons fait chuter le taux continu de 30 kHz à 300 Hz.

2 Du neutrino au détecteur

... ou comment distinguer des neutrinos où l'on ne voit que photons.

2.1 Principe de détection

Le principe de détection sur lequel repose les télescopes à neutrinos et donc ANTARES a été imaginé en 1960 par Moisey Markov [92]. Lorsqu'un neutrino de très haute énergie interagit avec la Terre, il crée un muon (ou un autre lepton)⁶. Au cours de sa propagation, le muon interagit avec le milieu qui l'entoure, et lui transmet une partie de son énergie. Si la vitesse du muon est supérieure à celle de la lumière dans le milieu, une partie infime de cette énergie est convertie en une grande quantité de rayonnement Čerenkov (paragraphe (11) 2.3). La détection de ce rayonnement permet de remonter à la direction du muon, et donc à celle du neutrino incident.

Le muon crée également sur son trajet des gerbes électromagnétiques, elles-mêmes productrices de lumière Čerenkov, qui peuvent dégrader la reconstruction de la trajectoire du muon, ou au contraire être utilisées pour améliorer l'estimation de son énergie.

2.2 Interaction des muons avec la matière

Déplacement d'une particule dans un milieu matériel

Une particule libre sensible à l'interaction électromagnétique, lorsqu'elle traverse un milieu matériel (c'est-à-dire non vide), échange avec celui-ci des photons virtuels (on négligera ici l'effet des autres interactions). Globalement, les échanges se compensent, mais ces interactions peuvent donner lieu à des pertes d'énergie, notamment par excitation ou ionisation d'un atome

⁶L'interaction du neutrino avec la matière est décrite au paragraphe (1) 1.3. Bien qu'il ne soit en théorie pas impossible de détecter d'autres particules émises lors de cette interaction, on se limitera dans ce manuscrit à la description de la détection par les muons, pour lesquels ANTARES est optimisé (lire la fin du paragraphe sus-cité pour un aperçu plus large des possibilités).

du milieu, par création de paire particule/antiparticule ou par diffusion inélastique sur un noyau (interaction photonucléaire).

En principe, une particule en mouvement uniforme ne peut pas émettre de photons réels. Une telle situation peut toutefois être réalisée sous certaines conditions. C'est le cas, en particulier, lorsque la particule est sous l'effet d'une accélération : c'est le rayonnement de freinage, ou *bremssstrahlung*, où le photon émis emporte une quantité importante de l'énergie de la particule. C'est également le cas lorsque celle-ci se déplace à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu traversé : c'est l'effet Čerenkov, qui fera l'objet du paragraphe (II) 2.3. C'est sur cette dernière propriété que repose le principe de base des télescopes à neutrinos.

Pertes d'énergie

Le muon perd donc de l'énergie au cours de ses interactions avec la matière environnante. Ces pertes constituent un problème pour les télescopes à neutrinos, car elles réduisent la possibilité de remonter à l'énergie du neutrino dont est issu le muon.

À très haute énergie, les pertes d'énergie du muon sont essentiellement dues à des processus radiatifs : production de paires, *bremssstrahlung* et interactions photonucléaires. Il est souvent commode de représenter la perte moyenne d'énergie selon la distance parcourue par la relation

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = a(E) + b(E) \cdot E, \quad ((II) 2.8)$$

où $b(E)$ représente la somme de ces contributions, et $a(E)$ caractérise les pertes d'énergie par ionisation, données par l'équation de Bethe [33]. Cette expression est toutefois à considérer avec précaution : les processus radiatifs sont de nature stochastique, ce qui implique que le muon peut perdre une grande quantité d'énergie en une seule interaction. La représentativité de la perte d'énergie moyenne est donc limitée. La figure (II) 2.10 illustre la grande variabilité des pertes d'énergie à très haute énergie.

Lorsque l'énergie du muon descend à quelques TeV, les pertes d'énergie par ionisation des atomes du milieu environnant deviennent prépondérantes. Contrairement aux processus radiatifs, ces pertes peuvent être considérées comme continues, c'est-à-dire que deux muons de même énergie parcourant la même distance perdront sensiblement la même quantité d'énergie. Dans l'eau, les pertes par ionisation égalent les pertes radiatives lorsque le muon atteint une énergie⁷ de 1.032 TeV (« énergie critique »), et les processus radiatifs deviennent négligeables lorsque l'énergie du muon est inférieure à quelques GeV. Les pertes d'énergie sont alors régies par la formule de Bethe, et décroissent avec l'énergie du muon, jusqu'à un minimum d'ionisation autour de 424 MeV, où les pertes sont minimales pour le muon⁷. Elles augmentent ensuite à nouveau rapidement, suivant toujours approximativement l'équation de Bethe, avant que d'autres processus n'entrent en jeu.

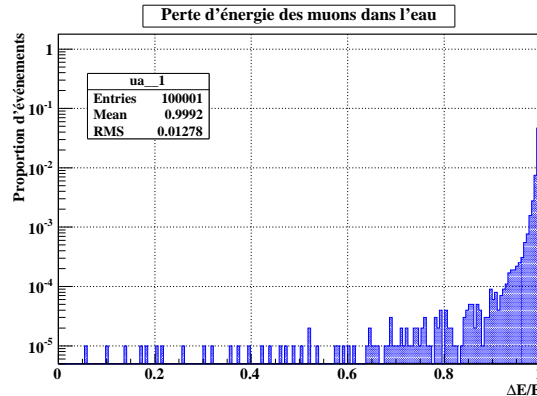


FIG. (II) 2.10: Distribution de la perte d'énergie de 100 001 muons de 500 GeV après la traversée de 100 m d'eau [img32].

⁷Cette valeur est valable pour l'eau pure avec une densité de 1.000 g.cm^{-3} ; elle n'est donc pas tout à fait juste pour l'eau entourant ANTARES.

Le seuil d'émission Čerenkov dans l'eau entourant ANTARES et dans son domaine de sensibilité étant d'environ 50 MeV (paragraphe (II) 2.3), on se limitera ici à cette description. Le lecteur désireux de satisfaire sa curiosité pourra se reporter aux références [134, 33] et aux références qu'elles contiennent.

On notera que la différence entre le muon et l'antimuon n'intervient que pour des énergies inférieures au MeV (effet Barkas), et qu'ANTARES n'y est donc pas sensible. On verra également au paragraphe (II) 2.3 que les pertes d'énergie dues à l'émission Čerenkov sont négligeables.

Altérations de la trajectoire

Les déflexions de la trajectoire du muon sont essentiellement dues aux multiples diffusions de Coulomb [135], et suivent en première approximation une loi gaussienne. Une présentation détaillée en est faite dans la référence [33], auquel se reportera le lecteur intéressé. Suivent ensuite, par ordre d'importance, les déflexions dues aux interactions photonucléaires, au *bremsstrahlung* et à la création de paires [135].

Les déflexions n'ont pas de direction privilégiée, et se compensent. La déflexion totale est relativement faible, généralement inférieure au degré [135].

Gerbes électromagnétiques

Les pertes radiatives impliquent la formation de gerbes électromagnétiques : les particules initialement créées par le muon vont elles-même interagir avec le milieu environnant, en particulier par *bremsstrahlung* et création de paire pour l'électron (l'énergie critique de l'électron est de l'ordre de 100 MeV), et par diffusion Compton et création de paire pour le photon. Les électrons et photons ainsi générés vont eux-mêmes produire d'autres électrons et photons, et ainsi de suite jusqu'à ce que l'énergie des particules soit trop faible pour alimenter la chaîne (lire également le paragraphe (IV) 2.1).

Les électrons de la gerbe électromagnétique peuvent avoir une énergie suffisante pour générer un rayonnement Čerenkov (paragraphe (II) 2.3). En raison du grand nombre d'électrons contenus dans une gerbe, la quantité de lumière Čerenkov issue des gerbes électromagnétiques est souvent très grande. Elle peut être considérée comme nuisible pour la reconstruction de la trajectoire du muon, ou au contraire être utilisée comme une information supplémentaire [108]. Le paragraphe (IV) 4.3.3 reviendra de manière plus quantitative sur la problématique liée à l'illumination du détecteur par les gerbes.

2.3 Effet Čerenkov

Historique

L'effet Čerenkov a d'abord été étudié par Lucien Mallet en 1926 [136], puis redécouvert et décrit scrupuleusement par Sergey Ivanovich Vavilov et Pavel Alekseyevich Čerenkov en 1934 [137, 138], avant d'être formalisé de manière classique par Ilya Mikhailovich Frank et Igor Yevgenyevich Tamm en 1937 [139] puis dans le cadre de la mécanique quantique par de nombreux auteurs [140].

Il est intéressant de noter, à titre historique, que le sujet du déplacement d'une particule chargée à une vitesse supérieure à celle de la lumière avait été traitée dès 1888 par Oliver Heaviside [141], puis en 1904 par Arnold Sommerfeld [142] (dans le vide, avant que la théorie de

la relativité ne pose c comme vitesse limite). Les propriétés alors inférées étaient très proches des principales caractéristiques du rayonnement Čerenkov.

Interprétation classique

Classiquement, l'effet Čerenkov est interprété par analogie avec l'onde de choc produite lorsqu'un objet se déplace dans un milieu matériel à une vitesse supérieure à la vitesse de phase des ondes acoustiques dans ce milieu (typiquement un avion en vol supersonique). Le modèle ondulatoire proposé par Christian Huygens puis par Augustin Jean Fresnel (principe de Huygens-Fresnel) permet d'expliquer ce phénomène, en considérant que la particule émet en tout point de sa trajectoire une onde électromagnétique sphérique autour de sa position. Chacune de ces ondes sphériques se propageant à la vitesse de phase de la lumière dans le milieu, les ondes subissent des interférences destructives les unes avec les autres et s'annihilent. Cependant, si la particule se déplace à une vitesse supérieure à cette vitesse de phase, alors il existe une surface conique en laquelle les interférences sont constructives, ainsi que l'indique la construction de Huygens sur la figure (II) 2.11.

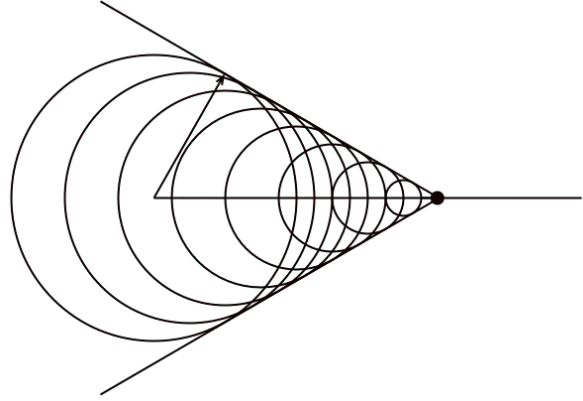


FIG. (II) 2.11: *Illustration du principe de Huygens-Fresnel.*

Conditions d'émission

Les principes de conservation de l'impulsion et de l'énergie impliquent que l'angle d'émission de ces photons par rapport à la direction de la particule (ou angle Čerenkov, θ_c) satisfasse la relation

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} + \frac{\Lambda}{\lambda} \left(\frac{n^2 - 1}{2n^2} \right), \quad ((\text{II}) 2.9)$$

où

$$\Lambda = \frac{h}{mc} \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1} \quad ((\text{II}) 2.10)$$

est la longueur d'onde de de Broglie de la particule, λ la longueur d'onde du photon émis dans le milieu d'indice de réfraction n (qui dépend en principe de la longueur d'onde), $\beta = \frac{v}{c}$ la vitesse réduite de la particule et m sa masse. Le deuxième terme du second membre de l'équation (II) 2.11 constitue une correction quantique très largement négligeable devant le premier terme, qui correspond donc à la théorie classique et aux observations, et devant d'autres effets tels que la *dispersion* du milieu (dépendance de l'indice de réfraction à la longueur d'onde). Les corrections dues au traitement quantique sont négligées dans la suite de ce document, où l'on considérera la relation traditionnelle

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}. \quad ((\text{II}) 2.11)$$

Il ressort immédiatement de la relation (II) 2.11 que la principale condition pour que cette émission ait lieu est que la vitesse de la particule doit être supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu : $\beta > \frac{1}{n}$, sans quoi le cosinus ne peut être inférieur à 1 — le corollaire étant que

l'émission n'est pas possible si l'indice de réfraction est inférieur à 1, ou égal à 1 si la masse de la particule n'est pas nulle. Une particule massive ne peut donc pas émettre de rayonnement Čerenkov dans le vide (où $\epsilon_0 = 1/\mu_0$, et donc n égale 1).

On en déduit l'énergie cinétique minimale que la particule doit avoir pour émettre des photons Čerenkov, ou *énergie de seuil*,

$$E_s = \left(\sqrt{\frac{n^2}{n^2 - 1}} - 1 \right) mc^2. \quad ((\text{II}) 2.12)$$

L'énergie de seuil d'un muon dans l'eau de mer immergeant ANTARES est donc de l'ordre de 50 MeV dans le domaine de sensibilité d'ANTARES ($n_{\text{eau}}(\lambda = 300 \text{ nm}) \simeq 1.36$), contre environ 240 keV pour un électron.

Spectre d'émission

Toute émission de rayonnement implique une perte d'énergie. L'énergie radiée par effet Čerenkov est cependant très faible en comparaison des pertes d'énergie associées aux autres processus abordés au paragraphe (II) 2.2. On peut la calculer à partir des équations de Maxwell (ou de Schrödinger/Dirac pour le traitement quantique), et montrer qu'elle dépend essentiellement de l'indice de réfraction du milieu, de la vitesse de la particule et de sa charge Z . Pour une longueur d'onde λ donnée et sur une distance parcourue dx :

$$\frac{d^2E}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha hc Z^2}{\lambda^3} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right), \quad ((\text{II}) 2.13)$$

avec α la constante de structure fine. On constate que le spectre d'émission est continu — tant que la condition $\beta > 1/n$ est satisfaite, ce qui n'est en général plus le cas dans les domaines X et γ , où l'indice de réfraction est souvent inférieur à 1 (voir la figure (II) 1.4) —, et varie comme l'inverse du cube de la longueur d'onde. L'énergie portée par un photon étant inversement proportionnelle à la longueur d'onde ($E = \frac{hc}{\lambda}$), cette variation implique que la quantité de rayonnement émise augmente vers les courtes longueurs d'onde, ce qui explique la lumière bleutée associée à l'effet Čerenkov. On déduit de la relation précédente (équation (II) 2.13) le nombre de photons émis par unité de distance parcourue,

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c, \quad ((\text{II}) 2.14)$$

soit pour un milieu non dispersif, dans l'intervalle $[\lambda_1; \lambda_2]$ et en supposant une vitesse constante,

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha Z^2 \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right). \quad ((\text{II}) 2.15)$$

Cas particuliers & autres propriétés

En théorie, toute particule ayant une distribution de charge ou de courant non nulle traversant un matériau diélectrique est susceptible d'émettre ce type de rayonnement. En pratique, l'effet n'est observable (dans l'état actuel des technologies) que pour les particules chargées (ou les monopôles magnétiques⁸, si tant est qu'ils existent). Notons au passage que les photons

⁸Particules portant une charge magnétique ponctuelle.

émis sont polarisés perpendiculairement à la surface formée par le cône Čerenkov à leur point d'émission.

Il est également important de noter que la présente description n'est valable que sous certaines conditions : particule sans spin, se déplaçant à une vitesse uniforme dans un milieu homogène, isotrope et faiblement dispersif (les zones notées K, L et M sur la figure (II) 2.12, par exemple, sont des zones de dispersion *anomale* : près de la bande d'absorption, la constante diélectrique et donc l'indice de réfraction ne sont plus réels mais complexes). Ainsi, la valeur du spin de la particule modifie légèrement la polarisation, la condition de seuil et la quantité de radiation. Dans le cas d'un milieu dispersif, l'angle Čerenkov dépend de la longueur d'onde (cet effet est évident au regard de la relation (II) 2.11), et la durée du flash de lumière vu en un point extérieur à la trajectoire n'est pas infiniment courte. La vitesse de la particule n'est en réalité pas uniforme, puisqu'elle perd de l'énergie par rayonnement, et surtout par les autres processus cités au paragraphe (II) 2.2 — en réalité il suffit que la décélération ne soit pas trop rapide : $\frac{1}{\lambda} \frac{dv}{dt} \ll 1$.

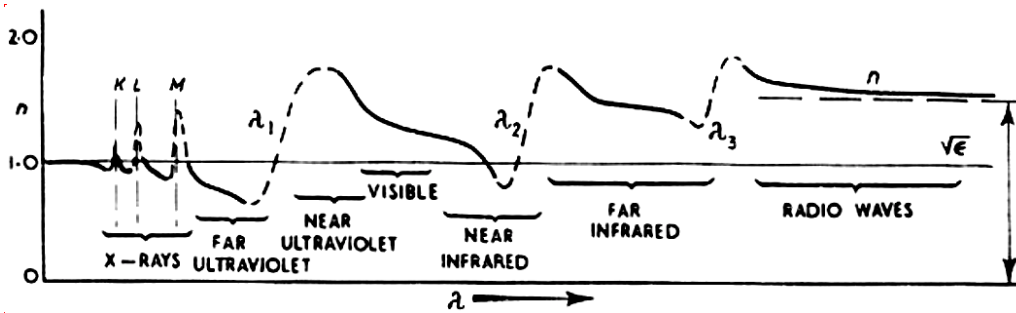


FIG. (II) 2.12: Illustration de la courbe de dispersion (variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde), sur tout le spectre électromagnétique. Les valeurs sont arbitraires [img33].

Contrairement à ce que peut laisser penser son utilisation très fréquente en physique, son traitement classique habituel et l'âge de sa découverte, l'effet Čerenkov est encore mal compris et fait l'objet de nombreuses investigations. En particulier, ses manifestations sont étudiées sous différentes conditions matérielles (anisotropies, cristal, matériau d'indice de réfraction négatif...) ou dans le cadre de la recherche d'effets similaires avec les interactions non-électromagnétiques.

3 Architecture physique du détecteur

Ce que voient les poissons.

3.1 Les lignes

Le télescope est composé de 884 modules optiques (OM, paragraphe (II) 3.3), répartis en triplets sur 12 lignes⁹, et qui forment ainsi une matrice tridimensionnelle de photomultiplicateurs. Les lignes, ancrées à environ 2475 m de profondeur, sont approximativement arrangées sur le fond marin en un carré cerné d'un octogone régulier, dont l'un des deux axes de symétrie divisant le détecteur en deux groupes de six lignes (et reliant grossièrement la boîte de jonction et la

⁹La ligne 12 contient moins d'OMs que les autres lignes, pour des raisons qui seront clarifiées à la fin du paragraphe.

ligne IL07) est orienté nord-nord-est (figure (II) 3.13). Elles sont séparées d'une soixantaine de mètres afin d'écartier tout risque d'enchevêtrement, même à très fort courant : le déplacement horizontal d'une ligne est illustré sur la figure (II) 3.13 pour différents courants — le courant le plus fort jamais observé par les instruments est actuellement de 36 cm.s^{-1} , valeur atteinte le 26 mars 2010. La direction du courant étant relativement homogène à l'échelle du détecteur, les lignes ont tendance à se déplacer dans la même direction, ce qui apporte un facteur de sécurité supplémentaire.

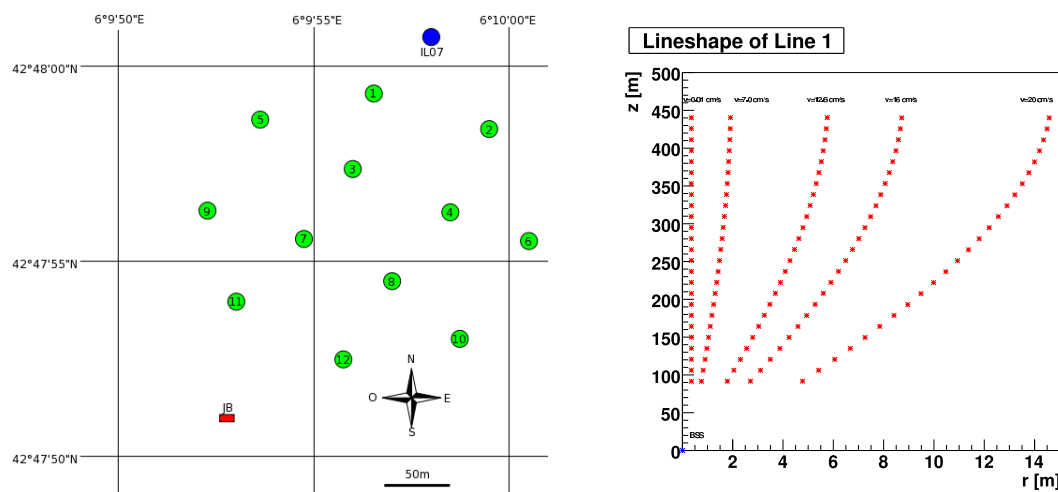


FIG. (II) 3.13: À gauche, position des lignes au sol [img16]. À droite, mouvement d'une ligne soumise à différentes vitesses de courant (les échelles verticale et horizontale sont différentes) [img34].

Le corps de la ligne est constitué d'un câble électro-optico-mécanique (EMC, pour *Electro-optical Mechanical Cable*) de 30 mm de diamètre extérieur assurant à la fois l'absorption des contraintes mécaniques, la distribution de l'alimentation électrique et le dialogue entre les différents éléments du détecteur. La ligne est retenue au fond de l'eau par une ancre désignée par le sigle BSS (*Bottom String Socket*). Cette ancre est formée d'un poids mort d'une masse de 1 480 kg (soit un poids apparent d'environ 12.5 kN dans l'eau), essentiellement constitué d'acier S235/E24 protégé de la corrosion par des anodes sacrificielles en zinc, auquel s'ajoutent divers éléments et des masses supplémentaires éventuelles destinés à ajuster le poids du lest selon l'équipement particulier de la ligne, ainsi que d'une partie amovible de 1 140 kg (9.6 kN dans l'eau). Un dispositif permet de relâcher la ligne en abandonnant le poids mort, ce qui autorise une récupération de la ligne avec tous ses composants sans trop de difficulté. Cette procédure a pu être mise en pratique avec succès lors des récupérations des lignes test ainsi que des lignes 6, 9 et 12 en vue de leur réparation). La partie mobile du BSS héberge également les modules de contrôle (SCM, pour *Slow Control Module*) et d'alimentation (SPM, pour *String Power Module*) des éléments de la ligne, et atteint une masse totale avoisinant les 3 t.

Les 98 premiers mètres de la ligne ne sont pas instrumentés, ce qui permet de laisser suffisamment d'espace au cône Čerenkov pour se développer. S'enchaînent ensuite 25 étages espacés de 12.5 m (soit 14.5 m en comptant l'étage lui-même), suivis d'une bouée en mousse synthétique de forme oblongue d'un diamètre de 1347 mm, d'une hauteur de 1530 mm et d'une masse d'environ 700 kg. La flottabilité de cette bouée est de l'ordre de 6.7 à 7 kN, ce qui, associé à la flottabilité des OMs (216 N par OM), des étages et du câble (soit 1.4 kN par secteur, OMs inclus), permet de garantir l'aplomb de la ligne.

Les étages sont groupés par cinq, pour former un *secteur* ; une ligne contient donc cinq secteurs. Le dernier secteur de la ligne 12 est particulier : dédié à la détection acoustique, il ne contient pas d'OMs, mais trois étages destinés au projet AMADEUS, qui étudie la faisabilité de la détection des neutrinos d'ultra-haute énergie par le signal acoustique qu'ils émettent dans l'eau [143]. Le 24^e et dernier étage de la ligne héberge quant à lui un instrument d'océanographie, IODA₆₀₀₀, destiné à mesurer l'évolution de la concentration en oxygène.

Une treizième ligne est entièrement consacrée à la surveillance du milieu marin. Mise à l'eau en 2007, elle est désignée par le terme IL07, pour *Instrumented Line 2007*. Elle possède six étages espacés d'environ 80 m. Trois d'entre eux sont équipés d'hydrophones destinés à AMADEUS, deux étages portent un ADCP (*Acoustic Doppler Current Profiler*) permettant de mesurer la vitesse et la direction du courant, et un autre étage possède un vélocimètre mesurant la vitesse du son dans l'eau. La ligne est équipée en outre de deux capteurs destinés à mesurer la conductivité et la température de l'eau, de deux détecteurs permettant de mesurer l'atténuation de la lumière dans l'eau (C-STAR), d'un capteur mesurant la quantité d'oxygène dissous dans l'eau, de deux OMs et de deux caméras filmant les organismes bioluminescents — désignées par le terme « biocam ».

3.2 Les étages

Chaque étage est constitué de trois modules optiques, séparés de 120° et pointant à 135° vers le bas, montés sur une armature de titane¹⁰ nommée OMF (pour *Optical Module Frame*). Une photographie d'un étage est présentée sur la figure (II) 3.14.

L'OMF héberge également un cylindre de titane de 18 cm de diamètre extérieur pour 60 cm de hauteur, qui contient l'électronique de lecture, désignée par le sigle LCM (*Local Control Module*). La pression à l'intérieur du cylindre est de l'ordre du bar, tandis que la pression de l'eau autour du LCM peut avoisiner 250 bar [144]. Il est obturé par deux flasques de 30 mm, maintenues par trois tiges filetées tendues de manière à en assurer l'étanchéité en compressant les joints toriques isolant les flasques du cylindre. L'agencement des cartes électroniques à l'intérieur du cylindre a été optimisé de manière à transférer la chaleur produite par l'électronique vers l'eau extérieure, *via* le support des cartes et les parois du cylindre.

Chaque étage loge également un tiltmètre et un compas destinés à la mesure en temps réel de la position des modules optiques. Certains étages sont en outre équipés de matériel supplémentaire : hydrophone, balise optique (OB, *Optical Beacon*), célérimètre acoustique... Un étage standard pèse environ 137 kg, pour



FIG. (II) 3.14: Photographie d'un étage standard sur le point d'être immergé [img16].

¹⁰Hormis le système d'ancrage, tous les éléments métalliques en contact avec l'eau sont en titane de grade 2 (titane « commercialement pur », au moins 99,6 % en masse de titane), sauf le conteneur de LCM, où le choix s'est porté sur du titane de grade 5 (alliage à 6 % d'aluminium et 4 % de vanadium) en raison des contraintes appliquées sur le cylindre, la limite de déformation élastique du titane de grade 5 étant trois fois supérieure à celle du grade 2 (au minimum 8 280 bar contre 2 760 bar).

une hauteur de 2 m.

Trois connecteurs multi-conducteurs sortent de la flasque inférieure des conteneurs de LCM, et relient l'électronique aux OMs. Les cylindres des étages supportant un équipement additionnel possèdent un quatrième connecteur. La flasque supérieure comporte quant à elle deux pénétrateurs permettant de relier l'électronique aux étages adjacents par le câble électro-optico-mécanique.

3.3 Les modules optiques (OMs)

Les *modules optiques* (OMs, pour *Optical Modules*) sont des sphères de verre borosilicate d'un diamètre extérieur de 432 mm et d'une épaisseur de 15 mm, conçues pour résister à une pression de 700 bar (soit une profondeur de 6 700 m [145]), contenant chacune un photomultiplicateur (PM) de 10 pouces (Hamamatsu R7081-20 [146]) encadré par une cage de mu-métal destinée à isoler du champ magnétique terrestre (celui-ci modifie la trajectoire des électrons entre la photocathode et la première dynode, et donc l'uniformité de la réponse du PM : le champ de l'ordre de $44 \mu\text{T}$ que subissent les PMs au niveau d'ANTARES dégrade d'environ 30 % la variation de leur temps de transit et leur rapport pic-sur-vallée [147]). La figure (II) 3.15 présente un schéma et des photographies d'un OM et d'un PM. Les contraintes physiques et techniques sur le choix du PM sont reportées en détail dans la référence [148].

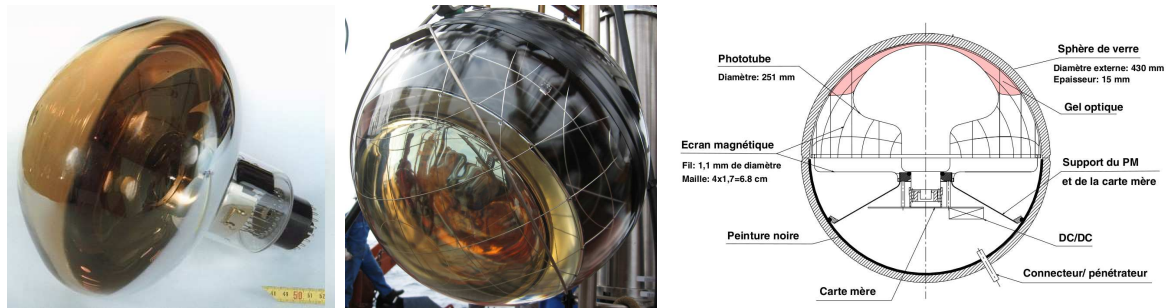


FIG. (II) 3.15: Photographies d'un PM (à gauche) et d'un OM [img16] (au centre) et schéma d'un OM (à droite) [img35].

L'alimentation haute tension est intégrée à la base du PM. Un gel de silicone [149] comble le vide afin d'optimiser la transmission optique entre l'eau et le PM : le choix d'un gel dont l'indice de réfraction ($n_g = 1.404$) est proche de celui du verre constituant l'OM ($n_v = 1.472$) et l'enveloppe du PM (également en verre borosilicate) permet de limiter les effets de réflexion de Fresnel. La gamme en longueur d'onde à laquelle sont sensibles les OMs est limitée, pour la borne inférieure, par la transmission optique du verre des OMs (qui chute abruptement autour de 350 nm), et pour la borne supérieure par l'efficacité quantique des PMs (seulement de quelques pourcents au-delà de 550 nm), comme l'indique la figure (II) 3.16. Chaque OM contient également une « LED interne » bleue ($\lambda \sim 470 \text{ nm}$) associée à un système de pulsation, destinée à étalonner la réponse en temps des PMs. Cette LED est placée de sorte à illuminer la photocathode « par derrière », le revêtement intérieur de la photocathode étant utilisé comme filtre. Enfin, un manomètre équipé d'une valve permet de contrôler la pression à l'intérieur de l'OM.

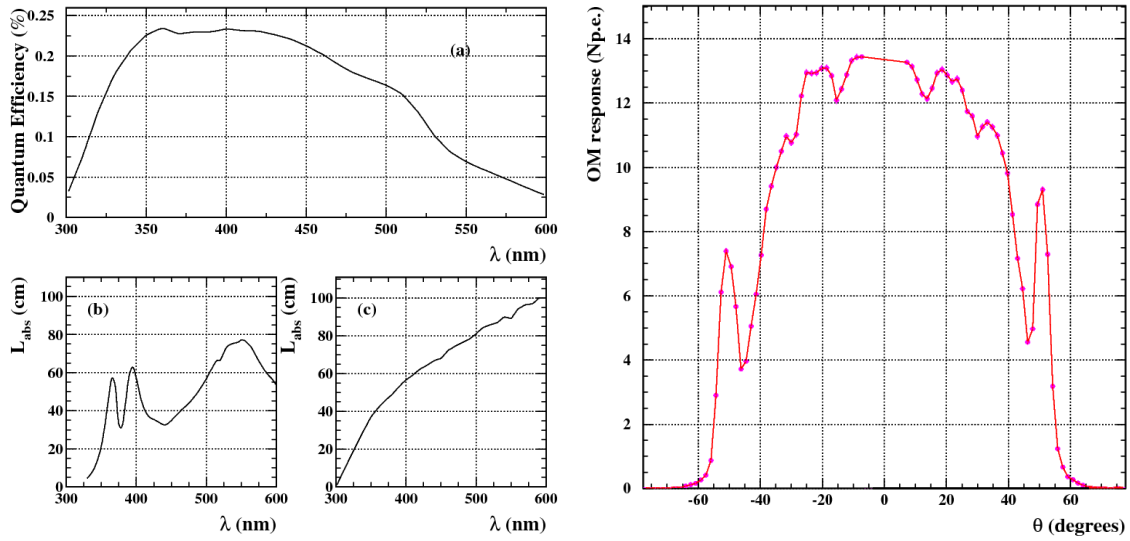


FIG. (II) 3.16: Propriétés optiques des OMs. La figure de gauche montre l'efficacité quantique des PMs (a) ainsi que la longueur d'absorption du verre des OMs (b) et du gel optique (c), tandis que la figure de droite illustre l'efficacité angulaire des OMs [img36].

3.4 Connectique

Les lignes sont reliées par un câble à la boîte de jonction (JB, pour *junction box*), qui permet notamment de distribuer le courant et de contrôler l'ensemble du détecteur. Celle-ci est connectée au dispositif terrestre *via* un câble électro-optique (MEOC, pour *Main Electro-Optical Cable*) d'une quarantaine de kilomètres de longueur, chargé de l'acheminement de l'alimentation et des instructions vers le détecteur, et des données vers les serveurs de la salle de contrôle. Il est formé de 48 fibres optiques, entourées par une unique gaine de cuivre destinée à l'alimentation générale — l'eau de mer joue le rôle de la masse. 24 fibres sont destinées aux paires de fibres utilisées par la DAQ pour chaque ligne, une autre permet la distribution du signal d'horloge, et enfin deux sont utilisées à des fins de test et de contrôle du système de filtrage. Ces trois dernières fibres sont doublées d'une fibre de secours. Au total, 30 fibres seulement sont donc utilisées, ce qui laisse le champ libre à l'addition de lignes supplémentaires au détecteur.

Plusieurs niveaux de protection du câble sont utilisés, suivant la position par rapport au rivage et la profondeur (figure (II) 3.17).

4 Acquisition des données

Ce que les poissons ne voient pas.

4.1 Présentation

Le système d'acquisition des données (DAQ, *Data AcQuisition system*) permet de convertir les signaux analogiques bruts issus des PMs en données informatiques exploitables. Il est détaillé dans une publication auquel on renvoie le lecteur [150]. Une partie de la DAQ est située au large, au sein du détecteur, et l'autre partie au niveau de la salle de contrôle à La Seyne-sur-Mer.

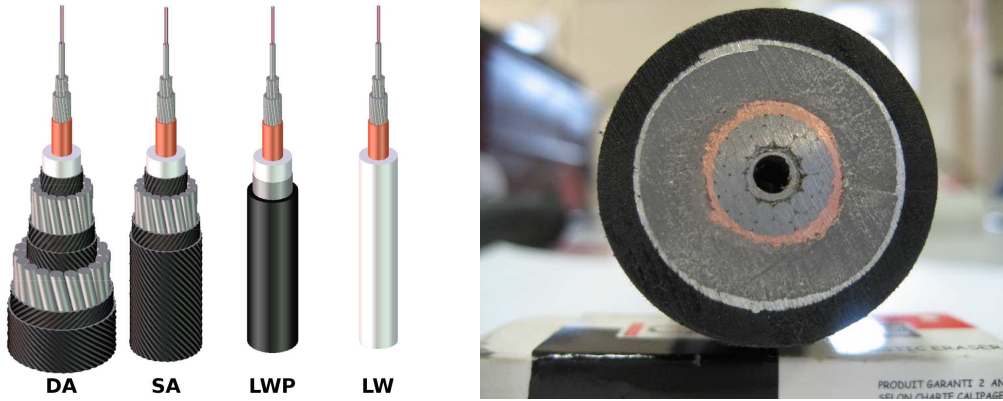


FIG. (II) 3.17: À gauche, schémas des différents niveaux de protection du MEOC : double blindage (Double Armoured, DA), simple blindage (Simple Armoured, SA), protection légère (Light Weight Protected, LWP) et protection faible (Light Weight, LW). Coupe du MEOC, au niveau LWP (posé sur une gomme de bureau en vinyle) [img37].

La gestion des paramètres de chacun des éléments du détecteur et de l'état du système est quant à elle confiée au *slow control* (SC), qui est présenté succinctement dans la référence [151]. Cela concerne aussi bien les paramètres liés à la prise de données (tension appliquée sur les éléments, seuil des ARSs (paragraphe (II) 4.3) ou paramètres du mode d'acquisition), que le statut de l'acquisition (notamment *via* l'interface logicielle du `RunControl`), ou encore la lecture des données non directement liées à la physique (position des éléments, vitesse et direction du courant, etc.). Tous les paramètres et leur évolution au cours du temps sont stockés dans une base de données. L'architecture est optimisée de manière à ce que le SC n'utilise qu'une faible bande passante (quelques kilooctets par seconde) afin de laisser le champ libre aux transferts d'informations de la DAQ.

Sur le processeur de chaque module de contrôle tournent en permanence deux processus permettant le dialogue entre les serveurs situés sur la côte et les éléments du détecteur par la DAQ et le SC : ces tâches sont nommées respectivement `DAQHarness` et `SCHarness`.

4.2 Chaîne d'acquisition

ANTARES fonctionne sur le mode « *all data to shore* », c'est-à-dire que toutes les données sont envoyées à la côte pour être traitées informatiquement : la sélection opérée par l'électronique du détecteur est en principe limitée à un test sur une amplitude minimale (« seuil L0 », lire les paragraphes suivants) et aux capacités d'acquisition.

Les photons qui illuminent le détecteur génèrent un faible courant électrique par effet photoélectrique sur la photocathode des PMs. Ce courant est amplifié par émission secondaire sur une succession de dynodes, jusqu'à l'anode du PM. Le signal analogique qui en résulte est transformé par les ARSs (*Analog Ring Samplers*) en signal numérique selon la procédure expliquée au paragraphe suivant. À partir des informations issues des ARSs et des caractéristiques du mode d'acquisition en cours, le FPGA (paragraphe (II) 4.4) détermine si le signal doit ou non être conservé.

Les données recueillies par les modules de contrôle locaux (LCMs, paragraphe (II) 4.4) des étages 1, 2, 3 et 5 d'un secteur sont envoyées au module de contrôle du secteur (MLCM) situé sur

le quatrième étage du secteur. Le MLCM combine les signaux des différentes cartes d'acquisition des LCMs sur un seul canal optique, et les envoie au module de contrôle de la ligne (SCM). Le SCM collecte les données de tous les MLCMs et les combine, ainsi que ses propres données, sur une fibre avec un multiplexeur optique passif, avec une longueur d'onde particulière pour chaque secteur. Enfin, les signaux de chaque SCM sont envoyés à la boîte de jonction, puis vers la côte.

Les données enregistrées par les ARSs sont regroupées par *timeslices*, d'une durée de 13 ou 104.8576 ms. Chaque *timeslice* est constituée de l'ensemble des *frames* pour tout le détecteur, une *frame* étant l'ensemble des événements enregistrés par un ARS sur cette période. Toutes les *timeslices* sont en principe envoyées à terre. Dans certains cas, le flux de données est si important qu'il est nécessaire d'activer un mode d'acquisition allégée, ou *sampling*, qui consiste à n'envoyer à la côte qu'une *timeslice* toutes les N *timeslices*. Par exemple, pour certains *runs*, les données ne peuvent être traitées par la DAQ qu'à une fréquence de 80 kHz. Au-delà de cette valeur critique, le mode *sampling*=2 est activé, qui n'envoie qu'une *timeslice* sur deux. Au-delà de 150 kHz, le mode *sampling*=3 doit être activé, etc.

Arrivé à la côte, le signal est d'abord démultiplexé, c'est-à-dire redivisé suivant chaque ARS, puis envoyé à une ferme de serveurs, sur lesquels tourne en particulier un processus nommé *DataFilter*. Chaque *DataFilter* reçoit toutes les *frames* d'une *timeslice*, et cherche des candidats correspondant à des événements physiques se détachant du bruit de fond environnemental, en appliquant les algorithmes de filtrage activés (paragraphe (II) 4.5). Le filtrage est donc entièrement logiciel. Si un ou plusieurs algorithmes est(sont) satisfait(s), les données sont enregistrées au format ROOT [152] puis copiées au Centre de Calcul de Lyon (CC-IN2P3) en vue de leur analyse ultérieure.

4.3 Analog Ring Samplers (ARSs)

À chaque module optique est associé deux ARSs (*Analog Ring Sampler*), circuit intégré spécialisé (ASIC, *Application Specific Integrated Circuit*) dont le rôle est de convertir le signal analogique issu de l'anode du PM en un signal numérique qui sera transféré aux serveurs de la salle de contrôle s'il satisfait les conditions définies par le filtre logiciel (paragraphe (II) 4.5). L'ARS contient trois convertisseurs analogiques-numériques (ADC, pour *Analog to Digital Converter*) qui se relaient selon un cycle de durée inférieure au temps caractéristique de montée du signal issu d'un PM, définie par le paramètre SC (*Slow Control*, lire le paragraphe (II) 4.2) `spe_clk` : pendant que l'un des trois ADCs enregistre le signal, le second garde en mémoire la charge précédemment mesurée, tandis que le troisième est réinitialisé (figure (II) 4.18).

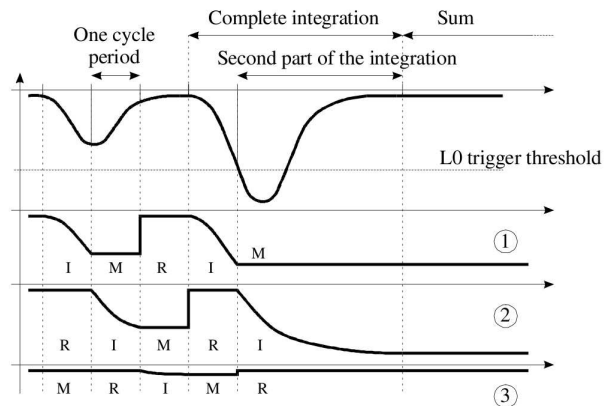


FIG. (II) 4.18: Schéma de principe du fonctionnement de l'intégration du signal issu d'un PM par un ARS (I : intégration, M : mémorisation, R : reset) [img38].

En fonctionnement normal (mode SPE, pour *Single Photo-Electron*), si l'amplitude du signal dépasse le seuil L0 (défini par le paramètre SC `trig0_th`, généralement environ 0.3 photoélec-

trons), la fenêtre d'intégration de l'ADC en cours de traitement est modifiée de manière à correspondre au paramètre SC `spe_gate`, typiquement de 25 ns. L'ARS additionne ensuite la charge intégrée sur cet ADC et le précédent, et enregistre l'événement sur 6 octets : un octet pour l'entête, trois octets pour le *timestamp* ($ts \in [0; 2^{24}]$) et un octet pour le `tvc` (*time to voltage converter*), qui définissent l'instant de passage du seuil (lire le paragraphe (III) 1.3), et un octet pour l'`avc` (*analog to voltage converter*), qui exprime la charge mesurée (`tvc, avc` $\in [0; 256]$). Les données issues de l'ARS, ainsi que les celles issues des autres instruments, sont envoyées à la carte d'acquisition du module de contrôle gérant l'OM en question (paragraphe suivant).

Les ARSs fonctionnent en anneau à jetons (*token ring*) afin de minimiser le temps mort : lorsque l'un des ARS est occupé à traiter un signal, l'autre est en attente d'un nouveau signal. Il s'ensuit un temps mort de 10 à 20 ns entre deux événements successifs, alors que le temps mort dû à un seul ARS est de l'ordre de 250 ns.

Un troisième ARS est affecté à chaque OM, et peut être utilisé pour effectuer d'autres opérations que la prise de données. Les caractéristiques et le fonctionnement des ARSs sont présentés en détails ailleurs [117, 153].

4.4 Modules de contrôle (LCMs)

Les modules de contrôle contiennent l'essentiel de l'électronique destinée à l'acquisition et au contrôle des paramètres *slow control* (paragraphe (II) 4.1). Les modules standards sont appelés LCMs (*Local Control Module*) — ce sigle étant souvent abusivement utilisé pour désigner l'ensemble LCM+conteneur, voire l'étage complet.

Les LCMs sont dotés entre autres de six ARS (lire le paragraphe précédent) répartis sur trois cartes-mères (une par OM), d'un circuit logique programmable de type FPGA (*Field Programmable Gate Array*) permettant de temporiser le traitement des données numérisées par les ARSs, d'un port *Fast Ethernet* à 100 Mb.s^{-1} relié au MLCM, d'une horloge locale (dont le rôle sera explicité au paragraphe (III) 1.3) et d'un processeur Motorola MPC860P dirigé par le système d'exploitation VxWorks et censé envoyer les données vers la côte.

Le module de contrôle du deuxième étage d'un secteur est plus complexe que celui d'un étage normal : sa conception permet de rendre les secteurs indépendants les uns des autres, tant au niveau de l'alimentation que de l'acquisition des données. Il est désigné par l'acronyme MLCM (*Master Local Control Module*). Outre les équipements habituels, les MLCMs abritent un *switch Gigabit Ethernet* (1 Gb.s^{-1}) relié aux autres étages du secteur et à un émetteur-receveur (dé)multiplexeur DWDM (*Dense Wavelength Division Multiplexing*), qui convertit les données du secteur en signal optique à une longueur d'onde spécifique au secteur, et les envoie au module de contrôle de la ligne (SCM, *String Control Module*), qui sert d'interface entre la ligne et la boîte de jonction (présentée au paragraphe (II) 3.4). Les propriétés des connexions optiques sont présentées plus en détails dans la référence [154].

Les données transmises par chacun des six ARSs actifs d'un LCM sont collectées par la carte d'acquisition (carte DAQ) à intervalle régulier, défini comme la durée d'une *timeslice* — 13 ou 104.8576 ms . Le FPGA de la carte DAQ peut également effectuer une sélection sur les coïncidences temporelles sur un même étage dans une certaine fenêtre en temps, mais en pratique cette fonction n'est pas utilisée (lire le paragraphe (II) 4.5).

Enfin, le SCM de chaque ligne est relié à la boîte de jonction par un câble électro-optique (IL ou ILC, pour *InterLink Cable*), constitué de deux lignes de cuivre destinées à l'alimentation électrique de la ligne, et de quatre fibres optiques : deux sont utilisées par la DAQ, une autre pour

la synchronisation des horloges et la dernière sert à transmettre la requête de lecture (*readout request*).

4.5 Les algorithmes de filtrage

Plusieurs algorithmes de filtrage ont été développés par la collaboration ANTARES. Le premier niveau de filtrage n'est pas algorithmique : il s'agit du seuil appliqué sur le signal des PMs, défini par le paramètre `trig0_th`, et présenté au paragraphe (II) 4.3. Les événements qui passent ce premier filtre très permissif sont dénommés L0 (pour *Level 0*, niveau 0), et sont tous envoyés à terre pour traitement par les `DataFilters` (ce type de fonctionnement est appelé « *all data to shore* »).

Le premier filtre algorithmique, le plus simple, est le filtre L1 (*Level 1*). Il est satisfait si deux événements parviennent en coïncidence sur le même étage dans une certaine fenêtre en temps (généralement 20 ns, paramètre `maxLocalTime`) ou si la charge du signal est grande (typiquement supérieure à 3 ou 10 photoélectrons, paramètre `highThreshold`).

Les autres algorithmes sont définis à partir du premier, et constituent donc un filtrage de second voire troisième niveau¹¹. Sont actuellement utilisés pour la prise de données physiques les algorithmes :

- 3D**, satisfait si l'algorithme L1 est réalisé cinq fois dans une fenêtre en temps (paramètre `maxEventTime`) et que chaque paire d'événement L1 vérifie une relation de causalité¹² ;
- 3N**, qui associe l'algorithme 3D à un ajustement unidirectionnel suivant différentes directions ;
- T2**, satisfait si l'algorithme L1 est réalisé deux fois dans une certaine fenêtre entre deux étages adjacents ;
- T3**, satisfait si l'algorithme L1 est réalisé deux fois dans une certaine fenêtre (80 ns) entre deux étages adjacents ou dans une autre fenêtre (160 ns) entre deux étages séparés d'un étage (le couple temps/distance est défini par les paramètres `maxLocalClusterTime` et `maxClusterLength`) ;
- n T2 et n T3**, qui sont respectivement satisfaits si les algorithmes T2 ou T3 sont réalisés n fois (paramètre `min3TClusterSize`) pendant l'intervalle `maxEventTime`, avec des événements différents (un T3 n'est pas comptabilisé s'il nécessite un événement L1 déjà utilisé par un autre T3) ;
- MX** (ou GC, pour *Galactic Center*, cet algorithme suivant par défaut la position du centre galactique), qui effectue un ajustement suivant une direction donnée ;
- TQ**, qui reprend l'algorithme MX et balaie un ensemble de directions.

ANTARES est également connecté à un réseau d'alertes (GCN, pour *Gamma-ray burst Coordinate Network*). Lorsqu'un satellite (SWIFT ou FERMI, en particulier) détecte un signal potentiellement lié à un sursaut gamma (GRB, *Gamma-Ray Burst*), il envoie en temps réel une alerte au réseau, qui permet aux expériences qui en font partie de prendre les mesures adéquates pour recueillir les données liées à ce signal. Pour ANTARES, ces mesures consistent à enregistrer toutes les données brutes (L0) sur une période de 2 minutes dès réception de l'alerte. Ce type de

¹¹Les valeurs indiquées pour les différents paramètres sont indicative et susceptible d'évoluer ou d'avoir évolué au cours du temps.

¹²La différence de temps entre deux événements doit être inférieure à $\frac{nd}{c} + \text{maxExtraTime}$, où d est la distance entre les deux étages concernés et n l'indice de réfraction de l'eau.

données est principalement destiné aux analyses multi-messagers [155, 156], mais elles sont également utilisées pour l'étalonnage du détecteur, ou pour l'élaboration de nouveaux algorithmes de filtrage.

Outre ces algorithmes destinés à l'acquisition d'événements physiques, d'autres algorithmes permettent d'obtenir des données permettant de surveiller le fonctionnement du détecteur et son environnement. Ainsi, l'algorithme « à biais minimum » (*minimum bias*) enregistre les données sans filtrage pendant un certain temps à intervalle régulier (typiquement 4 μ s toutes les secondes), afin de permettre l'étude du bruit de fond. L'algorithme K40 est quant à lui optimisé pour l'acquisition de la lumière issue de la désintégration du ^{40}K : toutes les coïncidences de deux L0 sur un même étage dans une certaine fenêtre en temps (50 ns) sont enregistrées. Ces dernières données permettent de vérifier l'étalonnage en temps, la stabilité des gains et les seuils des PMs.

Enfin, d'autres algorithmes sont dédiés à des types de prise de données spécifiques, tels l'algorithme OB (*Optical Beacon*), qui active les balises optiques afin d'étalonner la réponse en temps du détecteur (paragraphe (III) 1.3 du troisième), ou à la recherche de phénomènes physiques autres que les neutrinos, comme c'est le cas pour les algorithmes 1S et 3S, destinés à la recherche de monopôles magnétiques (ces algorithmes ne sont pas utilisés pour l'acquisition des données). Le mode d'acquisition WF (paragraphe (III) 2) fait lui-même l'objet d'algorithmes spécifiques.

CHAPITRE TROISIÈME

Dressage d'ANTARES

Où le lecteur prend conscience des vicissitudes d'un dispositif instrumental.

Préambule

Les procédures liées à l'étalonnage d'un instrument figurent souvent parmi les plus complexes. Les dépeindre scrupuleusement nécessiterait un document en soi — c'est d'ailleurs l'ambition d'un manuscrit récent, auquel se reportera le lecteur intéressé par le sujet [157]. On se limitera ici à exposer les principes fondamentaux de l'étalonnage sur ANTARES. La seconde partie du chapitre sera toutefois consacrée à la correction d'un effet particulier, l'effet de *walk*, mise en place par l'auteur. On verra que cet effet est la plus grande source de dégradation de la résolution temporelle, et l'impact de sa correction. Il sera cependant préalablement nécessaire d'évoquer brièvement le mode d'acquisition particulier utilisé dans cette optique et les outils créés à cet effet.

1 Étalonnage du détecteur

... ou comment tendre vers le réel.

1.1 Des étalonnages

Les observables mesurées par ANTARES afin de remonter à la trajectoire d'un muon au travers ou près du détecteur sont *le nombre de photons* N_{pe} vus par les PMs et *l'instant* t auquel advient leur réception ; elles se résument donc à un ensemble de couples (N_{pe}, t) associés à chaque PM. En réalité, ces quantités ne sont pas directement accessibles. Les photons sont d'abord transformés par le PM en signal électrique qui est intégré sur une certaine période puis échantillonné par l'ARS, et enregistré sous forme d' avc (paragraphe (II) 4.3). L'instant de détection correspond quant à lui au moment où l'amplitude du signal issu du PM dépasse un certain seuil, et est également échantillonné par l'ARS, sous forme de tv_c (lire le paragraphe (III) 1.3). C'est donc seulement à partir des couples (avc, tv_c) associés à chaque couple (OM,ARS) qu'il est dans une certaine mesure possible de remonter aux quantités initiales. Il est en outre nécessaire de connaître la position et l'orientation de l'OM au moment de la détection du signal.

A priori, plus la précision sur ces mesures est grande, plus la reconstruction peut être fidèle à la réalité. Il est donc nécessaire de réduire au maximum l'écart entre les quantités mesurées et leur valeur réelle : c'est le rôle de l'étalonnage. Ce terme désigne en réalité un ensemble de processus permettant de réduire les incertitudes systématiques sur les mesures effectuées par le

détecteur. Il y a donc trois types d'étalonnages : étalonnage en charge, étalonnage en temps, et positionnement (ou alignement).

En ce qui concerne la charge, l'étalonnage consiste à caractériser la fonction de transfert entre la quantité de lumière reçue par le PM et la valeur de l'avg. Pour le temps, il est nécessaire d'établir une référence commune à tous les OMs et ARSs et de déterminer les écarts relatifs entre chacun d'entre eux, ainsi que le temps de passage du PM et la fonction de transfert de chaque ARS au niveau de l'échantillonnage. Enfin, la position absolue des lignes est déterminée avec précision après leur immersion, et les variations de position et d'orientation de chaque OM dues au mouvement des lignes dans l'eau doivent être estimées en temps réel.

Une première caractérisation des lignes est effectuée à terre avant le déploiement¹, ce qui permet de s'assurer de leur bon fonctionnement. De multiples paramètres font toutefois que les mesures effectuées *in situ* diffèrent systématiquement des mesures au sol et évoluent au cours du temps (notamment à cause du vieillissement des PMs), et les courants marins font que la position des OMs doit être déterminée continuellement.

Les paragraphes suivants présenteront succinctement les contributions principales à la dégradation des mesures sur ANTARES et les principes généraux de l'étalonnage. Pour une présentation plus exhaustive des différents phénomènes en cause et de la mise en œuvre de l'étalonnage, on se reportera à la référence [157].

1.2 Étalonnage en charge

Contributions

Il est crucial pour l'acquisition que la mesure de la charge soit précise, car elle détermine le taux de comptage des OMs. Ainsi, un mauvais étalonnage dégraderait significativement les performances du détecteur, en instaurant un déséquilibre entre des OMs qui établiraient des coïncidences (lire le paragraphe (II) 4.5) à partir d'événements du bruit électronique et des OMs qui laisseraient passer des événements correspondant à des photons Čerenkov. D'autre part, la charge est une information qui peut en principe être utilisée avec profit par les algorithmes de reconstruction — en pratique, l'incertitude sur la charge est encore trop grande pour que ce soit le cas, et la charge n'est pas prise en compte lors de la reconstruction. Enfin, on verra au paragraphe (III) 3 qu'une valeur correcte de la charge est primordiale pour obtenir une bonne précision sur le temps d'arrivée des photons. Le rôle de l'étalonnage en charge est donc à la fois d'uniformiser la réponse du détecteur, notamment en faisant en sorte que la valeur du seuil L0 et la gamme dynamique (échelle des valeurs possibles) soient les mêmes pour tous les OMs, et d'optimiser la conversion entre l'avg et la charge de sorte à ce que celle-ci soit la plus proche possible de la charge réellement mesurée par le PM, et donc de la quantité de lumière réellement reçue.

Plusieurs sources d'erreur interviennent de manière notable dans la détermination de la fonction de transfert entre la quantité de lumière reçue par un PM et la valeur de l'avg produite par un ARS, qui correspond à l'échantillonnage sur 256 canaux ADC de la charge en sortie du PM, avec une gamme dynamique supérieure à 20 photoélectrons. Elles se situent essentiellement à deux niveaux : d'une part au niveau du PM, dont les performances se dégradent au cours du

¹Au CEA Saclay pour les lignes numérotées impaires et au CPPM pour les lignes numérotées paires, ce qui permet de réduire les risques de biais. La méthodologie est similaire, avec une caractérisation en boîte noire dans le premier cas [106] contre une caractérisation en chambre noire dans le second cas.

temps, et d'autre part au niveau de l'ARS. L'étalonnage a lieu à la fois au niveau des réglages des paramètres du détecteur et hors-ligne, au moment des analyses physiques.

Perte de gain des PMs

Le principe de fonctionnement d'un photomultiplicateur (figure (III) 1.1) repose sur l'amplification : un photon éjecte un électron (le *photoélectron*²) de la couche de semi-conducteur qui constitue la photocathode du PM, puis ce photoélectron est focalisé et accéléré vers un jeu de dynodes, où il déclenche une avalanche d'électrons, les électrons éjectés par l'impact des électrons incidents sur une dynode étant accélérés par une différence de potentiel entre chaque dynode. Les PMs d'ANTARES (Hamamatsu R7081-20) possèdent ainsi 14 dynodes en série, qui permettent selon la tension appliquée d'obtenir un gain allant jusqu'à 10^9 — c'est-à-dire d'obtenir jusqu'à 10^9 électrons sur la dernière dynode à partir d'un seul photoélectron initial.

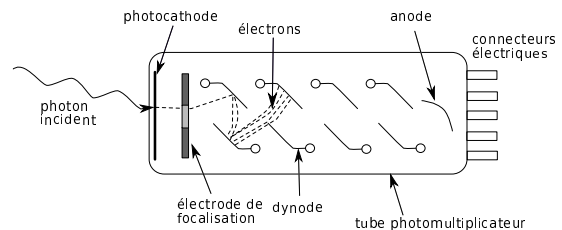


FIG. (III) 1.1: Schéma et principe de fonctionnement d'un photomultiplicateur [img39].

Les performances et propriétés des photomultiplicateurs ne sont pas constantes au cours du temps, les dynodes perdant leurs électrons au fur et à mesure (en particulier les dernières, sur lesquelles le nombre d'électrons incidents et secondaires est très élevé), ce qui se traduit par une chute du gain : à tension fixée, l'amplification d'un photoélectron diminue.

La perte de gain induit une perte de précision, puisque l'écart d'amplitude entre deux charges différentes s'en trouve diminué, mais surtout la perte de la position du pic correspondant au photoélectron, de laquelle découle une perte d'efficacité, car le seuil de l'ARS correspond quant à lui à une amplitude fixe. Une partie de cette perte de gain est récupérée progressivement lorsque le PM est inactif — cet effet est notamment visible pour les PMs qui restent éteints (pour une raison ou pour une autre) pendant un certain temps —, mais une partie du gain est définitivement perdue.

La première sélection des événements étant directement basé sur l'amplitude du signal à la sortie des PMs, il est impératif de connaître avec précision l'évolution de la baisse du gain. Celle-ci est plus importante que ce qui était envisagé au départ, vraisemblablement à cause de la sous-estimation du taux de comptage dû à la bioluminescence. Les hautes tensions appliquées sur les PMs peuvent être ajustées afin de compenser cette perte de gain.

Corruption par les ARSs

La seconde source d'erreur se situe au niveau de l'échantillonnage de la charge intégrée par l'ARS. Deux composantes interviennent lors de la conversion de la charge intégrée en *avc* : une composante constante d'un événement à un autre, le *piédestal*, qui correspond à l'absence de lumière (la *ligne de base* du PM), et une composante qui dépend de chaque événement et représente la quantité de lumière reçue. Une première mesure approximative de la position du piédestal et du pic correspondant au photoélectron sur la gamme en *avc* pour chaque ARS est effectuée lorsque les lignes sont encore à terre, mais l'ajustement se fait surtout *in situ* avec les données réelles, car les caractéristiques du matériel évoluent au cours du temps, notamment à cause du

²Par métonymie, le terme « photoélectron » désignera dans la suite de ce document la charge en sortie du PM correspondant à l'amplification d'un photoélectron.

vieillessement des PMs (paragraphe précédent), ou tout simplement suite à l'optimisation des paramètres d'acquisition.

L'extraction du piédestal est obtenue grâce à des *runs* spéciaux, au cours desquels sont envoyés aléatoirement aux ARSs des signaux leur intimant d'enregistrer un événement, qui ne correspond donc pas à un signal lumineux : par conséquent, ces événements sont majoritairement « vides ». D'autre part, le seuil L0 est réglé à une valeur assez grande, de sorte que les événements de faible amplitude enregistrés normalement (c'est-à-dire après déclenchement sur un signal lumineux) ne contaminent pas le piédestal. On obtient alors pour chaque ARS une distribution gaussienne centrée sur la valeur du piédestal, à laquelle s'ajoutent des événements à haute amplitude. Les mesures indiquent que la valeur du piédestal reste stable au cours du temps.

En revanche, pour une même charge, la valeur de l'*avc* évolue au cours du temps. Parmi les raisons menant à cet état de fait, notons d'une part la perte de gain évoquée plus haut, et la non-linéarité différentielle (DNL, *Differential Non-Linearity*) des ARSs. La première a pour effet de décaler la position du pic correspondant au photoélectron sur la gamme en *avc* : l'amplification étant plus faible, la charge intégrée par l'ARS est moins importante. L'influence de la DNL est plus complexe. La DNL correspond à une erreur dans l'évaluation de l'*avc* par l'ARS, après intégration. La détermination de la charge se fait par dichotomie, en comparant la valeur intégrée à une valeur de référence. Une fréquence de comparaison trop grande pour que l'ARS ait le temps d'établir la référence peut pervertir la comparaison, et la dichotomie interdit aux comparaisons suivantes de rétablir une valeur correcte. Il s'ensuit des valeurs privilégiées pour l'*avc*, l'ARS essayant vainement de compenser cette erreur. Le déplacement du pic correspondant au photoélectron implique donc une modification non triviale du spectre mesuré.

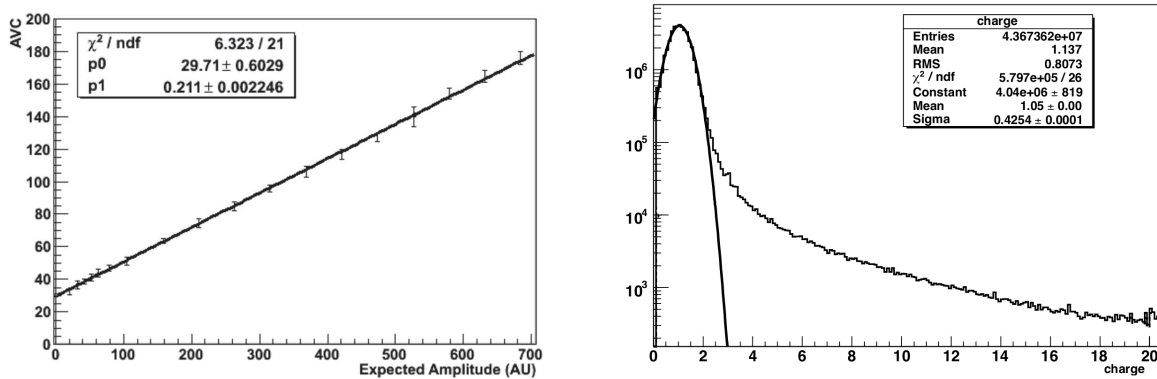


FIG. (III) 1.2: À gauche, exemple de mesure de la linéarité intégrale de l'*avc* [img40]. À droite, distribution de la charge mesurée, après étalonnage (en nombre de photoélectrons), et ajustement par une distribution gaussienne, d'après [img40].

Afin de s'assurer que les valeurs *avc* correspondant à une même charge sont équivalentes d'un ARS à l'autre, il est impératif d'effectuer une vérification régulière et d'ajuster en conséquence les paramètres *slow control* des ARSs et/ou la haute tension appliquée sur les PMs. Le déplacement du pic correspondant au photoélectron nécessite de plus une mise à niveau du seuil L0, procédure intégrée à l'étalonnage en charge. Enfin, il est également nécessaire d'étalonner les données hors-ligne, au moment de la reconstruction. La fonction de transfert entre la charge et l'*avc* étant linéaire (figure (III) 1.2), la conversion de l'*avc* en charge est simplement obtenue à partir de la différence entre le photoélectron et le piédestal, moyennant quelques corrections. En particulier, les ARSs sont sensibles à un effet de *diaphonie* (ou *cross-talk*) : les canaux *avc* et *tvc*

sont corrélés (cet effet est purement électronique : ce couplage a vraisemblablement lieu après l'échantillonnage, pendant leur stockage temporaire par l'ARS, et n'est supposé modifier que la valeur de l'avc). La correction actuelle de cet effet, basé sur la linéarité à grande statistique de cette corrélation, semble acceptable. En revanche, aucune correction satisfaisante des effets dus à la DNL n'a pour l'instant été mise en œuvre.

Un exemple de distribution des événements après étalonnage est présenté sur la figure (III) 1.2. On constate que la grande majorité des événements ont une charge relativement faible, centrée autour de l'unité. Le piédestal n'apparaît pas car les événements sont déjà filtrés par le seuil L0.

1.3 Étalonage en temps

Problématique

Le temps de détection des événements est l'un des éléments essentiels de la reconstruction : la résolution temporelle détermine notamment la résolution angulaire du télescope. En effet, quel que soit l'algorithme de reconstruction de la trajectoire du muon, celle-ci repose sur la minimisation des *résidus temporels*, c'est-à-dire des écarts entre le temps mesuré d'arrivée des photons sur l'OM et le temps théorique calculé par l'algorithme. La distribution des résidus suit en principe celle illustrée sur la figure (II) 1.3, modifiée par l'impact des temps morts de l'acquisition, notamment dus au traitement de l'information par les ARSs (lire le paragraphe (II) 4.3). La figure (III) 3.11 du paragraphe (III) 3.5.1 présente un exemple de distribution des résidus temporels. Notons que pour la reconstruction, seuls les écarts de temps relatifs entre les événements importent ; la détermination du temps absolue n'est importante que pour effectuer des coïncidences avec d'autres observations ou pour déterminer la position exacte de la source dans le ciel — dans ce dernier cas la précision nécessaire est faible.

La précision sur la mesure du temps est intrinsèquement limitée en particulier par la variation du temps de transit des PMs (TTS, pour *Transit Time Spread*, lire plus bas), qui est de l'ordre de 1.3 ns, et par la dispersion (paragraphe (II) 1.3), qui implique une variation temporelle de l'ordre de 1.5 ns pour une distance de 40 m selon la longueur d'onde des photons. Il est nécessaire de réduire autant que possible les autres sources d'incertitudes : une résolution angulaire supérieure à 0.3° pour des muons de plus de 10 TeV nécessite une résolution temporelle inférieure à 3 ns.

Marquage en temps

Il a été expliqué au paragraphe (II) 4.2 que les données sont groupées par *timeslices* d'une durée définie. Le déclenchement de ces *timeslices* est rythmé par une horloge cadencée à 20 MHz couplée à un GPS, ce qui permet une détermination du temps absolu avec une précision de l'ordre de 100 μs. L'instant de détection des photons au sein d'une *timeslice* est donné par deux valeurs : le **timestamp**, codé sur 24 bits et donné par un compteur généré par l'horloge précédemment citée, et le **tvc**, obtenu par une rampe de 50 ns en phase avec la période du bit de poids faible du compteur

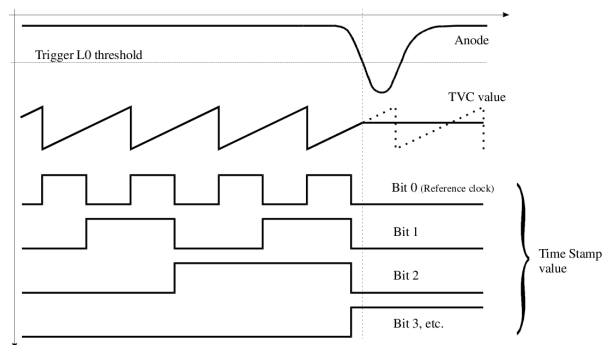


FIG. (III) 1.3: Principe de marquage du temps de détection des événements (lire le texte) [img38].

du `timestamp` (voir la figure (III) 1.3).

L'étalonnage en temps consiste à uniformiser la réponse en temps des instruments, notamment afin que les *timeslices* commencent au même moment pour tous les ARSs du détecteur. Le lecteur intéressé par un exposé plus détaillé pourra se tourner vers les références [158] et [157].

Sources d'incertitude

Idéalement, le temps fourni par le `timestamp` et le `tvc` devrait correspondre à l'instant d'arrivée des photons Čerenkov sur la photocathode du PM. En réalité, plusieurs délais interviennent au cours de la mesure.

En premier lieu, l'amplification du signal par le PM n'est pas instantanée. Le *temps de transit* définit le temps écoulé entre l'instant où le photon est absorbé par la photocathode et le moment où le signal amplifié apparaît en sortie du PM. La géométrie *box and line* des dynodes des PMs R7081-20 utilisés par ANTARES permet de minimiser le temps de transit ; il est annoncé par le constructeur comme étant de l'ordre de 70 ns. Il dépend également de la tension appliquée sur le PM, mais surtout de la position de l'impact du photon sur la photocathode. Il est donc différent pour chaque photon, et sa distribution (désignée par l'acronyme TTS, pour *Transit Time Spread*) caractérise l'incertitude sur le temps au niveau du PM. *A priori*, il n'est malheureusement pas possible de corriger le délai dû au TTS, mesuré pour les PMs d'ANTARES de l'ordre de 1.3 ns.

D'autre part, le signal à la sortie du PM ne correspond pas à une impulsion instantanée similaire à une distribution de Dirac, mais à distribution étalée dans le temps, au fur et à mesure que les électrons émis par la dernière dynode atteignent l'anode du PM. Les caractéristiques temporelles de cette distribution varient d'un PM à l'autre. Étant donné que le temps de détection des photons correspond à l'instant où le signal dépasse un seuil fixé (le seuil L0), il en résulte un effet de *walk*, sur lequel on reviendra en détail au paragraphe (III) 3. Cet effet est directement lié à la charge issue du PM, et est donc corrigé séparément.

En outre, la longueur de câble diffère selon l'étage et la ligne : il en résulte un temps de transit différent pour les signaux optiques des différents éléments du détecteur. Ces temps de transit sont mesurés à terre pour chaque ligne, avant immersion, puis vérifiés régulièrement *in situ* grâce à un système de balises optiques LED (pour les éléments d'une même ligne) et laser (entre les différentes lignes) [159, 158]. Ils sont soustraits lors de la conversion en temps du `timestamp` et du `tvc`. Enfin, le `tvc` est sensible, comme l'`avc`, aux effets de la DNL (lire la fin du paragraphe précédent).

1.4 Étalonnage en position

Le déploiement du détecteur s'effectue en surface : les lignes sont simplement descendues depuis un bateau. Leur placement au sol est donc approximatif en raison de l'épaisseur d'eau mouvante qu'elles doivent traverser avant d'atteindre le plancher marin. Les courants du milieu marin impliquent de plus des mouvements incessants du détecteur, avec des amplitudes temporelles et spatiales importantes à l'échelle du détecteur. La position et l'orientation précises des PMs illuminés étant une donnée capitale lors de la reconstruction des événements, ANTARES dispose d'un système de positionnement relativement performant.

La position des lignes au sol est déterminée au moment du déploiement par triangulation acoustique depuis le bateau, dont les coordonnées sont obtenues par GPS (*Global Positioning System*), à l'aide de quatre transpondeurs répartis aux quatre points cardinaux autour du détec-

teur. Les mesures sont répétées depuis plusieurs points, afin d'atteindre une précision de l'ordre du mètre sur la position absolue des lignes. La profondeur des transpondeurs, ainsi que celle du pied de chaque ligne, est connue précisément grâce à des capteurs de pression.

Chaque SCM contient en outre un émetteur qui génère un signal acoustique entre 40 et 60 kHz. Ce signal est récupéré par les hydrophones placés sur le cinquième étage de chaque secteur de chaque ligne (il y a 5 hydrophones par ligne). La position tridimensionnelle de chaque hydrophone est calculée toutes les deux minutes par triangulation à partir des différences de temps entre l'émission et la réception de ce signal, la vitesse du son dans l'eau étant mesurée en permanence par des célérimètres. Le cycle d'étalonnage acoustique active également l'acquisition de la direction de l'axe de la ligne par rapport à l'axe vertical et de l'orientation par rapport au nord magnétique, grâce au tiltmètre et au compas que portent chaque étage du détecteur.

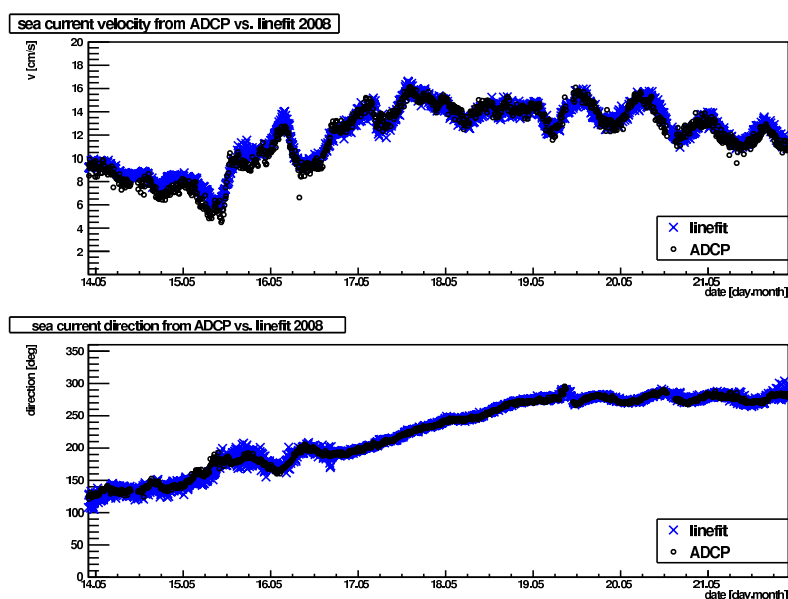


FIG. (III) 1.4: Vitesse (en haut) et direction (en bas) du courant ajustée par l'étalonnage en position et mesurée par l'ADCP pour l'année 2008 [img34].

Toutes ces mesures sont combinées pour obtenir la forme de chaque ligne, sur laquelle est effectuée un ajustement à partir des caractéristiques de la ligne (flottabilité, taille du câble, etc.), avec pour paramètres libres les caractéristiques du courant sous-marin. La figure (III) 1.4 présente la vitesse et la direction du courant obtenues par l'ajustement et mesurées par l'ADCP, pour l'année 2008 ; on constate que l'accord est excellent. Ce cycle est répété en continu pendant les prises de données, afin de tenir compte du courant, et prend environ dix secondes. La précision sur la position est finalement estimée à quelques centimètres et à quelques secondes près.

2 Mode « WaveForm »

Où l'on découvre un mode parallèle.

2.1 Principe

Outre le mode d'acquisition standard des ARSs (le mode SPE, évoqué au paragraphe (II) 4.3), il existe un second mode d'acquisition, qui permet d'échantillonner le signal issu de l'anode des PMs en 128 canaux dits TDC (pour *Time to Digital Converter*) d'une durée déterminée : le

mode *WaveForm* (WF). La fréquence d'échantillonnage est fixée pour ANTARES à 640 MHz, ce qui implique une durée de 1.5625 ns par canal, soit des événements de 200 ns. Pour chacun de ces canaux, le signal du PM est intégré et numérisé sur 8 bits (soit 256 canaux ADC). Ce fonctionnement permet d'obtenir un signal dont la forme est très proche de celle du signal en sortie du PM, d'où le nom « *WaveForm* », et donc éventuellement de distinguer les signaux créés par différents photoélectrons. La figure (III) 2.6 présente deux exemples d'événements enregistrés en mode *WaveForm*.

Le mode WF peut être utilisé de manière à ce que tous les événements dépassant le seuil L0 soient enregistrés sous cette forme (mode « *all WF* »), soit en conjugaison avec le mode SPE, ne déclenchant que sur les événements de forme particulière (mode PSD, pour *Pulse Shape Discriminator*, « détecteur de gabarit »). Un jeu de paramètres *slow control* définit le patron du PSD. Une fois le seuil L0 dépassé, le signal doit posséder l'une des caractéristiques suivantes :

- une amplitude supérieure au seuil défini par le paramètre `psd_th`,
- dépasser continuellement le seuil L0 pendant une durée supérieure à celle définie par le paramètre `psd_tot`,
- dépasser deux fois le seuil L0 pendant la durée définie par le paramètre `psd_gate`.

Le traitement d'un événement WF est cependant plus long et sa taille plus importante que pour des événements SPE. Il en résulte un temps mort et un besoin de bande passante plus importants, raisons pour lesquelles le mode WF est rarement utilisé, hormis pour quelques étalonnages tels que celui présenté au paragraphe (III) 3. À cela s'ajoute pour le mode PSD la complexité du traitement conjoint de données de type différent, pour un gain somme toute limité.

Notons qu'il est possible de lier les deux ARSs d'un OM afin d'échantillonner le signal sur 256 canaux TDC (soit 400 ns), et d'échantillonner également le signal en sortie de la dernière et de l'antépénultième dynodes (D14 et D12) — l'intérêt étant de disposer d'une gamme dynamique beaucoup plus grande puisque le signal est moins amplifié. Ces fonctionnalités ne sont cependant pas utilisées.

Il a été observé que la fonction de transfert du mode WF n'était pas linéaire à basse amplitude (figure (III) 2.5). L'auteur subodore que cette non-linéarité intégrale pourrait être liée au bruit électronique et surtout à la non-linéarité différentielle de l'ARS (qui a été présentée à la fin du paragraphe (III) 1.2), et corrigée. Dans tous les cas, cette non-linéarité intégrale n'a que peu d'effet sur les résultats présentés dans la suite de ce chapitre, pour les raisons brièvement évoquées au paragraphe (III) 3.4.1.

2.2 Logiciel d'analyse

Une part importante de ce travail de thèse a consisté à développer une suite logicielle d'analyse des runs WF, nommée `WFTools`. Celle-ci est constituée de trois classes C++ (la classe mère `WFAnalyzer` et ses deux classes filles, `WFFitter` et `WFShapeFinder`) disposant d'un grand

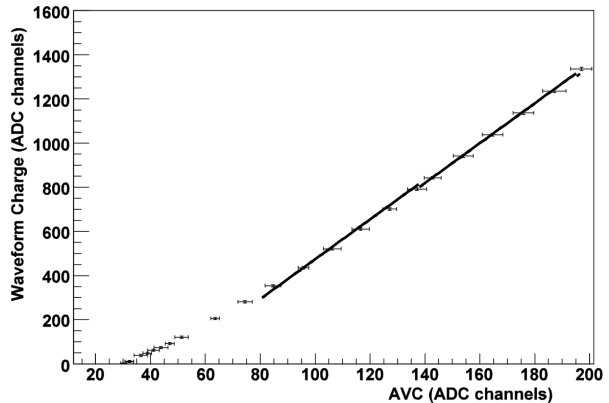


FIG. (III) 2.5: Relation entre le signal *WaveForm* intégré et l'avg [img41].

nombre de fonctions permettant le traitement et l'analyse des événements WF, ainsi que de deux exemples de programmes utilisant ces classes : le premier, `FitAWF`, permet de rechercher le nombre d'impulsions présentes pour chaque événement, et le second, `GetSamples`, permet notamment de sélectionner les événements correspondant à la forme la plus fréquente — une de ses utilisations sera présentée au paragraphe (III) 3.4.1. Le fonctionnement et l'utilisation de ces programmes ne seront pas détaillés ici : ils font l'objet d'une note interne reproduite en appendice B. La documentation des classes est quant à elle disponible à l'adresse précisée dans la référence [160]. Sans entrer dans des détails programmatoires qui ne présentent que peu d'intérêt dans le cadre de ce manuscrit, il semble important de préciser quelques points liés à la génération de la forme de référence utilisée pour la correction de l'effet de *walk* (paragraphe (III) 3.4.1), qui est l'objet de la suite de ce chapitre.

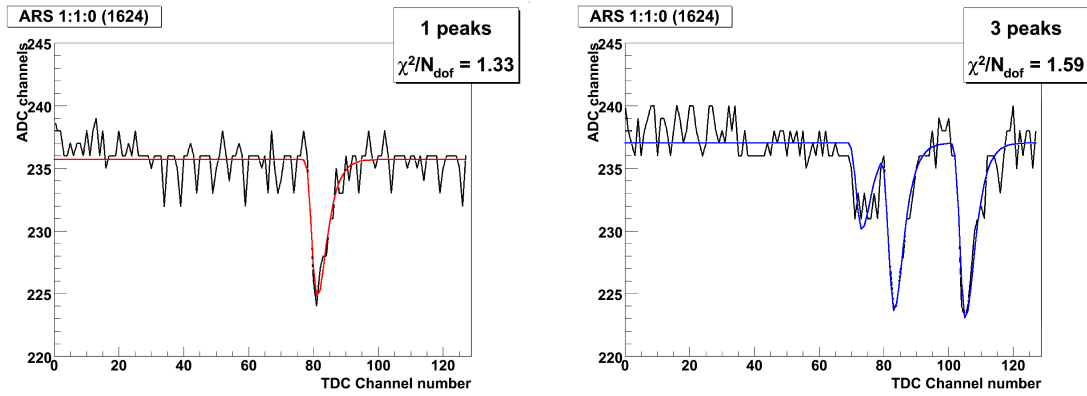


FIG. (III) 2.6: Exemples d'événements WaveForm (trait noir) ajustés par le programme `FitAWF` [img16].

Bien que d'autres paramétrisations aient été proposées [161], le choix de la forme du photoélectron s'est ici porté sur le résultat d'une étude effectuée par la collaboration DVCS [162] avec laquelle l'auteur était familier, qui donne des résultats très satisfaisants pour l'ajustement des événements WaveForm, comme l'illustrent les exemples obtenus avec `FitAWF` présentés sur la figure (III) 2.6. Elle est donnée par

$$A_{1pe}(t) = a_0 \cdot e^{-\frac{t-a_1}{a_2}} \cdot e^{-e^{-\frac{t-a_1}{a_2}}} \cdot e^{\alpha t^2 - a_3}, \quad ((III) 2.1)$$

où les a_i sont les paramètres à ajuster, et $\alpha = 1.31 \cdot 10^{-2} - 5.1 \cdot 10^{-3} \cdot a_2$.

Il est également à noter que ces classes permettent de nettoyer préalablement les données WF du bruit électronique (ce nettoyage n'apparaît pas sur la figure (III) 2.6, qui présente les données brutes) : si la valeur du canal d_i satisfait les relations

$$\begin{cases} d_i \neq d_{i-1}, \\ |d_{i-2} - d_{i-1}| < 2, \\ d_{i+1} = d_{i-1} \text{ ou } d_{i+2} = d_{i-1}, \end{cases} \quad ((III) 2.2)$$

alors il est remplacé par la valeur du canal précédent :

$$d_i := d_{i-1}. \quad ((III) 2.3)$$

En outre, les événements pour lesquels l'effet de la DNL est trop important (lorsque la même valeur d'ADC apparaît plus de deux fois dans l'intervalle délimité par la durée à mi-hauteur) sont éliminés par `GetSamples`.

3 Effet de *walk*

Où le temps *n'est pas laissé au temps*.

3.1 Problématique

La résolution angulaire du télescope est une qualité essentielle pour pouvoir rattacher les neutrinos détectés à une source ou pour effectuer des coïncidences multi-messagers avec d'autres détecteurs. La trajectoire du muon étant reconstruite à partir des temps d'arrivée des photons sur les OMs, cette résolution angulaire dépend directement de la précision sur la mesure du temps de détection. On a vu au paragraphe (III) 1.3 que cette résolution était intrinsèquement limitée par la variation du temps de transit (TTS) des photomultiplicateurs et par la dispersion dans l'eau. Afin d'obtenir une résolution temporelle meilleure que 3 ns, les contributions dues à l'électronique doivent être inférieures à 0.5 ns. Or il sera démontré dans les paragraphes suivants que l'un des phénomènes liés à celle-ci engendre des délais variables pouvant atteindre plusieurs nanosecondes.

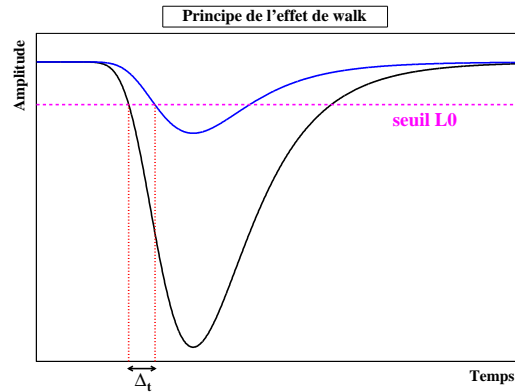


FIG. (III) 3.7: Illustration du principe de l'effet de walk (on notera la convention prise pour la valeur de la charge, négative) : deux impulsions d'amplitudes différentes franchiront le seuil $L0$ à un instant différent [img16].

Le signal analogique en sortie du PM est immédiatement traité par un ARS afin d'être numérisé. L'ARS repose sur une discrimination à seuil : lorsque le signal dépasse une amplitude minimale déterminée par le seuil $L0$ (défini par le paramètre *slow control trig0_th*, typiquement de l'ordre de 0.3 photoélectrons), il est considéré comme potentiellement intéressant et enregistré en tant qu'événement de type $L0$ (lire le paragraphe (II) 4.5).

L'inconvénient majeur des discriminateurs à seuil est leur sensibilité à l'*effet de walk*, qui consiste en une corrélation entre la charge et le temps mesurés. Pour les raisons que l'on vient d'évoquer, deux signaux d'amplitude totale différente franchiront le seuil à des temps différents par rapport à l'instant d'émission, comme l'illustre la figure (III) 3.7. Cet effet est d'autant plus important que l'amplitude du signal est faible — or les événements de faible amplitude constituent la majorité des événements, comme le montre la figure (III) 1.2 (paragraphe (III) 1.2) —, et atteint près de 5 ns au niveau du seuil $L0$ (figure (III) 3.8). Il est donc indispensable, afin de prétendre à la précision temporelle attendue, de corriger au mieux cet écart.

3.2 Définition

Le signal issu d'un PM possède une forme caractéristique : aux fluctuations statistiques près, la structure temporelle (durée de l'élévation, position du maximum, durée de la décrois-

sance, etc.) d'une impulsion est en principe identique quelle que soit la quantité de lumière reçue, celle-ci n'influençant que l'amplitude du signal³.

La fonction de transfert de l'avec est linéaire (figure (III) 1.2). Le fait que la forme temporelle du signal ne dépende que de l'amplitude peut alors se formaliser en la représentant comme une fonction de la charge Q et du temps t ,

$$A(Q, t) = Q \cdot A_{1pe}(t), \quad ((III) 3.4)$$

où l'on a noté $A_{1pe}(t)$ la fonction représentant le signal normalisé à un seul photoélectron. Le *walk* w est quant à lui défini tel que soient satisfaites les conditions

$$\begin{cases} A(Q, \tau + w) = A_{L0}, \\ \frac{dA}{dt}(Q, \tau + w) < 0, \end{cases} \quad ((III) 3.5)$$

où A_{L0} est le seuil $L0$ et τ un instant de référence par rapport à l'impulsion (*a priori* l'instant d'émission de l'impulsion, soit $\tau = 0$). La seconde condition exprime simplement le fait que la valeur du *walk* est extraite sur la pente descendante du signal (celui-ci étant considéré comme une impulsion négative).

Il est donc aisé, si la fonction $A_{1pe}(t)$ est connue, de déduire la valeur du *walk* simplement à partir de la charge mesurée : l'extraction de la valeur du *walk* consiste en la résolution du système (III) 3.5. En réalité, la fonction de transfert entre le signal en sortie des PMs et l'avec n'est pas triviale, mais c'est le rôle de l'étalonnage en charge que de remédier à cette difficulté (lire le paragraphe (III) 1.2).

3.3 Méthodes d'évaluation

Il existe plusieurs moyens d'estimer l'effet de *walk*. En particulier, cet effet a fait l'objet d'études en chambre noire. La méthode alors utilisée consiste à envoyer sur un PM deux impulsions lumineuses consécutives séparées d'une durée déterminée, et à mesurer la différence de temps entre la détection du signal de référence (de grande amplitude afin de minimiser sa sensibilité à l'effet de *walk*) et celle du second signal. Il suffit de varier l'amplitude du second signal puis d'ajuster le profil de la distribution obtenue pour obtenir une fonction donnant la valeur de l'effet de *walk* en fonction de l'amplitude du signal [111, 161, 163]. Le premier inconvénient de cette méthode est que l'impulsion de référence est elle-même concernée par l'effet de *walk*— la pertinence de cet argument est cependant faible, l'effet de *walk* étant négligeable pour des impulsions de grande amplitude. D'autre part, l'effet du TTS (paragraphe (III) 1.3) est intriqué dans les données. Mais surtout, elle ne prend pas en compte l'évolution des éléments du détecteur *in situ*.

Il serait sans doute possible d'utiliser les balises optiques (*Optical Beacons*) pour reproduire ces mesures, mais les effets cumulés de la dispersion (paragraphe (II) 1.3), du bruit de fond marin (paragraphe (II) 1.4) et surtout des incertitudes temporelles sur le temps de parcours des photons dans l'eau (les balises optiques sont d'ailleurs utilisées pour l'étalonnage en temps) dégraderaient significativement les résultats. En revanche, les LEDs internes situées sur la face extérieure des PMs pourraient offrir une alternative séduisante, qui n'a cependant jamais été mise en œuvre.

Une autre approche a ici été privilégiée : il s'agit de tirer parti du mode *WaveForm* présenté au paragraphe (III) 2, par lequel il est possible de remonter à la forme de l'impulsion directement

³Ceci n'est vrai que dans le cas d'impulsions simples. Pour des impulsions multiples, le signal possède bien évidemment une structure temporelle plus complexe, sur laquelle nous reviendrons au paragraphe (III) 3.6.

à la sortie de chaque PM. Cette méthode présente les avantages de pouvoir suivre l'évolution des données *in situ*, d'être aisément reproductible et de pouvoir être facilement testée, comparée, et/ou modifiée. En revanche, elle est sensible aux artefacts dus au mode *WaveForm*, à savoir les effets dus à la non-linéarité différentielle (DNL, évoquée au paragraphe (III) 1.2), en particulier. Les programmes mentionnés au paragraphe (III) 2.2 ont toutefois été développés de sorte que les événements pour lesquels les effets de la DNL sont trop flagrants puissent être identifiés et éliminés.

3.4 Correction

3.4.1 Extraction du signal utilisé pour la correction

La première étape en vue d'une correction de l'effet de *walk* consiste donc à identifier la forme du signal $A_{1pe}(t)$ (paragraphe (III) 3.2). Ceci n'est pas possible à partir des données standards, car l'*avc* ne porte que le signal intégré, et a perdu toute information sur la forme du signal. En revanche, on a vu au paragraphe (III) 2 que le mode *WaveForm* permet de récupérer des données aussi proches que possible du signal en sortie des PMs. Il est donc possible à partir de ce mode d'extraire la forme caractéristique du signal $A_{1pe}(t)$.

La procédure utilisée pour élaborer à partir des événements WF une fonction permettant de déterminer la correction à appliquer en fonction de la charge mesurée est effectuée par le logiciel `GetSamples`, développé pour l'occasion à partir des `WFTools` présentés au paragraphe (III) 2.2 [164] :

1. Une boucle sur les événements est effectuée sur chaque ARSs, afin de ne conserver que les événements correspondant à la forme la plus fréquente, attendue dans les *runs* WF comme le photoélectron. Cette première sélection peut être établie sur plusieurs critères : amplitude maximale, charge intégrée, *avc* ou charge étalonnée. La méthode de sélection consiste à remplir un histogramme bidimensionnel de ce paramètre en fonction de la durée à mi-hauteur (figure (III) 3.8), et à ne garder que les événements du ou des bin(s) le(s) plus rempli(s). Les données sont nettoyées du bruit électronique et les événements pour lesquels l'effet de la DNL est trop important ne sont pas considérés (cf. paragraphe (III) 2.2). Enfin, une interpolation permet d'améliorer d'un facteur 4 la résolution en temps sur le FDHM de chaque événement (*a priori* de 1.5625 ns, durée correspondant à un canal TDC), grâce à une régression de Nadaraya-Watson [165, 166].
2. Une fois les événements avec la forme la plus fréquente sélectionnés, ils sont décalés de sorte que l'*extremum* (extrapolé, afin de minimiser les effets de la numérisation et de la DNL) soit positionné au même instant pour tous les événements, puis ils sont moyennés, soit sur tous les ARSs, soit sur chaque ARS. Le résultat est considéré comme correspondant à la forme typique d'un photoélectron.
3. Cette forme est alors ajustée par une paramétrisation correspondant à la forme attendue pour le signal d'un PM (paragraphe (III) 2.2). Les paramètres de l'ajustement sont enregistrés afin d'être utilisés pour la correction de l'effet de *walk*. Les ARSs pour lesquels l'ajustement n'est pas satisfaisant ou le nombre d'événements suffisamment représentatif sont éliminés manuellement.

Étant donné que les événements sont sélectionnés uniquement statistiquement, sans aucun *a priori* sur l'amplitude d'un photoélectron, cette méthode n'est pas biaisée par la non-linéarité intégrale : si la statistique est suffisante et les paramètres de l'ARS corrects, la forme extraite est

sans ambiguïté celle du photoélectron. Les premières tentatives d'extraction par cette méthode ont cependant été entachées par la mauvaise qualité du signal : la gamme dynamique de l'ARS était trop grande, et par conséquent la résolution en amplitude des événements était très faible. Il a été nécessaire d'augmenter cette résolution, ce qui s'effectue en diminuant le LSB (*Low Significant Bit*) des ADCs liés au mode WF, régi par le paramètre *slow control* AD1_B1L.

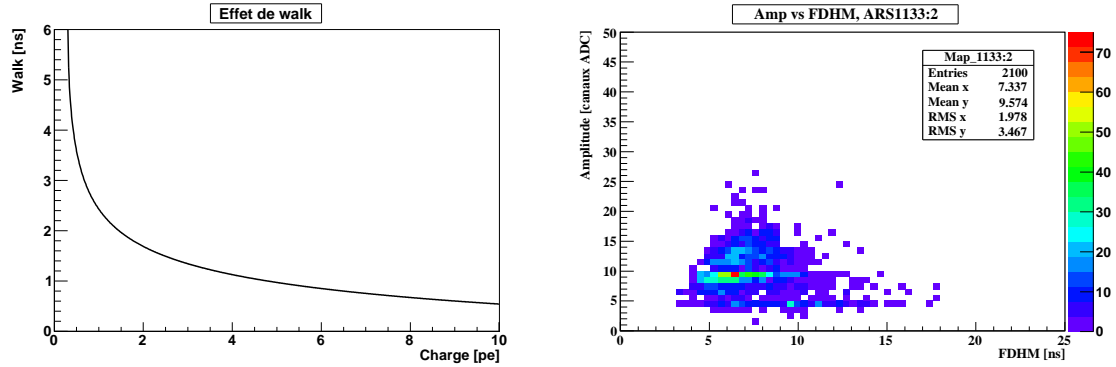


FIG. (III) 3.8: À gauche, délai dû à l'effet de *walk* en fonction de la charge, d'après la fonction extraite pour la correction [img16]. À droite, exemple de distribution bidimensionnelle de l'amplitude des événements WF d'un ARS en fonction de leur durée à mi-hauteur à [img32]. On observe que la forme la plus fréquente correspond ici aux événements dont l'amplitude est de 9 canaux ADC et dont le FDHM est d'environ 6.5 ns.

3.4.2 Implémentation logicielle

Valeur du walk

La valeur utilisée pour l'implémentation de l'effet de *walk* est obtenue par la résolution du système (III) 3.5. La fonction (III) 2.1 n'étant *a priori* pas inversible, cette valeur est extraite par dichotomie sur la pente descendante de la fonction. La précision demandée est très largement supérieure à la résolution temporelle du détecteur, afin de ne pas introduire de biais.

L'implémentation est faite par la classe `WalkCorrection` (fichier `WalkCorrection.hh` de la suite `antares-daq`). Elle est notamment appelée par le constructeur des événements SPE, `SPE_Item(temps, amplitude, seuil)` (fichier `spe_io.hh`) et par la fonction `SPE_reader::timeSincERTS(timestamp, tvc, avc, seuil)` (fichier `trigger_io.hh`).

Notons qu'il n'est pas nécessaire de corriger l'effet de *walk* au niveau des algorithmes de filtrage (paragraphe (II) 4.5) : les fenêtres en temps considérées pour les coïncidences sont systématiquement augmentées d'une valeur largement supérieure au délai que peut introduire celui-ci (en général, les fenêtres sont augmentées de 20 ns).

Données réelles

Pour les données, la correction de l'effet de *walk* doit se faire au niveau de l'étalonnage, avant la reconstruction. La charge réelle correspondant au signal n'étant pas connue, cette correction doit avoir lieu après l'étalonnage en charge de l'`avc`. La correction proprement dite consiste à soustraire au temps d'arrivée du signal la valeur obtenue par la résolution du système (III) 3.5.

La correction de l'effet de *walk* est implémentée dans les principaux logiciels de reconstruc-

tion, `CalReal` (depuis la version `v2r0`), `BBfit` (depuis la version `v3r5`) et `SeaTray` (depuis la version `09-11-00`). Il s'agit d'une correction « globale », c'est-à-dire que la forme de référence utilisée pour l'extraction de la correction est la même pour tous les ARSs. Les raisons de ce choix seront explicitées au paragraphe (III) 3.5.1

Monte-Carlo

Les fichiers Monte-Carlo générés par le logiciel `KM3 mc` (lire le paragraphe (IV) 3.5) sont supposés correspondre à un détecteur « parfait », au sens où l'électronique n'y est pas simulée⁴ : chaque impulsion issue d'un PM obéit à une distribution de Dirac centrée sur le temps de passage du seuil⁵. Pour tester l'effet du *walk* sur un échantillon Monte-Carlo, on doit donc biaiser la simulation, soit *additionner* la valeur du *walk* au lieu de la soustraire.

Il y a plusieurs moyens d'introduire le biais dû à l'effet de *walk* dans la production Monte-Carlo. Le plus simple est celui qui est actuellement implémenté dans la chaîne de simulation d'ANTARES, via `TriggerEfficiency` (depuis la version 1.47 avec l'option `-W`, et automatique depuis la version 1.48). C'est en fait l'exact opposé de l'implémentation actuelle de la correction du *walk* sur les données : il consiste simplement à utiliser la forme correspondant à la correction globale (paragraphe (III) 3.5.1). Cette solution a été retenue par pragmatisme, car permettant d'utiliser les mêmes fonctions pour les données et les Monte-Carlo elle était la plus simple et rapide à mettre en œuvre.

Une seconde méthode consiste à utiliser une forme spécifique par ARS plutôt qu'une correction globale. Enfin, une troisième alternative est d'ajuster les distributions du *walk* obtenues pour tous les ARSs pour différentes amplitudes (figure (III) 3.9) par une fonction gaussienne⁶, puis d'ajuster la variation des paramètres de cette gaussienne en fonction de la charge Q par une expression du type

$$f(Q) = \frac{a_0}{Q + a_1} + \frac{a_2}{Q^{a_3} + a_4 Q^2}, \quad ((III) 3.6)$$

comme l'illustre la figure (III) 3.10. On peut alors déterminer, pour une charge donnée, la dispersion du *walk* sur tout le détecteur, de laquelle on peut extraire une valeur aléatoirement.

La première et la troisième implémentation constituent en réalité des cas limites : le premier cas, idéal, minimise l'effet des différences entre les PMs/ARSs, tandis que la troisième méthode l'exagère, puisque pour une charge et un ARS donnés on peut obtenir deux valeurs du *walk* complètement différentes (les deux tirages aléatoires peuvent par exemple donner une valeur dans

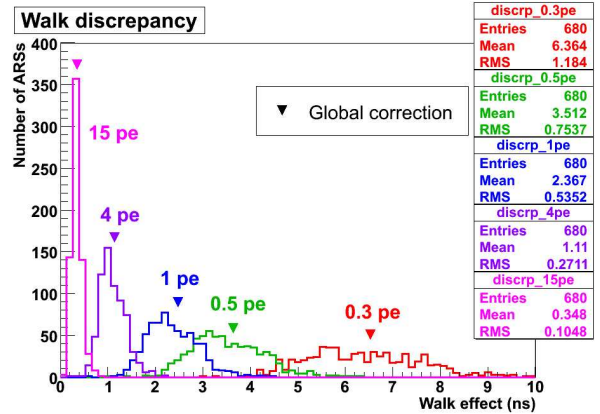


FIG. (III) 3.9: Distribution de la valeur du *walk* pour tous les ARSs, pour différentes amplitudes (en nombre de photoélectrons), et valeurs obtenues par la correction globale [img32].

⁴En réalité, `KM3 mc` permet de simuler certains artefacts dus à l'électronique, mais leur implémentation est obsolète et c'est désormais le programme `TriggerEfficiency` qui en a la charge.

⁵Ou plus rigoureusement, la charge est la somme des amplitudes de toutes les distributions de Dirac contenues dans la période d'intégration, et le temps de passage du seuil correspond à celui de la première d'entre elles.

⁶Une distribution gamma pourrait sembler plus appropriée, mais les paramètres ne varient pas avec l'amplitude de manière aussi continue que ceux d'une fonction gaussienne. La différence, non estimée, est de toute façon largement négligeable.

chaque queue de la gaussienne) alors qu'elles devraient être identiques. Il est évidemment possible de contourner ce problème, au prix d'une complexification importante de l'implémentation, pour un gain limité. Néanmoins, la seconde méthode n'est pas pertinente, puisqu'elle correspond à un cas particulier de détecteur parmi une infinité. Elle ne sera donc pas considérée par la suite.

Une fois la valeur du *walk* ajoutée à chaque événement d'un échantillon Monte-Carlo, on peut comparer cette production biaisée à la même production non biaisée, ou biaisée selon une implémentation différente. Les différences entre les productions mettent en valeur l'effet global induit par le *walk*.

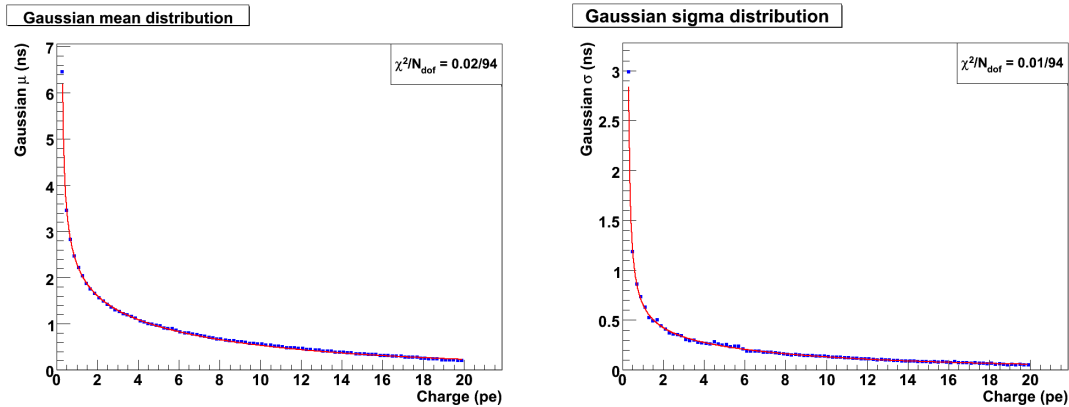


FIG. (III) 3.10: Ajustement des paramètres de la distribution gaussienne correspondant à la distribution de la valeur du *walk* pour tous les ARSs en fonction de l'amplitude, par l'équation (III) 3.6 [img32].

3.5 Effet de la correction

Note : Les résultats présentés dans ce paragraphe ont été obtenus en 2007 et en 2008, et n'ont pas été mis à jour depuis.

3.5.1 Correction individuelle vs correction globale

La forme du signal correspondant à un photoélectron diffère d'une part d'un PM à l'autre, et d'autre part (dans une moindre mesure) d'un ARS à l'autre. Deux approches sont donc possibles pour la mise en œuvre de la correction : l'utilisation d'une forme de photoélectron globale pour tous les ARSs, ou d'une forme individuelle optimisée pour chaque ARS. L'influence de ces deux approches a été étudiée sur des données (le faire sur une production Monte-Carlo n'aurait pas de sens, pour les raisons évoquées au paragraphe (III) 3.4.2).

La figure (III) 3.9 montre la distribution des valeurs du *walk*, pour différentes charges, à partir de la forme obtenue pour chaque ARS. L'écart-type de ces distributions atteint 1 ns à faible amplitude, ce qui défavorise *a priori* l'option de la correction globale. Même pour de grandes amplitudes, l'écart-type excède 0.1 ns. On constate toutefois que les valeurs obtenues pour la correction globale sont compatibles avec la valeur moyenne de ces distributions.

La correction individuelle semble donc *a priori* plus judicieuse. Elle se révèle pourtant dans les faits moins efficace que la correction globale. Ainsi, si le gain sur les résidus temporels⁷ des

⁷Écart entre le temps mesuré des événements et celui calculé par l'algorithme de reconstruction.

événements utilisés pour la reconstruction (~ 0.6 ns) et sur le nombre d'événements reconstruits ($\sim 6\%$) semblent du même ordre de grandeur (figure (III) 3.11), la qualité de la reconstruction n'est pas améliorée de manière significative avec la version individuelle, et est même moins bonne pour les trajectoires reconstruites comme montantes⁸. Le nombre de muons survivant à la coupure traditionnelle $\Lambda > -5.3$ sur l'estimateur de qualité défini par la stratégie de reconstruction d'Aart est quant à lui légèrement supérieur avec la correction globale (3 999 muons sur l'échantillon analysé, contre 3 834 avec la correction individuelle et 3 152 sans correction).

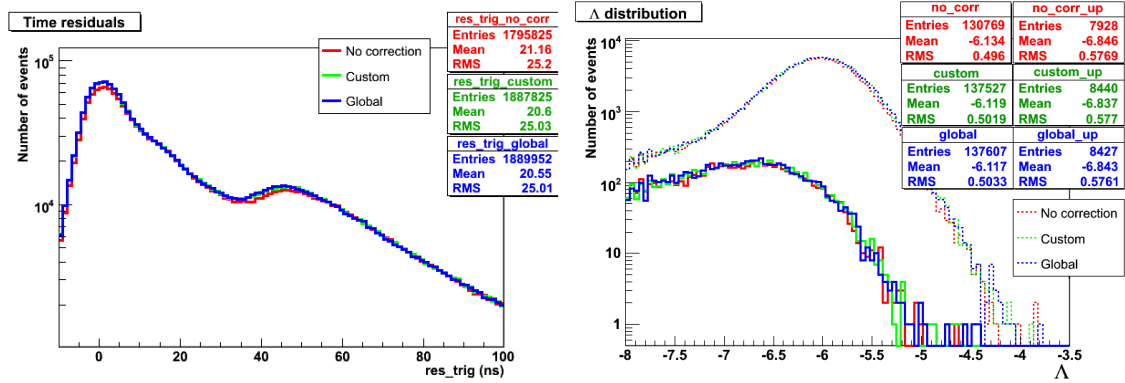


FIG. (III) 3.11: À gauche, distribution des résidus temporels des événements utilisés pour la reconstruction, selon le type de correction appliquée (à comparer avec la figure (II) 1.3). À droite, distribution de l'estimateur de qualité de la reconstruction (une valeur élevée indique une bonne reconstruction), pour toutes les trajectoires reconstruites (en pointillés) et pour celles reconstruites comme montantes (traits continus) [img32].

Plusieurs raisons permettent d'expliquer ce paradoxe apparent. Le nombre d'événements disponibles pour élaborer la forme de référence est relativement faible (il est contraint par le temps et la taille des *runs* WF et dépend du taux d'acquisition individuel des ARSs, lui-même déterminé par la justesse du seuil L0). Outre la faible valeur statistique d'une forme de référence établie avec un faible nombre d'événements, les événements choisis peuvent ne pas correspondre à la forme du photoélectron, ou le nombre d'événements être insuffisant pour extraire une référence. Ces problèmes sont souvent liés à un mauvais paramétrage des ARSs. Le moyennage sur l'ensemble des ARSs permet de les noyer dans la masse, et avec eux les effets dus à la DNL, et donc d'obtenir une référence peut-être moins précise mais plus robuste.

Ce paradoxe est également alimenté par les paramètres utilisés pour calculer la correction au moment de l'étalonnage : mauvaise estimation de la charge, inadéquation entre le seuil réel et celui utilisé pour l'extraction de la correction (actuellement fixé à 0.3 photoélectrons), ou encore variation des paramètres au cours du temps. Ces effets sont également « lavés » statistiquement par l'application d'une forme de référence globale, plus universelle.

Les prochaines versions des logiciels de reconstruction devraient prendre en compte le seuil L0 enregistré dans la base de données, ce qui pourrait potentiellement rendre la correction individuelle plus compétitive. Il est également rappelé que les outils logiciels (Monte-Carlo et reconstruction) ainsi que les méthodes d'étalonnage de la charge ont connu de nettes améliorations depuis cette étude. La correction individuelle restera toutefois toujours plus sensible aux effets

⁸On rappelle que la trajectoire des événements physiques que cherche à voir ANTARES est dirigée de bas en haut au niveau du détecteur, les muons descendants constituant quant à eux le bruit de fond physique (paragraphe (I) 2.5).

présentés dans ce paragraphe. La correction globale du *walk* est donc plus fiable que la correction individuelle, ce qui justifie son choix pour l'implémentation logicielle (paragraphe (III) 3.4.2).

3.5.2 Effet sur les Monte-Carlo

La figure (III) 3.12 montre l'effet du *walk* sur la résolution angulaire (angle entre la direction reconstruite et la vérité Monte-Carlo), pour un lot de muons issus de neutrinos montants d'une énergie allant jusqu'à 10 PeV, avec un bruit de fond optique de 60 kHz, en utilisant la « stratégie d'Aart ». Étonnamment, la dégradation induite par l'effet de *walk* semble faible : de l'ordre de quelques centièmes de degrés. Pour mémoire, la résolution angulaire attendue pour ANTARES est de quelques dixièmes de degrés (de l'ordre de 0.3° au-delà de 10 TeV). En réalité, cette dégradation ne devient importante que pour les muons d'une énergie inférieure à quelques centaines de GeV.

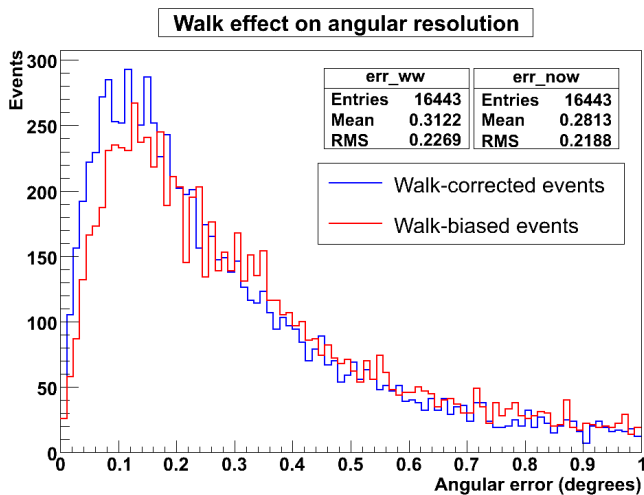


FIG. (III) 3.12: *Effet du walk sur la résolution angulaire pour des muons montants [img32].*

En revanche, la correction de l'effet de *walk* a un effet positif notable sur l'estimateur de qualité de la reconstruction. Cette amélioration n'est pas un artefact lié à l'algorithme de reconstruction utilisé, puisqu'elle a aussi été observée avec un autre algorithme de reconstruction, aujourd'hui obsolète, également utilisé pour ces tests (la « stratégie d'Yvonne »). Cet effet est naturel : la correction est supposée rapprocher le temps mesuré du temps réel, et donc réduire les résidus temporels, qui sont utilisés pour estimer la qualité de la reconstruction.

Les effets observés ne sont cependant pas triviaux : si l'on note une amélioration globale de la résolution angulaire, celle-ci est très faible et une comparaison neutrino par neutrino montre que l'amélioration n'est pas systématique — l'angle médian entre les directions reconstruites avec et sans biais est d'ailleurs supérieur à l'effet observé sur la résolution angulaire. L'auteur a des raisons de penser que ce paradoxe est lié aux limitations du logiciel de reconstruction utilisé. Malheureusement, cette analyse a été avortée, précisément en vue de déterminer les failles présentes dans l'implémentation de l'algorithme de reconstruction. Il serait souhaitable de réitérer cette étude avec les outils informatiques actuels, qui ont été améliorés depuis l'obtention des résultats présentés ici.

3.5.3 Effet sur les données

La figure (III) 3.13 présente la distribution des valeurs de la correction (globale, lire le paragraphe (III) 3.5.1) du *walk* appliquée à un jeu de données, pour tous les événements (en pointillés) et pour les événements ayant satisfait les conditions du filtrage (traits pleins). On remarque que la dispersion sur la valeur de la correction est de l'ordre de la nanoseconde. Cet effet est directement reporté sur la moyenne des résidus temporels, où l'on constate un gain de l'ordre de 0.6 ns (figure (III) 3.11). Par conséquent, l'estimateur de qualité de la reconstruction s'en trouve également amélioré. Le nombre d'événements reconstruits tels que l'estimateur de la « stratégie d'Aart » satisfasse la coupure traditionnelle⁹ de $\Lambda > -5.3$ est ainsi augmenté de 10 à 20 %, et le nombre de trajectoires reconstruites montantes de 40 à 50 %.

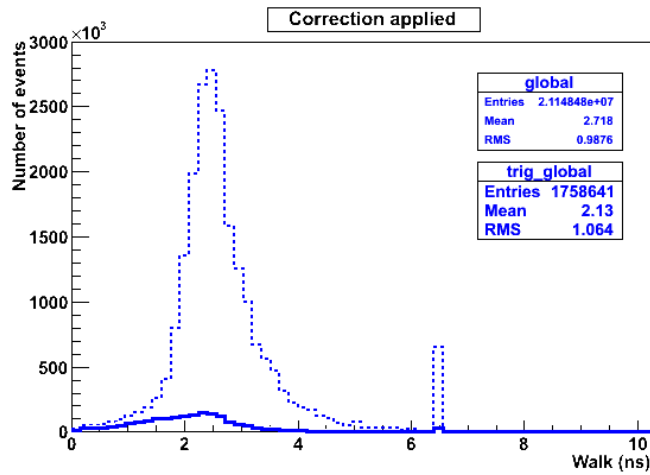


FIG. (III) 3.13: Correction de l'effet de *walk* appliquée sur les données, pour tous les événements (pointillés) et pour les événements satisfaisant les critères du filtrage (traits pleins) [img32]. Le pic à 6.5 ns est dû aux ARSs dont la charge a été reconstruite comme inférieure au seuil $L0$ utilisé (0.3 pe), que ce soit à cause d'un mauvais étalonnage ou d'un seuil $L0$ trop bas lors de l'acquisition.

Notons que les effets sont similaires pour les deux stratégies de reconstruction testées, la stratégie d'Aart et celle d'Yvonne (cette dernière est à présent obsolète et les résultats ne seront pas présentés ici). Là encore, une comparaison trajectoire par trajectoire de ces améliorations devrait être effectuée. Cela n'a pas été fait ici, l'auteur ayant dû interrompre cette étude pour investiguer des problèmes logiciels touchant le programme utilisé pour la reconstruction.

3.6 Limites de la correction et sources d'incertitude

Dispersion des ARSs

A priori, l'une des premières sources d'incertitude sur la correction de l'effet de *walk* telle qu'actuellement implémentée est la différence entre la forme de référence utilisée pour décrire le signal (forme de référence globale, cf. paragraphe (III) 3.5.1) et la forme du signal spécifique à chaque ARS. Cette incertitude est relativement simple à estimer, à partir des ajustements présentés sur la figure (III) 3.10 (voir la fin du paragraphe (III) 3.4.2), qui correspondent à la variation des paramètres de la gaussienne décrivant la dispersion de la valeur du *walk* pour tous les ARSs, en fonction de la charge : l'incertitude est simplement donnée approximativement par la variation de l'écart-type.

⁹Cette coupure a été optimisée de manière pouvoir négliger la contribution des muons atmosphériques au bruit de fond physique généré par les neutrinos atmosphériques [167]. Elle n'est plus nécessairement valable une fois appliquée la correction de l'effet de *walk*, et n'est utilisée ici qu'à titre indicatif.

Ainsi, pour une charge correspondant à 10 pe, la valeur moyenne du délai dû à l'effet de *walk* est d'environ 0.5 ± 0.1 ns. Le tableau (III) 3.1 donne la correspondance approximative entre la charge, la valeur moyenne du *walk* et l'écart-type sur cette valeur due aux éléments du détecteur. On remarque que la moyenne est compatible avec la correction présentée sur la figure (III) 3.8. Ces valeurs ne sont vraisemblablement qu'une limite supérieure pour l'incertitude réelle : l'étalonnage de la charge (paragraphe (III) 1.2) a été grandement amélioré depuis leur extraction, et l'harmonisation des éléments du détecteur devrait avoir pour effet de restreindre la dispersion des valeurs du délai dû à l'effet de *walk*.

Npe	$\langle \tau \rangle$	σ
0.5	3.4	1.1
1	2.3	0.65
2	1.6	0.4
4	1.1	0.25
8	0.7	0.15
16	0.3	<0.1

TAB. (III) 3.1: Valeur moyenne et écart-type du délai dû à l'effet de *walk* (en ns) sur tous les ARSs du détecteur, en fonction du nombre de photoélectrons (voir aussi la figure (III) 3.10).

Événements multi-impulsions

Lorsque plusieurs impulsions issues d'un même PM atteignent l'ARS pendant la durée d'intégration, le système d'acquisition ne voit qu'une seule charge, qui est la somme des charges réelles (éventuellement tronquées à la fin de la fenêtre d'intégration), et qu'un seul temps d'arrivée. Si les impulsions sont très rapprochées, ou si la charge des impulsions suivantes est faible en comparaison de celle de la première, le temps de passage du seuil correspond approximativement à celui d'une impulsion dont la charge serait la somme des charges des impulsions considérées (figure (III) 3.14). La valeur utilisée pour la correction, évaluée à partir de la charge mesurée, est alors correcte. Dans les autres cas, la charge mesurée ne correspond pas à la forme de la montée de la première impulsion, ce qui entraîne une sous-estimation de la correction.

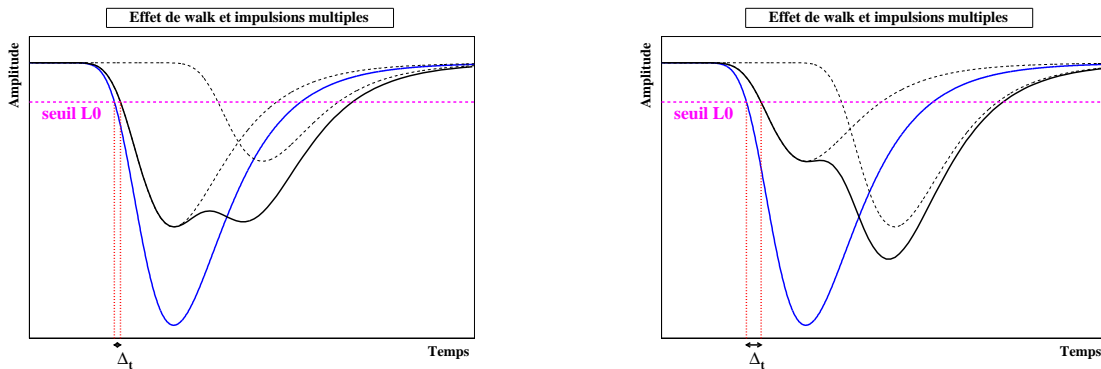


FIG. (III) 3.14: Influence des impulsions multiples sur la correction de l'effet de *walk* : à gauche, l'écart entre le temps de passage du seuil du signal réel (courbe noire) et la valeur déduite de la charge (courbe bleue) est relativement faible, mais l'exemple de droite montre qu'il peut devenir important [img16].

La figure (III) 3.15 montre la distribution du nombre d'impulsions par événement WF sur un run WF, estimée par le programme `FitAWF`. Près de 90 % des événements correspondent à une seule impulsion, et seuls 3 % des événements possèdent 3 impulsions ou plus. La figure (III) 3.15 montre également le profil de la valeur du *walk* directement extraite de l'ajustement par le

programme `FitAWF` en fonction de l'intégrale du signal ajusté, suivant le nombre d'impulsions ajustées. On observe que la sous-estimation de la correction est de l'ordre de 0.5 ns pour les événements à deux impulsions, et la statistique est insuffisante pour conclure en ce qui concerne les événements avec plus d'impulsions. Ces valeurs sont cependant à considérer avec précaution, d'une part car la convention choisie pour le temps de référence est différente de celle utilisée dans le reste de ce document, et d'autre part car la fonction de transfert entre l'intégrale du signal ajusté et la charge mesurée n'a pas été vérifiée.

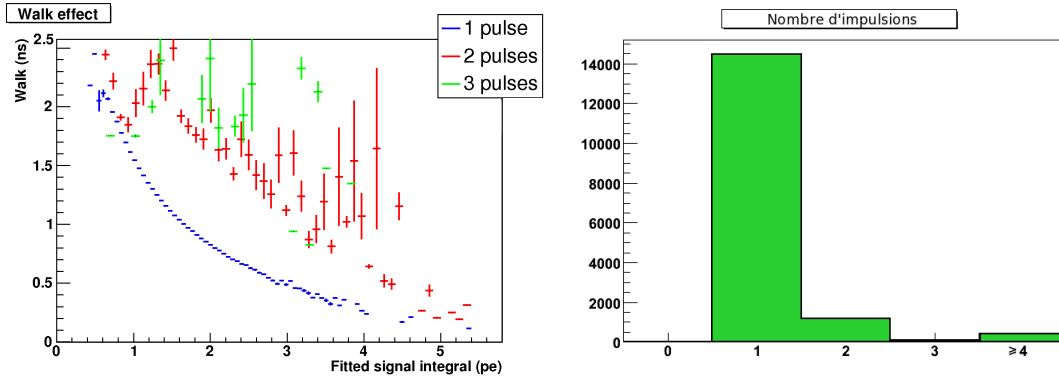


FIG. (III) 3.15: À gauche, valeur réelle de l'effet de walk en fonction du nombre d'impulsions [img32]. À droite, nombre d'impulsions pour un run WaveForm, déterminé à partir du programme `FitAWF` [img32].

Ces observations ne permettent malheureusement pas de déduire l'incertitude sur la correction du walk associée aux impulsions multiples : les événements sélectionnés pour les runs WF doivent simplement satisfaire le critère L0, et sont donc essentiellement issus du bruit de fond optique, tandis que les événements enregistrés en mode SPE doivent faire partie d'un lot satisfaisant un filtrage physique (paragraphe (II) 4.5). Une étude plus approfondie serait donc nécessaire afin d'évaluer plus précisément la proportion d'événements à impulsions multiples au niveau des événements physiques.

Autres sources d'incertitude

Les autres sources d'incertitudes systématiques sur la correction de l'effet de walk proviennent essentiellement de :

- l'étalonnage de la charge, la valeur de la correction étant évaluée à partir de la charge mesurée (l'incertitude sur la charge est estimée à environ 30 %, ce qui est également l'ordre de grandeur de la dispersion de la charge par les photomultiplicateurs — l'erreur sur la charge peut entraîner une erreur de plusieurs dixièmes de nanosecondes sur la valeur du walk, voir la figure (III) 3.8) ;
- l'écart par rapport aux paramètres réels (notamment seuil L0 : l'implémentation utilise actuellement un seuil fixé à 0.3 photoélectrons, alors que la valeur moyenne du seuil sur tous les ARS après étalonnage est de l'ordre de 0.36 ± 0.07 pe [157] — l'effet d'une mauvaise estimation du seuil peut atteindre plusieurs dixièmes de nanosecondes, comme on peut le constater sur la figure (III) 3.16), et leur évolution au cours du temps.
- la sélection des événements de forme la plus fréquente (manque de statistique, etc. — cet effet est « lavé » par la sélection d'une forme commune à tous les ARS, comme expliqué au paragraphe (III) 3.5.1) ;
- la déformation du signal par l'ARS (bruit électronique, non-linéarités intégrale et différen-

tielle, diaphonie — ces effets sont cependant en partie corrigés lors de l'extraction de la forme du signal utilisée pour la correction, comme indiqué au paragraphe (III) 3.4.1) ;

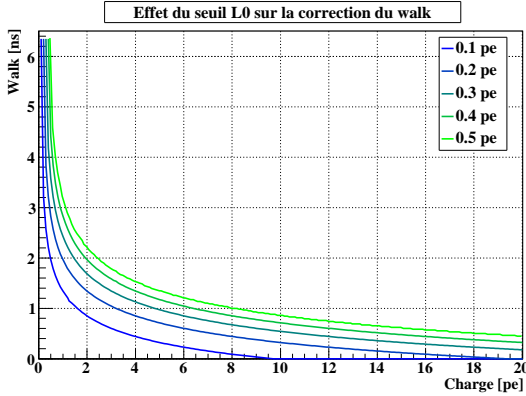


FIG. (III) 3.16: Valeur de la correction du walk en fonction de la charge, pour différents seuils $L0$ [img32].

L'influence de la paramétrisation choisie est supposée faible en comparaison des autres sources d'incertitudes. Celles-ci n'ont pas encore fait l'objet d'une étude approfondie. Il est supposé que les deux sources d'erreurs les plus importantes sont l'incertitude sur la charge et la mauvaise estimation du seuil $L0$. Cette dernière devrait être réduite dans les prochaines versions des logicielles, qui feront appel à la valeur du seuil enregistrée dans la base de données.

3.7 Conclusion

L'effet de *walk* est l'un des facteurs les plus importants sur la résolution en temps du détecteur : la dégradation sur la mesure du temps d'arrivée des photons sur le PM peut atteindre plusieurs nanosecondes, ce qui outrepassa la résolution totale attendue pour le détecteur. Ce travail a démontré qu'il était possible de corriger cet effet, avec une précision de l'ordre de 25 à 30% sur la valeur de la correction, à partir des données mesurées *in situ* grâce à un mode d'acquisition particulier, le mode *WaveForm*. Contre toute attente, cette correction a eu peu d'effets sur la résolution angulaire : son influence est essentiellement reportée sur la qualité de la reconstruction (à partir de laquelle sont sélectionnées les trajectoires conservées pour les analyses physiques).

L'évaluation précise de l'impact de cette correction fait cependant défaut, essentiellement à cause de limitations observées dans le logiciel de reconstruction, *CalReal*. Il serait intéressant de réévaluer ces effets avec les versions plus récentes de ce logiciel, ainsi qu'avec les programmes de conception plus récente, en particulier *SeaTray* et *BBfit*.

La correction du *walk* présentée ici a été implémentée au niveau logiciel et fait désormais partie intégrante des processus d'analyse et de simulation utilisés par la collaboration ANTARES. L'implémentation actuelle repose sur l'utilisation d'une correction moyennée sur l'ensemble du détecteur, dont il a été démontré qu'elle était plus robuste. Il est donc potentiellement possible d'améliorer la précision de la correction, en utilisant une forme adaptée à chaque ARS. En particulier, les améliorations qu'ont connues les méthodes d'étalonnage depuis l'extraction de cette correction permettent d'envisager une extraction plus fiable des corrections individuelles. D'autre part, l'implémentation actuelle de la correction est limitée par les programmes de reconstruction actuels, qui ne font pas appel au seuil $L0$ propre à chaque ARS mais à un seuil fixé à 0.3 photoélectrons. L'extraction de ce paramètre dans la base de donnée devrait améliorer la validité et la précision de la correction.

CHAPITRE QUATRIÈME

ANTARES et les photons de très haute énergie

Où la lumière est faite sur la visibilité des photons de très haute énergie depuis les abysses...

Préambule

Ce chapitre est consacré à l'étude de la possibilité d'observer des photons issus de sources gamma de très haute énergie avec ANTARES. Il sera donc opportun de commencer par revenir sur les techniques observationnelles de l'astronomie gamma de très haute énergie. Il n'en sera cependant fait qu'un survol très rapide : on laissera au lecteur le soin de faire son propre choix parmi les nombreuses revues qui y sont dédiées. Les motivations de ce projet seront ensuite exposées, puis on décrira les différentes étapes de la simulation. La part la plus importante de ce chapitre consistera en l'étude des différentes sources d'incertitude pesant sur les résultats de ce travail de thèse, qui seront enfin présentés. À chaque étape, un soin particulier sera apporté à ce que les choix de l'auteur soient explicités.

1 Techniques expérimentales de l'astronomie gamma à très haute énergie

Où l'on présente la concurrence.

1.1 Vue d'ensemble

L'astronomie gamma consiste en l'observation des photons arrivant sur notre planète avec une énergie supérieure à une centaine de keV. Ceux-ci sont absorbés par l'atmosphère et ne sont donc pas directement détectables depuis la Terre ; l'astronomie gamma repose donc sur des instruments portés par des satellites. Mais à très haute énergie (au-delà du TeV), le flux de photons devient si faible que des instruments de très grande envergure sont nécessaires afin de mesurer un flux significatif, ce qu'il est difficile de concilier avec les impératifs liés au déploiement d'un satellite en dehors de l'atmosphère : le flux de photons d'énergie supérieure à 1 TeV provenant de la nébuleuse du Crabe, l'une des sources les plus stables et les plus puissantes actuellement connues, est à peine supérieur à un photon par jour sur une surface de 100 m².

Paradoxalement, la solution la plus simple pour détecter les photons de très haute énergie consiste à placer le télescope au sol : il s'agit alors de remonter au photon incident par l'inter-

médiaire des particules secondaires créées par son interaction avec l'atmosphère. L'absorption des photons de très haute énergie provoque en effet la création de gerbes électromagnétiques, composées pour l'essentiel d'électrons, de positrons et de photons, comme on le montrera au paragraphe (iv) 2.1.

À l'heure actuelle, deux techniques se font concurrence dans le domaine de la détection de photons gamma de très haute énergie¹ : les réseaux de détection de gerbes atmosphériques (EASAs, *Extensive Air Shower Arrays* — paragraphe (iv) 1.2) et les télescopes à effet Čerenkov atmosphérique (ACTs, *Atmospheric Čerenkov Telescopes* — paragraphe (iv) 1.3). La première méthode repose sur la détection directe des particules de la gerbe électromagnétique, et la seconde sur la détection des photons générés par effet Čerenkov des particules chargées de la gerbe dans l'atmosphère.

1.2 *Extended Air Shower Arrays*

Les réseaux de détection de gerbes atmosphériques (EASAs ou *EAS arrays*, pour *Extensive Air Shower Arrays*) sont constitués d'un grand nombre de détecteurs de particules disposés au sol, qui détectent les particules constituant le front d'une gerbe. Il est alors possible, à partir du temps de détection des particules et de leur position, de déterminer dans une certaine mesure les caractéristiques de la particule incidente.

Les éléments d'un EASA sont généralement constitués de scintillateurs, mais un nouveau type d'EASA apparu récemment offre déjà des résultats très prometteurs : les réseaux Čerenkov à eau (WCAs, pour *Water Čerenkov Arrays*) sont composés de photomultiplicateurs placés dans des cuves remplies d'eau (figure (iv) 1.1). Les particules secondaires sont alors détectées par le rayonnement Čerenkov qu'elles émettent dans l'eau de la cuve.



FIG. (iv) 1.1: *Vue d'artiste du futur High Altitude Water Čerenkov array (HAWC), constitué de plusieurs centaines de cuves instrumentées remplies d'eau [img42].*

1.3 *Atmospheric Čerenkov Telescopes*

Les ACTs (*Atmospheric Čerenkov Telescopes*, ou télescopes à effet Čerenkov atmosphérique) constituent la technique « historique », qui a pris le dessus sur les autres pistes suite aux succès de Whipple, en 1989. Ils utilisent la lumière Čerenkov produite dans l'atmosphère par les particules chargées relativistes qui composent les gerbes issues de l'interaction des photons de très haute énergie avec l'atmosphère.

Il existe en réalité deux types d'ACTs. Les premiers se basent sur l'échantillonnage du front de lumière Čerenkov. Ils sont constitués d'un réseau de réflecteurs couplés à des photomultiplicateurs. L'intensité de lumière mesurée sur chaque PM, associée à l'instant de détection, permet de remonter aux informations concernant la particule incidente. Si cette technique a permis de

¹Pour un bref historique de l'astronomie gamma, se reporter au paragraphe (i) 3.1.2.

recycler certaines centrales solaires, sa sensibilité est limitée par la difficulté de s'affranchir du bruit de fond hadronique.

Les IACTs (*Imaging Atmospheric Čerenkov Telescopes*, télescopes à imagerie Čerenkov atmosphérique) ont supplanté les ACTs à échantillonnage depuis les succès de Whipple. Les IACTs tirent profit du fait que l'angle Čerenkov dans l'air étant très faible (de l'ordre du degré), la lumière Čerenkov au niveau du sol est relativement concentrée, même pour des gerbes se produisant à très haute altitude. Un réflecteur unique focalise cette lumière vers une « caméra » formée d'une matrice de photomultiplicateurs (figure (IV) 1.2). La topologie des événements permet à la fois de distinguer les gerbes hadroniques des gerbes électromagnétiques et de remonter à la direction des photons, et la quantité de lumière reçue d'estimer leur énergie.



FIG. (IV) 1.2: Photographie de deux des quatre télescopes du High Energy Stereoscopic System (HESS) [img43].

1.4 Avantages et inconvénients

Les EASAs et les ACTs sont en réalité complémentaires, les inconvénients des uns étant palliés par les autres, et *vice versa*.

Ainsi, il est difficile de distinguer les gerbes issues de photons des gerbes issues d'autres rayons cosmiques avec un EASA. Cette distinction est facilitée pour les IACTs par la topologie différente des gerbes électromagnétiques (essentiellement issues de photons gamma) et des gerbes hadroniques (issues des autres rayons cosmiques) : ces dernières sont plus larges et contiennent des particules dont l'angle Čerenkov dans l'air est plus grand, et leur image Čerenkov au sol est donc plus large et moins précisément découpée. En outre, les ACTs pointent une source astrophysique ; il est relativement simple de discriminer les gerbes qui ne proviennent pas de la direction de cette source.

La granularité des EASAs limite à la fois leur efficacité (la plupart des particules passent à côté des éléments du dispositif) et le seuil de détection des gerbes (seuls les photons d'ultra-haute énergie produisent des gerbes suffisamment larges pour être détectées). Les IACTs sont en revanche très efficaces, car ils ne reposent pas sur l'échantillonnage de la gerbe mais sur la détection de la totalité de la lumière Čerenkov reçue par le réflecteur, et insensibles à cet effet de seuil — seule la quantité de lumière Čerenkov émise limite la détection. Enfin, les EASAs sont limités par le fait que les gerbes atmosphériques se développent essentiellement en haute atmosphère, et peu de particules atteignent le sol : il est donc nécessaire de les placer en altitude.

Les ACTs sont quant à eux limités en énergie : au-delà de 50 TeV, le manque de statistique engendre un biais systématique du fait de l'absence de source calibrée permettant l'étalonnage. Ils sont également très sensibles aux conditions climatiques et ne peuvent être utilisés que pendant les nuits sans lune, tandis que les EASAs peuvent fonctionner tout au long de l'année, y compris de jour. L'ouverture des IACTs est en outre limitée à un champ de vision de 3 à 5° de diamètre, alors que les EASAs inspectent constamment une large portion du ciel qui les surplombe.

Les IACTs sont donc optimisés pour l'étude détaillée des objets cosmiques, tandis que les

EASAs sont plus adaptés à la recherche de sources étendues et d’objets transitoires. Notons que pour les ACTs comme pour les EASAs, un bruit de fond irréductible est généré par les gerbes électromagnétiques dues aux hadrons primaires dont la plus grande partie de l’énergie va dans un pion neutre et aux électrons primaires.

S’il fallait le rapprocher de l’un de ces deux types d’instruments, c’est incontestablement avec les EASAs qu’ANTARES possède le plus de caractéristiques communes — on pourrait presque le considérer comme une sorte d’EASA tridimensionnel.

2 Les photons gamma et ANTARES

Où tout s’explique.

2.1 Gerbes électromagnétiques atmosphériques

Au-delà de quelques dizaines de MeV, le processus prédominant par lequel les photons de très haute énergie interagissent avec l’atmosphère est la production de paires : l’interaction du photon avec le champ de Coulomb des noyaux ou des électrons atomiques génère une paire de leptons — essentiellement électron/positron. Si ceux-ci ont une énergie suffisante (pour les électrons/positrons, de quelques centaines de MeV ou plus), ils vont à leur tour interagir avec l’atmosphère, principalement par *bremsstrahlung*, c’est-à-dire en produisant un photon au voisinage du champ coulombien des atomes. Celui-ci peut générer une nouvelle paire de leptons, qui peuvent de nouveau produire un photon, et ainsi de suite (figure (IV) 2.3) jusqu’à ce que l’énergie des électrons/positrons créés soit si faible que les pertes par ionisation dominent ; au final, un photon incident peut être à l’origine d’un très grand nombre de particules secondaires, dont le développement constitue une *gerbe électromagnétique*.

La distance moyenne à laquelle l’énergie d’un électron est diminuée d’un facteur e par *bremsstrahlung* définit la longueur de radiation, X_0 (de l’ordre de 36.5 g.cm^{-2} dans l’air). La distance équivalente pour la création de paire par le photon est quant à elle de $\frac{7}{9}X_0$. Les gerbes électromagnétiques traversent l’atmosphère en un dixième de ms, et le nombre maximum de particules contenues dans la gerbe est situé à une altitude de 250 à 450 g.cm^{-2} pour des photons gamma de 20 GeV à 20 TeV (soit 7 à 12 km au-dessus de la mer) [168]. Elles sont longues de plusieurs kilomètres et larges de quelques dizaines à plusieurs centaines de mètres.

Si l’essentiel de la gerbe est constituée de photons et d’électrons, d’autres particules peuvent également être générées. En particulier, trois processus permettent aux photons de très haute énergie de créer des muons dans l’atmosphère :

- les muons dits « conventionnels » sont issus de la décroissance de pions (ou de kaons) émis par photoproduction ;
- les muons dits « directs » proviennent de la création de paire ;
- les muons dits « prompts » ou « rapides » sont issus de la décroissance de quarks lourds, principalement du charme.

Les sections efficaces de ces processus sont relativement faibles en comparaison des principaux processus impliqués dans les gerbes électromagnétiques. Elles sont

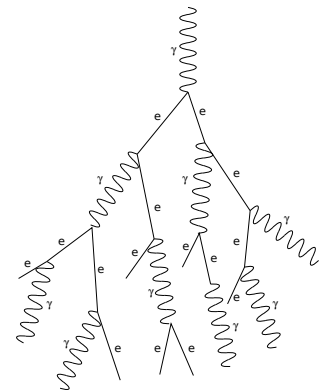


FIG. (IV) 2.3: Principe de formation d’une gerbe électromagnétique : production de paires électron/positron et de photons en cascade [img16].

cependant mal connues à très haute énergie (paragraphe (IV) 4.1.6), et dépendent des modèles hadroniques (paragraphe (IV) 4.1.4). De plus, les muons survivent à de plus grandes distances que les autres particules (hors neutrinos), et un flux conséquent de photons gamma pourrait *a priori* générer un flux non négligeable de muons.

2.2 Et ANTARES dans tout ça ?

Principe

Plusieurs auteurs ont suggéré l'utilisation de télescopes à neutrinos pour détecter les photons de très haute énergie — voir [169] et les références citées dans [170]. Le paragraphe précédent a en effet démontré que parmi les particules créées dans les gerbes électromagnétiques produites par l'interaction des photons de très haute énergie avec l'atmosphère se trouvent, bien qu'en quantité bien moindre que les électrons/positrons, des muons. Si ces muons ont une énergie suffisante pour atteindre la profondeur d'ANTARES, il est *a priori* possible de les observer.

En fait, pour un télescope à neutrinos ces muons font partie du bruit de fond atmosphérique. Celui-ci est toutefois relativement uniforme, tandis que la plupart des sources connues de photons gamma de très haute énergie sont ponctuelles à l'échelle de la résolution angulaire d'ANTARES. À supposer que la déviation des muons par rapport au photon incident soit faible au regard de cette résolution angulaire, il est potentiellement envisageable de séparer la contribution de ces sources du reste du bruit de fond atmosphérique.

Malheureusement, la profondeur nécessaire à l'établissement d'un télescope à neutrinos dégrade considérablement la sensibilité aux photons gamma et le pouvoir de discrimination des gerbes électromagnétiques et hadroniques. Il a cependant été suggéré d'utiliser le fait que les gerbes électromagnétiques soient justement pauvres en muon pour les discriminer des gerbes hadroniques.

Il est important de noter que le ciel observé n'est pas le même pour les photons et pour les neutrinos : ANTARES, situé dans l'hémisphère nord, observe les neutrinos émis depuis l'hémisphère sud (lire le paragraphe (I) 3.3), tandis que l'observation de photons de très haute énergie ne peut se faire que depuis des sources visibles depuis l'hémisphère nord, puisque ceux-ci sont absorbés très rapidement.

Des sources gamma comme outils d'étalonnage

La motivation initiale de cette étude réside dans l'absence de méthodes permettant de tester de manière réellement fiable le pointé absolu d'un télescope à neutrinos ou sa résolution angulaire. Actuellement, leur estimation repose essentiellement sur la connaissance de la position précise des éléments du détecteur (paragraphe (III) 1.4) couplée à des simulations Monte-Carlo. Il est donc important de les vérifier par des méthodes indépendantes.

Plusieurs solutions ont été proposées, reposant essentiellement sur la mise en évidence d'un déficit de muons causé par l'opacité de la roche aux rayons cosmiques : « ombre » de la Lune, position du talus continental ou de l'horizon. . . Ces méthodes reposent cependant sur des objets de taille relativement importante², ce qui implique une diffusion importante et donc une perte de précision. En outre cette méthode est sensible à la déflexion des rayons cosmiques par le champ magnétique terrestre, en particulier. Il est actuellement estimé que deux ans de données seraient

²Le rayon angulaire de la Lune vue depuis ANTARES est d'environ 0.26°.

nécessaires pour observer l'ombre de la Lune à trois déviations standards [171]. Une autre piste actuellement mise en œuvre, le « *Surface Array* », consiste à effectuer des coïncidences avec ANTARES depuis un réseau de scintillateurs disposés sur un bateau dont la position est connue grâce à un GPS [172].

Si les photons de très haute énergie sont détectables par ANTARES, alors il est *a priori* possible d'utiliser les sources connues en vue de vérifier le pointé absolu du détecteur, ainsi que sa résolution angulaire. En théorie le statut de « chandelle standard » du Crabe pourrait même permettre d'estimer l'efficacité du détecteur, voire de tester de nouveaux algorithmes de filtrage, mais on verra par la suite que de telles applications ne sont pas réalistiquement envisageables.

Bruit de fond

Une partie des processus en jeu dans les gerbes atmosphériques sont également producteurs de neutrinos. De tels neutrinos (dits « atmosphériques »), produits par un photon issu d'une source située dans le champ de vision neutrino d'ANTARES, peuvent être confondus avec des neutrinos astrophysiques, et constituent donc un bruit de fond irréductible.

Les neutrinos atmosphériques produits par les autres rayons cosmiques participent également au bruit de fond des neutrinos, mais ceux-ci sont répartis de manière relativement isotrope tandis que ceux produits par les photons gamma sont dirigés depuis des sources ponctuelles. De plus, une partie des sources potentielles de neutrinos est également constituée de sources gammas. La contribution de cette composante du bruit de fond sera estimée au paragraphe (IV) 6.

Découvertes potentielles

N'étant pas spécifiquement conçu dans ce but, il est évident qu'ANTARES ne peut pas être compétitif en termes de sensibilité avec les télescopes dédiés à l'astronomie gamma. ANTARES bénéficie toutefois de la plupart des avantages qu'ont les EASAs sur les IACTs, et en particulier l'observation en permanence de la voûte céleste dans son ensemble. Il est dès lors envisageable de découvrir des sources gamma sans contreparties connues dans des régions inexplorées du ciel.

Limitations

Plusieurs limitations mettent à mal la compétitivité d'ANTARES avec les télescopes dédiés à l'astronomie gamma. La sensibilité est limitée par le fait qu'un télescope à neutrinos est voué à la détection de muons, dont la proportion est relativement faible au sein des gerbes électromagnétiques. En outre ANTARES est situé en profondeur, ce qui implique qu'une partie des muons sont absorbés ou perdent une grande partie de leur énergie avant leur arrivée au détecteur. Par conséquent, ANTARES ne peut être sensible qu'aux photons de très haute énergie — or le flux de photons diminue avec l'énergie. Outre la faiblesse du signal attendu, ANTARES ne peut pas mesurer précisément l'énergie des photons, d'une part à cause de la perte d'énergie des muons et de leur faible représentativité des photons dont ils sont issus, mais également parce que le détecteur n'est pas optimisé pour la reconstruction en énergie. Il ne peut donc être sensible qu'au flux intégré des sources gamma, et non à leurs caractéristiques spectrales.

2.3 Sources d'intérêt

Il n'est pas question ici d'établir un bestiaire des sources de photons gamma de très haute énergie, ni de présenter les modèles prédisant la production de tels photons. Tout au plus se

contentera-t-on d'évoquer leur grande variabilité : galactiques ou extragalactiques, ponctuelles ou étendues, transitoires, variables, périodiques ou continues. . . Il est cependant remarquable que les observations actuellement disponibles indiquent pour la plupart de ces sources un spectre en loi de puissance, éventuellement brisée ou avec une coupure exponentielle.

En vue de cette étude, l'ensemble des paramétrisations accompagnant les mesures de flux de sources gamma d'ultra haute énergie a été recensé³ et publié sous la forme d'un site internet hébergé sur les serveurs de l'IN2P3 : <http://tegasocat.in2p3.fr>. Les sources connues présentant le plus fort potentiel pour ANTARES, de par leur position et leur flux, sont présentées dans le tableau (IV) 2.1.

Il est à noter qu'hormis le Crabe, qui est connu pour sa stabilité qui en fait une « chandelle standard » sur laquelle sont étalonnées les autres sources gamma, ces sources sont variables voire intermittentes. Elles sont cependant connues pour avoir des longues périodes d'activité, et restent malgré cette variabilité plus compétitives que les autres sources cataloguées. On remarque également que trois de ces sources sont extragalactiques.

source	visibilité	$\langle\theta\rangle$	type	RA	Dec	gl	gb
Crabe	62 %	51.7°	Plérion	83.63321	22.01447	184.5575	-5.7843
1ES 1959+650	100 %	49.7°	Objet BL Lacertae	299.999384	65.148515	98.0034	17.6697
Mkn 501	78 %	49.4°	Objet BL Lacertae	253.4675695	39.7601692	63.6	38.8592
Mkn 421	76 %	49.2°	Objet BL Lacertae	166.1138081	38.2088331	179.8317	65.0315

TAB. (IV) 2.1: *Visibilité et angle zénithal moyen des sources les plus potentiellement intéressantes pour ANTARES, sur un an, ainsi que leurs coordonnées ICRS (ascension droite notée RA, pour Right Ascension, et déclinaison notée Dec) et galactiques (longitude notée gl et latitude notée gb) décimales. Les objets BL Lacertae sont un type de blazars.*

3 Chaîne Monte-Carlo

... ou comment réitérer cette étude.

3.1 Vue d'ensemble

La figure (IV) 3.4 représente la chaîne Monte-Carlo utilisée pour cette simulation. On reviendra sur les différents logiciels utilisés dans les paragraphes suivants. La simulation de l'interaction des photons gamma avec l'atmosphère est effectuée avec **Corsika** (paragraphe (IV) 3.3). Les muons atteignant le niveau de la mer sont déplacés et focalisés sur le détecteur suivant la procédure décrite au paragraphe (IV) 3.4. Leur déplacement dans l'eau, l'émission de lumière Čerenkov et la détection de ces photons par les modules optiques sont traités par la suite **KM3** (paragraphe (IV) 3.5). Les événements sont ensuite transformés dans un format de données compatible avec les logiciels de reconstruction par le programme **MonteCarloEventWriter**, puis soumis à **TriggerEfficiency**, qui y ajoute du bruit de fond optique à partir de données réelles, et y applique les algorithmes de filtrage (paragraphe (IV) 3.6). Enfin, les événements sont reconstruits avec le logiciel **CalReal**.

³À ce jour, jusqu'à l'été 2008 seulement.

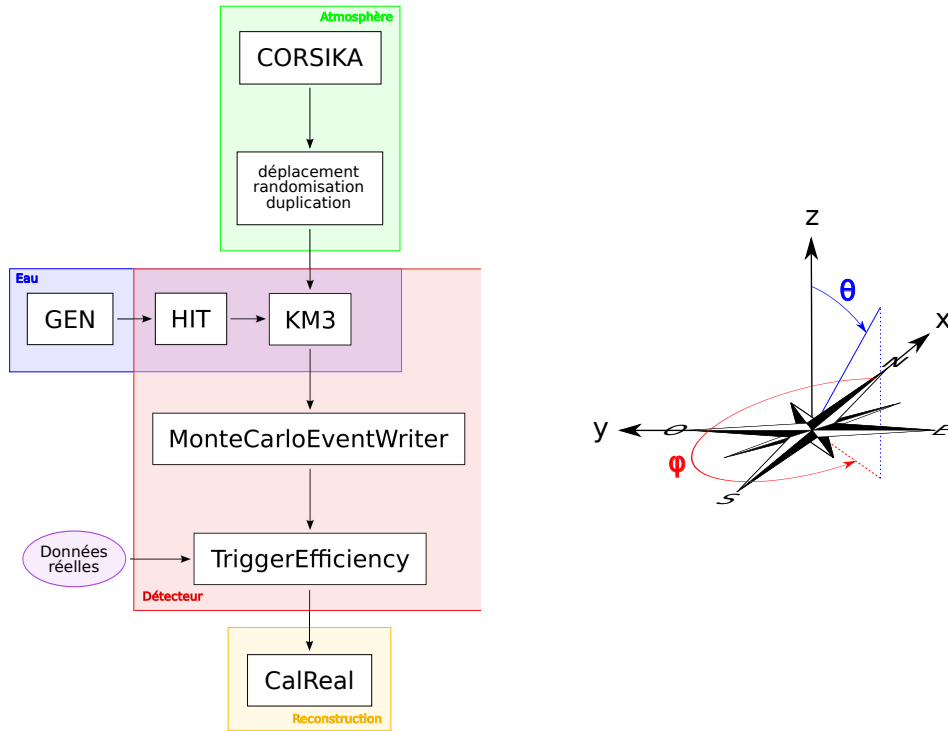


FIG. (IV) 3.4: Chaîne Monte-Carlo et conventions utilisées pour cette étude et au long du manuscrit [img16].

3.2 Conventions

Les angles $(\theta; \phi)$ définissent la direction de la source en coordonnées horizontales. On prend θ comme la *distance zénithale*, c'est-à-dire l'angle formé avec le zénith. L'angle ϕ est quant à lui choisi tel que le nord corresponde à $\phi=0^\circ$ et l'ouest à $\phi=90^\circ$, ce qui est la convention utilisée par le logiciel CORSIKA. En coordonnées cartésiennes, les x sont définis positifs en direction du nord, et les y vers l'ouest. Ces conventions sont représentées sur la figure (IV) 3.4. L'attention du lecteur est attirée sur le fait qu'elles diffèrent des conventions utilisées par la collaboration ANTARES d'un angle $\frac{\pi}{2}$, le nord étant fixé pour ANTARES à $\phi=90^\circ$ (direction des y positifs, les x étant définis positifs vers l'est).

La position de l'origine est choisie dans le plan horizontal comme le centre géométrique du détecteur, ce qui simplifie légèrement le traitement des muons au niveau de la mer (voir le paragraphe (IV) 3.4). Suivant l'axe vertical, elle suit la convention actuellement utilisée par ANTARES pour les simulations Monte-Carlo (et susceptible de changer), où l'origine est définie comme la position du BSS de la ligne 1, et à une profondeur de 2475 m (fichier détecteur `r12_c00_s01.det`).

3.3 Génération des gerbes atmosphériques

Logiciel

La génération et le traitement de l'interaction des photons gamma avec l'atmosphère sont effectués par le programme CORSIKA, dans sa version 6960 [173]. De légères modifications ont été

apportées au code source, d'une part de manière à produire des fichiers dans un format similaire à celui utilisé pour les productions Monte-Carlo standard dans ANTARES (avec en sus quelques ajouts destinés par exemple à identifier la particule mère des muons créés), et d'autre part de sorte que pour une graine aléatoire donnée, les caractéristiques des photons initiaux soient identiques d'une simulation à l'autre⁴. Cette dernière propriété permet de réduire l'incertitude statistique lors de la comparaison entre les différents modèles, en la circonscrivant aux modèles eux-mêmes plutôt qu'à CORSIKA. Les *patches* permettant ces modifications sont disponibles à l'adresse présentée dans la référence [174].

CORSIKA permet d'utiliser différents modèles pour le traitement des particules. Les interactions hadroniques à basse énergie (en deçà de 80 GeV) sont ici simulées par GHEISHA [175] — ce choix n'a *a priori* aucun impact sur la simulation, car une coupure est appliquée sur les particules dont l'énergie est inférieure à 100 GeV. À plus haute énergie, sauf indication contraire elles sont traitées par QGSJET [176], avec le traitement des particules charmées activé. Les interactions électromagnétiques utilisent quant à elles EGS4 [177]. Enfin, l'option NEUTRINO (permettant de simuler la génération de neutrinos) est activée, la simulation est générée pour un détecteur horizontal, et en mode compatibilité 32 bits (ces deux dernières options étant également le comportement par défaut de CORSIKA).

Flux généré

Les observations semblent indiquer que le flux d'une source gamma de très haute énergie suit généralement une loi de puissance,

$$\frac{dN_\gamma}{dE} \propto E^{-\Gamma}, \quad (\text{IV } 3.1)$$

éventuellement brisée ou coupée exponentiellement.

L'indice Γ des flux mesurés pour les sources gamma au-delà du TeV varie de 2 à 4. Il est cependant avantageux d'utiliser un flux plus *dur* (c'est-à-dire avec une pente moins importante) pour la génération, pour deux raisons. En premier lieu, une simulation réaliste nécessiterait une production Monte-Carlo différente pour chaque paramétrisation, ce qui manque de reproductibilité et n'est pas envisageable pour l'étude de nombreuses sources. Mais l'avantage de cette approche réside également dans le peuplement des événements de haute énergie : avec un flux réel, le nombre de photons simulés à très haute énergie serait très faible, et à moins de générer énormément d'événements, l'échantillon ne serait pas statistiquement représentatif.

Pour pallier ce problème, on utilise donc la forme (IV) 3.1 avec $\Gamma = 1$, puis chaque événement est pondéré, en fonction de l'énergie du photon gamma, selon le flux réel de la source étudiée. Le détail de la pondération est présenté à la section (IV) 3.7.

Direction

Les photons sont générés à un angle zénithal et à un angle azimutal fixes, ce qui ne correspond pas à un cas de figure réaliste (les sources sont en réalité mobiles dans le champ d'ANTARES) mais permet d'accorder à chaque événement la même valeur statistique. L'influence de l'angle azimutal sera étudiée au paragraphe (IV) 4.1.1, et deux angles zénithaux seront considérés au long de l'étude : $\theta=20^\circ$ et $\theta=60^\circ$.

⁴Par défaut, les interactions utilisent le même générateur aléatoire que la génération des particules primaires, ce qui implique qu'à partir de la première interaction les particules primaires diffèrent d'un modèle hadronique à l'autre, en particulier.

Statistique et gamme en énergie

La simulation est effectuée suivant trois intervalles en énergie (avec un flux suivant l'expression (IV) 3.1) :

- 25 000 000 de photons sont générés entre 1 et 100 TeV ;
- 2 500 000 photons sont générés entre 100 et 1 000 TeV ;
- 500 000 photons sont générés entre 1 000 et 10 000 TeV.

En deça de 1 TeV, la probabilité qu'un photon produise un muon d'une énergie suffisante pour atteindre et être vu par le détecteur est trop faible. Au-delà de 10 000 TeV, c'est le flux de photons attendu qui n'est pas suffisamment important, et les modèles Monte-Carlo manquent de fiabilité. D'autre part, l'interaction des photons de très haute énergie avec les photons du CMB limite l'horizon gamma au-delà de 100 TeV à l'intérieur de notre Galaxie.

Chaque événement est en outre dupliqué 100 fois suivant la procédure indiquée au paragraphe (IV) 3.4, ce qui permet d'augmenter la statistique de manière non négligeable (cette procédure n'est effectuée qu'au niveau de la mer, et ne concerne pas les paragraphes liés à l'étude des gerbes dans l'atmosphère).

3.4 Traitement des particules au niveau de la mer*Problématique*

La trajectoire des particules primaires générées par CORSIKA croise le niveau de la mer en un point origine, qui est le même pour chaque particule et pour tous les angles. Il est donc nécessaire d'une part de refocaliser les particules vers le détecteur, et d'autre part de les disperser aléatoirement de sorte qu'elles correspondent à un flux de photons gamma uniforme. Il faut pour cela définir un *volume de détection*, qui englobe tous les muons susceptibles de générer de la lumière vue par le détecteur. Le choix de ce volume de détection, sphérique, fera l'objet du paragraphe (IV) 4.3.

Le déplacement se fait directement sur le muon et non sur le photon incident, ce qui permet de prendre en compte l'écartement de la trajectoire des muons par rapport à celle du photon au cours de leur parcours (la dispersion dans l'eau n'est en revanche pas considérée ici, lire le paragraphe (IV) 4.3), mais surtout de ne pas biaiser le flux par les éventuelles « fuites » de muons hors du cylindre du flux : chaque trajectoire de muon doit traverser le volume de détection.

Il est opportun de profiter de ce traitement pour appliquer d'autres opérations sur les muons : coupure en énergie, rotation, duplication. . .

Coupure en énergie

Un muon avec un angle d'incidence de 20° ou de 60° à la surface de la mer parcourt respectivement environ 1 600 m et 3 000 m pour atteindre une profondeur de 1 500 m (distance minimale entre le volume de détection et le niveau de la mer). La probabilité pour qu'un muon survive à une telle distance devient inférieure à 10^{-5} lorsque son énergie est respectivement inférieure à 400 et 850 GeV [178]. Il est donc largement justifié d'éliminer les muons qui ne répondent pas à ces critères au niveau de la mer.

Déplacement des particules

Les trois étapes de la procédure présentée ci-après sont appliquées à chaque événement. La

figure (IV) 3.5 illustre le résultat de la première étape.

1. Au niveau de la mer, l'un des muons générés par le photon gamma est déplacé de manière à ce qu'il traverse en une position définie aléatoirement l'intersection entre le volume de détection et le plan horizontal passant par le centre géométrique du détecteur. Cela revient à transformer ses coordonnées de sorte que

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z = 0 \end{pmatrix}_{\text{cors}} \rightarrow \begin{pmatrix} x' = \frac{R\sqrt{r}}{\cos\theta} \cos(2\pi r') \cos\phi - R\sqrt{r} \sin(2\pi r') \sin\phi + v_x \frac{Z}{v_z} + x_{\text{ant}} \\ y' = \frac{R\sqrt{r}}{\cos\theta} \cos(2\pi r') \sin\phi + R\sqrt{r} \sin(2\pi r') \cos\phi + v_y \frac{Z}{v_z} + y_{\text{ant}} \\ z' = Z \end{pmatrix}_{\text{dét}},$$

où $(x, y, z)_{\text{cors}}$ et $(x, y, z)_{\text{dét}}$ sont respectivement les coordonnées du muon au niveau de la mer dans le repère utilisé par CORSIKA et dans le repère défini au paragraphe (IV) 3.2, (v_x, v_y, v_z) les composantes du vecteur directeur de sa trajectoire, R le rayon du volume de détection qui sera défini au paragraphe (IV) 4.3, Z la hauteur du plafond marin, r et r' deux nombres aléatoires compris entre 0 et 1, $(x_{\text{det}}, y_{\text{det}})$ les coordonnées du centre géométrique du volume de détection dans le repère utilisé par CORSIKA et θ et ϕ définissent la direction de la source. Les deux premiers membres de l'expression de x' et y' permettent de sélectionner une position aléatoire au sein de la surface délimitée par l'ellipse formée par la projection sur le plan (O, x, y) du grand cercle du volume de détection orthogonal à la direction du photon incident, et le troisième terme de déplacer le muon de manière à le focaliser sur le détecteur.

2. Les autres muons éventuels sont déplacés en conservant leur position et orientation par rapport à ce muon :

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z = 0 \end{pmatrix}_{\text{cors}} \rightarrow \begin{pmatrix} x' = x + (x'_0 - x_0) \\ y' = y + (y'_0 - y_0) \\ z' = Z \end{pmatrix}_{\text{dét}},$$

avec (x_0, y_0, z_0) et (x'_0, y'_0, z'_0) les coordonnées du premier muon modifié, respectivement avant et après la transformation évoquée à l'étape 1.

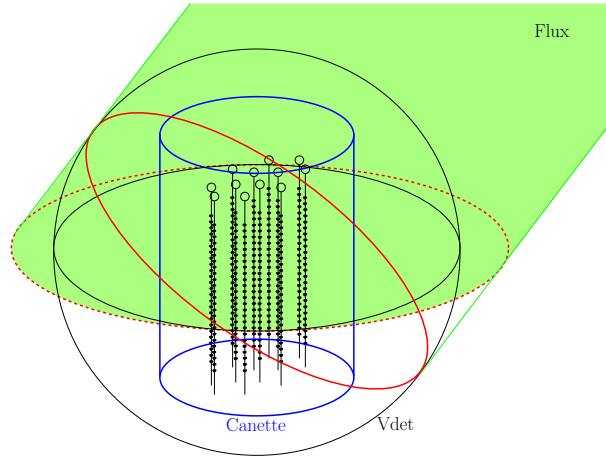
3. Il est nécessaire de tenir compte du fait que les muons ne traversant pas le volume de détection sont compensés par des muons sortant des volumes de détection alentours. Par conséquent, tous les muons simulés doivent traverser une (et une seule) fois le volume de détection. Les étapes 1 et 2 doivent donc être répétées pour chaque muon de la gerbe. Des précautions sont toutefois prises pour que les muons traversant le volume de détection ne soient pas comptés plusieurs fois. Cette procédure entraîne un rejet de l'ordre de quelques dixièmes de pourcent des muons simulés à haute énergie (cas où l'algorithme ne parvient pas à déterminer une trajectoire n'augmentant pas artificiellement le nombre de muons traversant le volume de détection).

On aurait pu inclure cette précaution dans la détermination du volume de détection (paragraphe (IV) 4.3), mais ne seraient alors pas pris en compte d'éventuels événements rares avec un muon faisant un angle important par rapport au photon initial, à moins de considérer une distance de sécurité très grande — bien que de tels événements soient *a priori* d'un intérêt limité pour la recherche de sources ponctuelles, il est préférable d'éviter de biaiser la simulation.

Duplication des événements

Au niveau de la mer, chaque événement est dupliqué un certain nombre de fois (identique pour tous les événements), seul variant (aléatoirement) le point d'intersection de la trajectoire

FIG. (IV) 3.5: Illustration de la méthode de déplacement des muons : les muons initialement focalisés sur un point au niveau de la mer sont dispersés de manière à être répartis homogènement sur la surface délimitée par la projection du grand cercle du volume de détection (V_{det}) orthogonal à la direction du flux sur le plan horizontal passant par le centre du détecteur [img16]. La « canette » traditionnellement utilisée pour les simulations ANTARES est également représentée (en bleu).



avec le plan horizontal passant par le centre du détecteur. Cet artifice permet d'augmenter significativement la valeur statistique de la production Monte-Carlo, tout en économisant de manière considérable le temps de calcul, puisqu'il évite de générer un grand nombre de gerbes atmosphériques non fructueuses en termes de muons de haute énergie au niveau de la mer. Les biais liés à cette procédure seront évalués au paragraphe (IV) 4.2.

Angles azimutal et zénithal

La production Monte-Carlo est également dupliquée et pivotée afin d'obtenir des simulations correspondant à plusieurs angles azimutaux, ainsi qu'évoqué au paragraphe (IV) 4.1.1. Des problèmes informatiques ont empêché l'étude de l'influence de la géométrie du détecteur, qui induit une dépendance azimutale ; elle sera évoquée au paragraphe (IV) 4.5.

3.5 Propagation dans l'eau

Procédure

La propagation des muons et des particules secondaires générées par leur interaction avec l'eau, ainsi que la détection des photons par les modules optiques d'ANTARES, sont simulées par la suite logicielle KM3. La procédure consiste à générer dans un premier temps des tables relatives à la distribution des photons, qui sont ensuite utilisées pour la propagation et la détection proprement dites. Le principal avantage de cette méthode est le gain de temps qu'elle procure, puisqu'il n'est pas nécessaire de simuler la propagation de chaque photon individuellement. Le principal inconvénient réside dans la discrétisation des distributions.

L'élaboration des tables de photons tient en deux étapes. Les photons sont d'abord générés et propagés à partir de la simulation d'un segment de trajectoire de muon ou d'une gerbe électromagnétique par le programme GEN, qui fait lui-même appel au programme GEANT pour la génération et la propagation des particules secondaires. Les caractéristiques des photons au passage d'un certain nombre de sphères de différents rayons centrées sur le milieu du segment ou de la gerbe sont enregistrées.

Ces données sont ensuite utilisées par le programme HIT pour simuler la détection des photons par un module optique : chaque sphère est divisée en un certain nombre de bandes suivant l'axe de propagation du muon ou de la gerbe, et un OM est virtuellement présenté à chaque bande

selon différentes orientations. Le nombre de photons détectés et le temps écoulé depuis leur émission selon chaque sphère, bande et orientation définissent les tables utilisées ultérieurement. Des tables séparées sont utilisées selon que les photons ont été diffusés ou non⁵.

Les tables de photons sont normalement générées une seule fois, et servent pour toutes les simulations. Elles sont exploitées par le programme *KM3MC* : celui-ci fait appel au programme *MUSIC* pour effectuer la propagation d'une particule sur une certaine longueur, puis détermine en fonction de l'énergie perdue le nombre de photons détectés par les OMs, en tenant compte de la géométrie du détecteur.

Approximations et limitations

La suite *KM3* comporte un certain nombre d'approximations et de limitations. Quelques améliorations et corrections ont été apportées en vue de cette étude. En particulier, trois problèmes dont l'influence sur les simulations était non négligeable ont été mis en évidence et corrigés. L'effet de ces corrections n'est cependant pas trivial à estimer, car les différents problèmes se compensent partiellement, et sort du cadre de ce manuscrit. Le lecteur intéressé se reportera au journal électronique d'analyse *ANTARES* [179] et aux informations présentées à la réunion de collaboration *ANTARES* à Amsterdam en novembre 2010 [180]. Ces modifications n'ont pas encore été officiellement intégrées à la suite *KM3* ; elles devraient vraisemblablement être l'objet du passage aux versions *v3r8* (pour les corrections) et *v4r0* (pour l'implémentation de la dispersion chromatique, voir le paragraphe suivant).

Parmi les principales approximations faites par *KM3*, on peut mentionner entre autres l'absence de traitement de la décroissance du muon et de la production de gerbes hadroniques. Il pourrait résulter de ces approximations, en particulier à basse énergie, une sous-estimation du nombre de photons émis et de la durée d'un événement [181]. Une autre approximation importante concerne la dispersion chromatique des photons : celle-ci a cependant été implémentée en vue de cette étude, et fait l'objet du paragraphe suivant. Cette implémentation compense en partie la sous-estimation due aux approximations sus-mentionnées : du fait de l'architecture de *KM3*, la vitesse du muon n'est pas prise en considération dans le calcul de la dispersion ($\beta = 1$), ce qui entraîne une surestimation du nombre de photons à basse énergie. Cette compensation est cependant spéculative, car la différence du nombre de photons n'a pas été estimée, et surtout les caractéristiques en position, direction et temps d'arrivée des photons sont vraisemblablement différentes. En outre, les antimuons sont traités par *KM3* comme des muons — ce qui devrait toutefois n'avoir qu'une influence largement négligeable, au moins en termes de photons.

Dispersion

Au moment de la génération de cette simulation, la dispersion chromatique (c'est-à-dire la dépendance en longueur d'onde de l'indice de réfraction dans l'eau) n'était pas prise en compte dans *KM3* (version *v3r7*). L'influence de la dispersion sur le nombre de photons émis est négligeable (paragraphe (IV) 4.3.2), mais le temps de parcours des photons de leur point d'émission aux OMs s'en trouve modifié (via l'indice de groupe, cf. paragraphe (II) 1.3), et surtout l'angle Čerenkov (via l'indice de phase, équation (II) 2.11). À grande distance du point d'émission, l'écart introduit par la variation de cet angle peut devenir très important — de l'ordre de plusieurs mètres à une distance de quelques dizaines de mètres de la trajectoire du muon.

⁵En réalité, suite à l'une des corrections évoquées au paragraphe suivant, les photons non diffusés émis lors des pertes à basse énergie sont également enregistrés dans les tables de photons diffusés, avec un nombre de diffusions arbitrairement fixé à 30.

La dispersion chromatique a donc été implémentée dans KM3 afin de rendre cette simulation plus réaliste. L'implémentation est contrainte par la manière dont est conçue la suite KM3. Les effets de la dispersion sont pris en compte au niveau de la génération et de la propagation des photons avec GEN, et donc inclus dans les tables de photons. Si l'implémentation de la dispersion temporelle est très simple ($t = \frac{dn}{c}$), le cas de la dispersion angulaire est rendu plus délicat par la structure de la suite KM3.

En effet, la lumière Čerenkov émise par les muons et non diffusée est collectée sur une seule bande, autour d'un angle Čerenkov fixé. L'implémentation « naturelle » de la dispersion angulaire consisterait simplement à augmenter le nombre de bandes. Mais à moins d'augmenter significativement ce nombre, ce serait sans effet, étant donnée la faible dispersion angulaire dans la plage de longueurs d'onde d'intérêt. C'est donc une approche alternative qui a été mise en œuvre⁶.

L'approche privilégiée ici pour l'implémentation de la dispersion angulaire est la suivante : un facteur de correction $\sin \theta_0 / \sin \theta(\lambda)$ est appliqué au sein du programme GEN au rayon des sphères sur lesquelles sont déterminées les distributions des photons. Ceci revient à considérer que selon leur longueur d'onde, les photons ont été émis en amont ou en aval du point d'émission simulé. Ainsi le point d'émission n'est pas correct, mais la distance parcourue par les photons est correcte. Cette approche est justifiée par le fait que le muon émet des photons Čerenkov tout au long de son parcours, dont la longueur est largement supérieure à la variation de distance induite par la dépendance en longueur d'onde de l'angle Čerenkov. Les effets dus à la variation de la perte d'énergie du muon sont supposés négligeables, ainsi que l'erreur à l'extrémité de la trajectoire — la décroissance du muon n'étant par ailleurs pas simulée, comme indiqué au paragraphe précédent.

Si l'effet de la dispersion temporelle est faible, la dispersion angulaire augmente le nombre de photons détectés de manière significative. Ceci s'explique par le fait que la distance parcourue par les photons pour arriver à un OM éloigné d'une certaine distance de la trajectoire, et donc le risque d'être absorbé, diminue avec la longueur d'onde (car l'angle Čerenkov augmente); le nombre de photons émis étant inversement proportionnel à leur longueur d'onde (équation (II) 2.15, page 66), la distance totale parcourue par un même nombre de photons initiaux est inférieure à celle calculée sans la dispersion. Par conséquent, le nombre de photons atteignant une certaine distance de la trajectoire est plus important.

Extension à haute énergie

Par défaut, les tables de photons utilisées par ANTARES sont générées jusqu'à une distance de 194 m. C'est également la valeur des paramètres XMCUT, qui définit la distance par rapport au détecteur au-delà de laquelle les muons ne sont pas simulés, et XRANG, qui définit la distance maximale considérée pour le parcours des photons entre la trajectoire du muon ou de la gerbe et chaque OM (en ligne droite). Le paragraphe (IV) 4.3.3 démontre cependant, notamment à travers la figure (IV) 4.19 (page 132), que cette distance est insuffisante pour rendre compte de toute la lumière produite par les gerbes électromagnétiques à haute énergie.

La solution la plus simple consiste à augmenter les valeurs de ces paramètres. Si cela ne pose pas de problème particulier pour la génération des tables de photons, en revanche cela

⁶Notons au passage que la restriction à une bande, initialement conçue dans le but de réduire le temps de calcul en supprimant les bandes sur lesquelles par définition il ne pouvait y avoir de photons, souffrait d'un défaut important : la lumière émise par les électrons de basse énergie, produits notamment de la perte d'énergie du muon par ionisation, n'était pas prise en compte. Cette erreur a été corrigée pour cette simulation.

augmente excessivement le temps de calcul nécessaire pour KM3MC en proportion du gain de précision obtenu.

Le paramètre `XRANG` détermine la distance maximum parcourue par les photons dans la simulation. Pour les gerbes, elle est augmentée en fonction de l'énergie E de la gerbe, de 50 m par décade en énergie, selon l'équation

$$d_{\max} = \text{XRANG} + 50(\log(E) - 1) \quad ((\text{IV}) 3.2)$$

(où les distances sont en mètres et E en GeV). Le paramètre par défaut est donc suffisant, puisque la dépendance en énergie est d'ores et déjà prise en compte. Cependant, une coupure logicielle est appliquée sur d_{\max} , limitant cette distance à 194 m dans le fichier `km3-process_em_shower.f`. Cette coupure est ici remplacée par une coupure à 574 m — distance maximale considérée pour la génération des tables de photons.

Le paramètre `XMCUT` détermine quant à lui la distance par rapport au détecteur à partir de laquelle un muon n'est pas traité par KM3MC, afin d'éviter de simuler inutilement des muons qui ne feront pas de lumière dans le détecteur. On peut *a priori* être restrictif sur ce critère, car un muon qui illumine faiblement les bords du détecteur aura peu de chances d'être reconstruit correctement. Cette lumière peut cependant parasiter le signal d'un muon qui traverse le détecteur, et donc dégrader sa reconstruction. Il convient donc d'être suffisamment prudent pour prendre en compte cette éventualité. Le choix de ce paramètre sera déterminé au paragraphe (IV) 4.3.3.

En outre, deux tables de photons, relatives à des gerbes électromagnétiques de 1 TeV et 10 TeV, ont été ajoutées aux tables générées par défaut (100 MeV, 1 GeV, 10 GeV et 100 GeV).

Propriétés optiques

Pour calculer de manière fiable la propagation des photons et leur détection par les modules optiques, il est nécessaire de fournir à la suite KM3 les paramétrisations correspondant aux propriétés optiques de l'eau et à l'acceptance angulaire des OMs, en particulier. Dans cette simulation, cette dernière correspond à la paramétrisation la plus à jour, dite « Genova » [182]. En revanche, les valeurs de la longueur d'absorption ne sont pas à jour, le fichier fourni avec la suite KM3 étant obsolète. Les différences avec les valeurs généralement utilisées sont reportées sur la figure (II) 1.3 (page 53).

3.6 Simulation du détecteur et reconstruction

Logiciels

La détection des photons par les OMs est intégrée à KM3MC (cf. paragraphe précédent). Elle tient compte de l'efficacité quantique des PMs et de la transmissivité de la sphère de l'OM et du gel optique. Les fichiers issus de KM3MC contiennent entre autres pour chaque événement les caractéristiques du photon gamma initial, celles des muons au niveau de la mer, le nombre de photons détectés sur chaque OM et leur temps d'arrivée. Ces données sont ensuite mises en forme avec le programme `MonteCarloEventWriter` afin de correspondre au format de fichiers utilisé par la collaboration ANTARES.

Le programme `TriggerEfficiency` permet à la fois d'ajouter aux simulations le bruit de fond optique (lire le paragraphe (II) 1.4) à partir de données réelles, de simuler dans une certaine

mesure l'effet de la numérisation par les ARSs, et en particulier le temps mort⁷ et de simuler les différentes stratégies de filtrage (paragraphe (II) 4.5).

Les paramètres utilisés pour la simulation sont les suivants :

- filtrage 2T3+3N (une étude avec filtrage directionnel était envisagée, mais pour des raisons indépendantes de la volonté de l'auteur, le filtrage n'a malheureusement pas été activé suivant la direction de la source...),
- paramètre `highThreshold=3pe` (lire le paragraphe (II) 4.5),
- seuils L0 choisis aléatoirement dans une distribution gaussienne de moyenne 0.33 pe et d'écart-type 0.08 pe⁸
- bruit de fond issu d'une sélection de données « argent »⁹.

Les fichiers issus de `TriggerEfficiency` sont similaires aux fichiers de données, et sont donc prêts à être analysés par les programmes de reconstruction. Il en existe plusieurs : sera utilisé ici `CalReal`.

Choix du run de bruit de fond

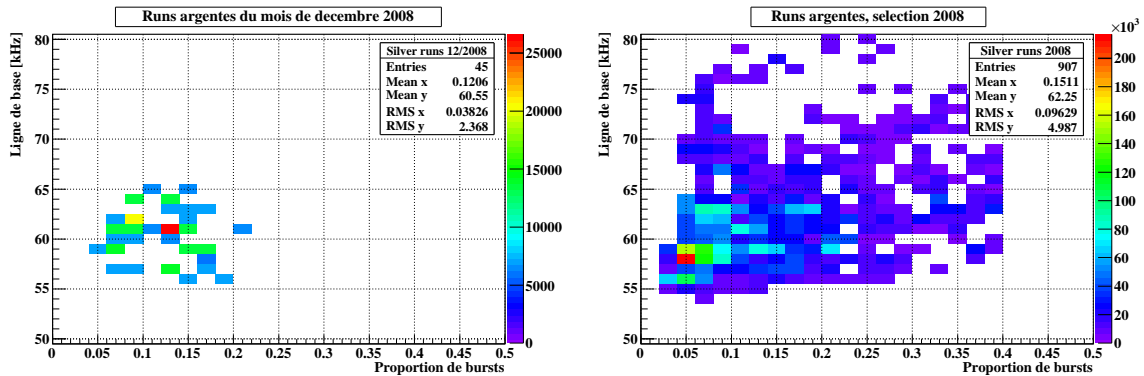


FIG. (IV) 3.6: Distribution du temps d'acquisition (en secondes) des runs « argent » sélectionnés, au mois de décembre 2008 (à gauche) et pour toute l'année 2008 (à droite) selon le taux de bruit de fond optique continu (ligne de base) et le taux de bursts [img32].

Une sélection de runs « argent » a été effectuée par la collaboration [185] en vue d'autres analyses physiques. Il semble naturel d'utiliser un run issu de cette sélection pour introduire le bruit de fond optique dans la simulation. Le choix s'est ici porté sur un sous-échantillon limité aux runs du mois de décembre 2008, car la liste des valeurs mesurées des seuils des ARSs est disponible pour le mois de janvier 2009, ce qui assure une correspondance entre les données et les seuils utilisés — cette mesure n'étant effectuée qu'épisodiquement (lire le paragraphe (III) 1.2). Le temps d'acquisition pour les données correspondant à cette sélection en fonction de la ligne de base et du taux de bursts est présentée sur la figure (IV) 3.6, pour le mois de décembre et

⁷Ne sont pas pris en compte le temps mort dû au `token ring` (paragraphe (II) 4.3), la non-linéarité différentielle, ou encore les effets d'un étalonnage incorrect (paragraphe (III) 1.2).

⁸`TriggerEfficiency` permet en principe de prendre en compte les seuils réellement utilisés par le détecteur, mais dans la version disponible pour cette étude l'implémentation de ces effets pose des problèmes au niveau de la génération des charges des événements de bruit de fond [183].

⁹Les données ANTARES sont classées selon leur qualité : si la ligne de base du bruit de fond est inférieure à 120 kHz on parle de runs « cuivre », et les runs « argent » et « or » sont des runs « cuivre » pour lesquels le taux de bursts est respectivement inférieure à 40 et 20 % (d'autres conditions plus générales doivent être requises, voir la référence [184]).

durée	HRV	BL	BF	taux 3N	taux T3
6717 s	400	61.0325	0.122555	29812	65130

TAB. (IV) 3.2: *Caractéristiques du run 38004 utilisé pour la simulation du bruit de fond optique.*

pour l'intégralité de la sélection.

Le bin le plus rempli pour le mois de décembre correspond à quatre *runs* : les *runs* 37603, 37605, 37759 et 38004. Ce bin est au centre de la distribution des *runs* pour ce mois, et semble donc représentatif. Par ailleurs il constitue un bon compromis dans la variabilité des conditions sur l'année, puisqu'il correspond approximativement à la moyenne sur l'année pour les *runs* argent. C'est le dernier de ces quatre *runs* qui a été choisi pour le bruit de fond, essentiellement car il est le plus proche de la date de mesure des seuils. La figure (IV) 3.7 montre les canaux actifs durant cette prise de données, les caractéristiques globales du *run* sont reportées dans le tableau (IV) 3.2, et ses caractéristiques détaillées dans la référence [186].

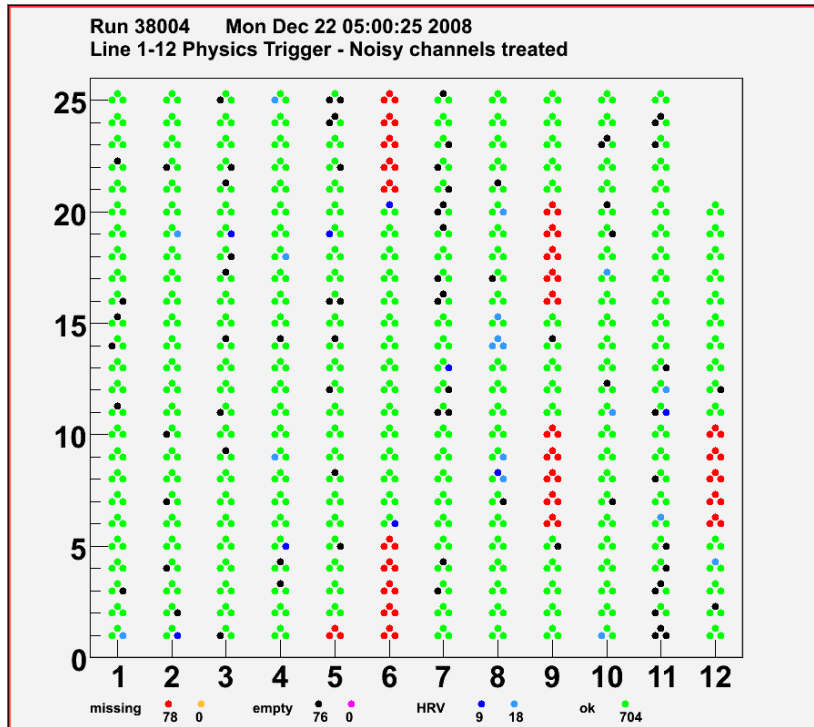


FIG. (IV) 3.7: *État du détecteur (« Dead channel Monitor ») lors de l'acquisition du run utilisé pour la simulation du bruit de fond optique ; les points verts et bleus correspondent aux OMs actifs [img44].*

Les seuils utilisés pour la simulation des ARSs sont ceux mesurés en janvier 2009, encore une fois dans une optique de cohérence avec les données utilisées pour le bruit de fond, afin d'obtenir une simulation réaliste. La distribution des seuils est présentée sur la figure (IV) 3.8. Cette distribution est ajustée par une gaussienne (non représentée, de paramètres $\mu \simeq 0.346$ et $\sigma \simeq 0.093$), et les seuils dont la valeur s'écarte de plus de 3σ de la valeur moyenne de l'ajustement sont remplacés par une valeur prise aléatoirement dans la distribution gaussienne — et à moins de 3σ de la moyenne —, afin de s'affranchir, entre autres, de biais introduits par des seuils trop élevés [183].

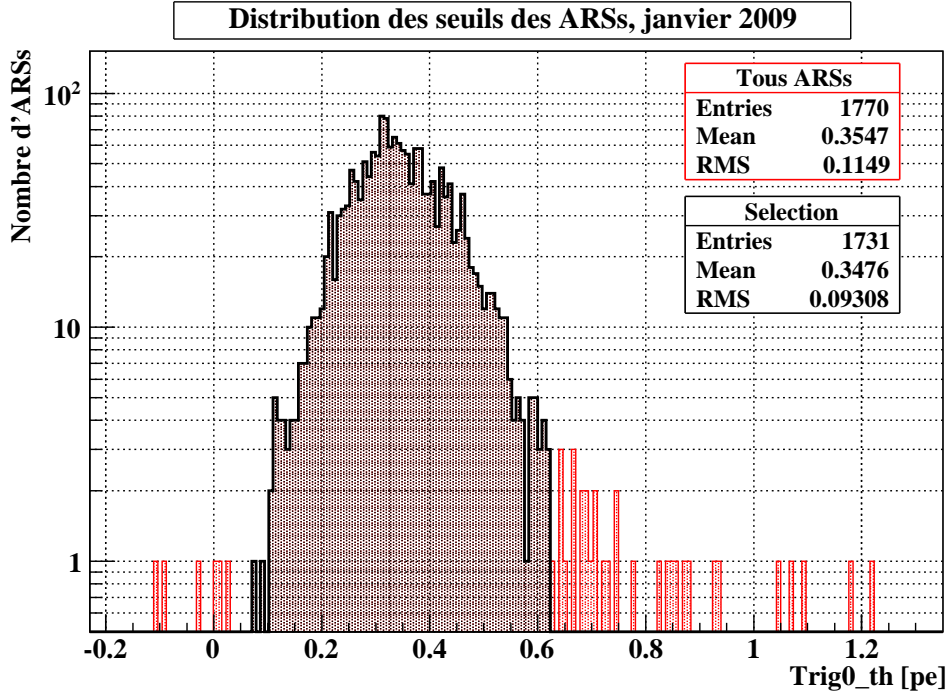


FIG. (IV) 3.8: Distribution des seuils $L0$ mesurés en janvier 2009 : en rouge, pour tous les ARSs, et en noir uniquement les valeurs conservées pour cette simulation (coupures à environ 0.3 et 0.6 pe, lire le texte) [img32].

3.7 Pondération

Le flux différentiel de photons gammas issus d'une source astrophysique par unité de surface et de temps est généralement paramétrisé sous la forme (voir aussi l'équation (IV) 3.1 du paragraphe (IV) 3.3)

$$\Phi_{\text{réel}}(E) = \frac{dN_{\text{réel}}}{dE} = F_{\gamma} \cdot 10^{-12} \cdot E^{-\gamma_{\text{réel}}} \cdot e^{-\frac{E}{E_c}}, \quad ((\text{IV}) 3.3)$$

où $N_{\text{réel}}^{10}$ est le nombre de photons d'énergie E (exprimée en TeV) émis par unité de surface et de temps, F_{γ} la fluence de la source, $\gamma_{\text{réel}}$ son indice spectral et E_c l'énergie de coupure (infinie pour un flux en simple loi de puissance).

De manière à augmenter la résolution à haute énergie, on choisit de générer un flux avec un spectre plus dur pour la simulation Monte-Carlo, en simple loi de puissance :

$$\Phi_{\text{gén}}(E) = C_0 E^{-\gamma_{\text{gén}}}, \quad ((\text{IV}) 3.4)$$

où C_0 est une constante et $\gamma_{\text{gén}} < \gamma_{\text{réel}}$. Il est donc nécessaire d'attribuer un poids w_i à chaque événement, afin de renormaliser le flux généré de sorte qu'il corresponde au flux réel de la source.

Le nombre d'événements générés $N_{\text{gén}}$ correspond à l'intégrale du flux effectivement généré. On a donc

$$N_{\text{gén}} = \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} \Phi_{\text{gén}}(E) dE = C_0 \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} E^{-\gamma_{\text{gén}}} dE \quad ((\text{IV}) 3.5)$$

¹⁰L'indice *réel* indique qu'il s'agit des propriétés réelles (mesurées) de la source, par opposition aux propriétés du flux généré, qui sera dénoté par l'indice *gén*.

(E_{\min} et E_{\max} bornant l'intervalle en énergie de la simulation), d'où il ressort que

$$C_0 = \frac{N_{\text{gén}}}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E^{-\gamma_{\text{gén}}} dE}, \quad (\text{IV } 3.6)$$

et donc

$$\Phi_{\text{gén}}(E) = \frac{N_{\text{gén}}}{C_{\text{gén}}} E^{-\gamma_{\text{gén}}}, \quad (\text{IV } 3.7)$$

en posant

$$C_{\text{gén}} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E^{-\gamma_{\text{gén}}} dE = \begin{cases} \frac{E_{\min}^{-\gamma_{\text{gén}}+1} - E_{\max}^{-\gamma_{\text{gén}}+1}}{\gamma_{\text{gén}}-1} & \text{pour } \gamma_{\text{gén}} \neq 1, \\ \ln \frac{E_{\max}}{E_{\min}} & \text{pour } \gamma_{\text{gén}} = 1. \end{cases} \quad (\text{IV } 3.8)$$

Le poids individuel pour l'événement i vaut, à un facteur de renormalisation W_0 près,

$$w_i \propto \frac{\Phi_{\text{réel}}(E_i)}{\Phi_{\text{gén}}(E_i)} = K \cdot E_i^{\gamma_{\text{gén}} - \gamma_{\text{réel}}} \cdot e^{-\frac{E_i}{E_c}}, \quad (\text{IV } 3.9)$$

où :

$$K = \frac{C_{\text{gén}}}{N_{\text{gén}}} \cdot F_{\gamma} \cdot 10^{-12}. \quad (\text{IV } 3.10)$$

Le facteur $W_0 = A \cdot t$ permet de renormaliser le flux à une surface et une durée d'émission quelconques.

Finalement, le poids individuel d'un événement i s'écrit donc

$$w_i = A \cdot t \cdot F_{\gamma} \cdot 10^{-12} \cdot \frac{C_{\text{gén}}}{N_{\text{gén}}} \cdot E_i^{\gamma_{\text{gén}} - \gamma_{\text{réel}}} \cdot e^{-\frac{E_i}{E_c}}. \quad (\text{IV } 3.11)$$

Cette pondération ne sera utilisée que pour l'extraction de la sensibilité du détecteur (paragraphe (IV) 5), et n'est pas prise en compte pour les autres paragraphes.

4 Biais et effets systématiques

Où l'on est rempli d'incertitudes.

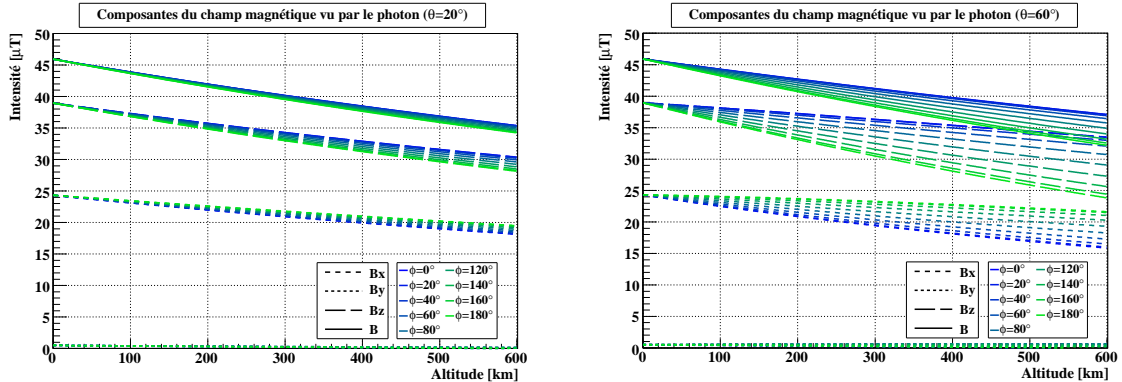
4.1 Génération et traversée de l'atmosphère

4.1.1 Dépendance azimutale

Causes

ANTARES est sensible à l'angle azimutal des particules qu'il détecte. Cette dépendance a essentiellement deux sources : la géométrie du détecteur et le champ magnétique terrestre. Les effets géométriques ne se font sentir qu'au niveau du détecteur et seront évoqués au paragraphe (IV) 4.5. Le champ magnétique terrestre, quant à lui, intervient essentiellement lors de la traversée de l'atmosphère.

La figure (IV) 4.9 résume les propriétés du champ magnétique terrestre vu par une particule dirigée vers le point dont la latitude et la longitude correspondent à celles d'ANTARES, au niveau de la mer (les corrections dues à la profondeur du détecteur sont négligées). La figure (IV) 4.10 illustre quant à elle l'intensité de la composante transverse du champ magnétique, ainsi que l'angle qu'elle forme avec l'horizontale. Pour $\phi \in \{90; 270\}^\circ$, le champ magnétique transverse est horizontal et de même intensité, ce qui implique *a priori* des résultats identiques dans les deux cas, à un effet miroir près.



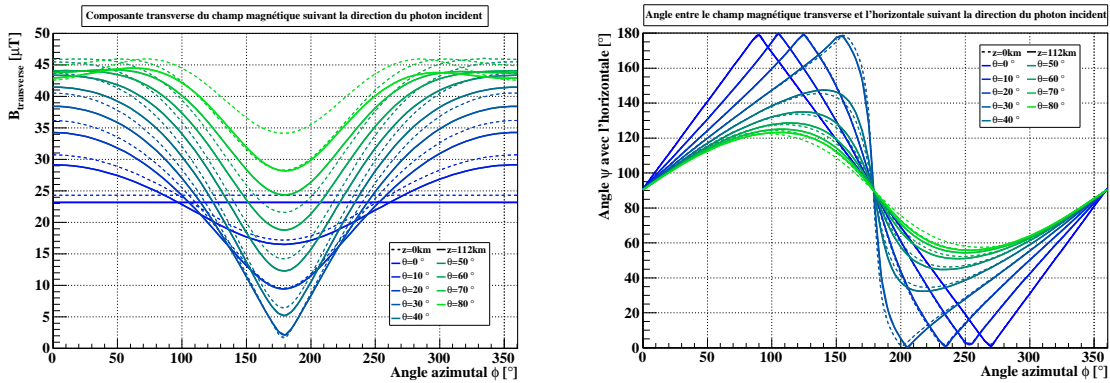
(a) Champ magnétique terrestre pour un angle zénithal de 20° . (b) Champ magnétique terrestre pour un angle zénithal de 60° .

FIG. (IV) 4.9: Composantes du champ magnétique terrestre en fonction de l'altitude pour différentes directions incidentes. Les indices x , y et z correspondent aux axes du repère orthonormé dont les directions sont définies positives suivant le nord, l'est (ce qui ne correspond pas à la convention utilisée dans le reste du paragraphe!) et la normale s'éloignant du centre de la Terre, respectivement. Le champ étant à peu près symétrique par rapport au plan du méridien (sauf pour la composante suivant y), seuls sont représentés les angles azimutaux inférieurs à 180° . On considère généralement (c'est le cas dans *CORSIKA*) que l'atmosphère se termine à 112.8 km , mais le champ magnétique peut entraîner un effet de preshower sur les photons de très haute énergie à plus haute altitude (lire le paragraphe (IV) 4.1.2). Cette modélisation correspond à l'année 2005 (choisie car elle constitue la limite supérieure de la modélisation du programme *PRESHOWER*), mais le champ varie très peu dans le temps (les variations sont de l'ordre de 30 nT par an dans la direction nord-sud, 60 nT par an dans la direction est-ouest, et inférieures à 5 nT par an dans la direction haut-bas).

Influence du champ magnétique terrestre

Le champ magnétique exerce essentiellement son influence sur le transport des particules ; le contenu des gerbes ne devrait *a priori* pas être modifié de manière notable. L'effet de la composante du champ magnétique parallèle à l'axe de la gerbe est négligeable, et l'effet de la composante transverse ne devrait être qu'une déflexion (dépendant de l'intensité de cette composante) accompagnée d'une rotation (selon la direction de cette composante) des constituants de la gerbe dans le plan transverse (défini comme le plan orthogonal à l'axe de la gerbe). En particulier, l'influence du champ s'exerce sur la séparation des muons selon leur charge. Par conséquent, la différence induite par le champ magnétique terrestre sur les particules au niveau de la mer devrait être due d'une part à la différence entre l'intersection du plan d'altitude nulle et le plan transverse, et d'autre part à la direction du champ magnétique transverse. On s'attend donc à ce que les différences soient accentuées pour un grand angle zénithal.

Ces effets ne sont en principe importants qu'à basse énergie, et deviennent faibles pour les



(a) Variation de l'intensité du champ magnétique transverse.

(b) Variation de l'angle formé entre la composante transverse du champ magnétique et l'horizontale, dont l'axe est défini positif vers la droite du point de vue du photon.

FIG. (IV) 4.10: Dépendance azimutale du champ magnétique transverse pour différents angles zénithaux, au niveau de la mer (traits discontinus) et en haut de l'atmosphère (traits pleins). Le point d'arrivée du photon est fixé aux coordonnées du site ANTARES et au niveau de la mer. Vus depuis ANTARES, les pôles magnétiques et géographiques sont sensiblement dans la même direction : le champ est minimum pour $\phi \simeq 180^\circ$ et pour $\theta \simeq 30^\circ$, et maximum pour $\phi \simeq 0^\circ$ où il augmente avec l'angle zénithal, jusqu'à $\theta > 60^\circ$, où le maximum se déplace vers les directions est et ouest. Il diminue lorsque l'altitude augmente. La relation entre la direction du photon et celle du champ magnétique transverse souffre une symétrie par rapport au plan du méridien. Comme pour la figure (IV) 4.9 (lire la légende associée), cette modélisation est valable pour l'année 2005.

muons dont l'énergie est supérieure au TeV [187] — seuls susceptibles d'atteindre le détecteur. Il semble cependant important de vérifier cette innocuité. Une simulation sur tous les angles azimutaux présenterait plus d'inconvénients que d'avantages. L'influence du champ magnétique a donc été testé par la génération d'événements suivant quelques directions particulières. Le champ étant quasiment dans le plan du méridien¹¹, quatre directions ont été considérées suivant les quatre points cardinaux, de sorte à maximiser les différences et ses propriétés, et pour deux angles zénithaux : $\phi \in \{0; 90; 180; 270\}^\circ$ avec $\theta \in \{20; 60\}^\circ$.

Il serait superflu de reporter ici des résultats détaillés : comme on s'y attend, en dehors de la position d'arrivée des muons au niveau de la mer et de leur angle avec la direction du photon incident, toutes les observables testées (nombre, charge et énergie des muons, entre autres) semblent largement insensibles au champ magnétique aux échelles considérées. L'effet du champ magnétique sur la répartition des muons au sol est en revanche nettement visible : un exemple est présenté sur la figure (IV) 4.11.

La déflexion des muons par rapport à la direction du photon initial due au champ magnétique terrestre est exposée sur la figure (IV) 4.12, pour $\theta = 60^\circ$. Elle est relativement faible, et plus ou moins marquée selon que la direction du photon incident suit le plan de la latitude ou celui de la longitude. On remarque cependant une nette séparation sur la composante v_y entre $\phi = 0^\circ$ et $\phi = 180^\circ$. Cet effet, également visible sur la figure (IV) 4.11, est attendu au vu de la figure (IV) 4.10 : la composante transverse du champ magnétique vu par les particules étant

¹¹Approximativement : la composante horizontale du champ magnétique au-dessus d'ANTARES fait un angle de 1.16° avec le méridien au niveau de la mer, cet angle diminuant avec l'altitude pour s'annuler à 583 km d'altitude.

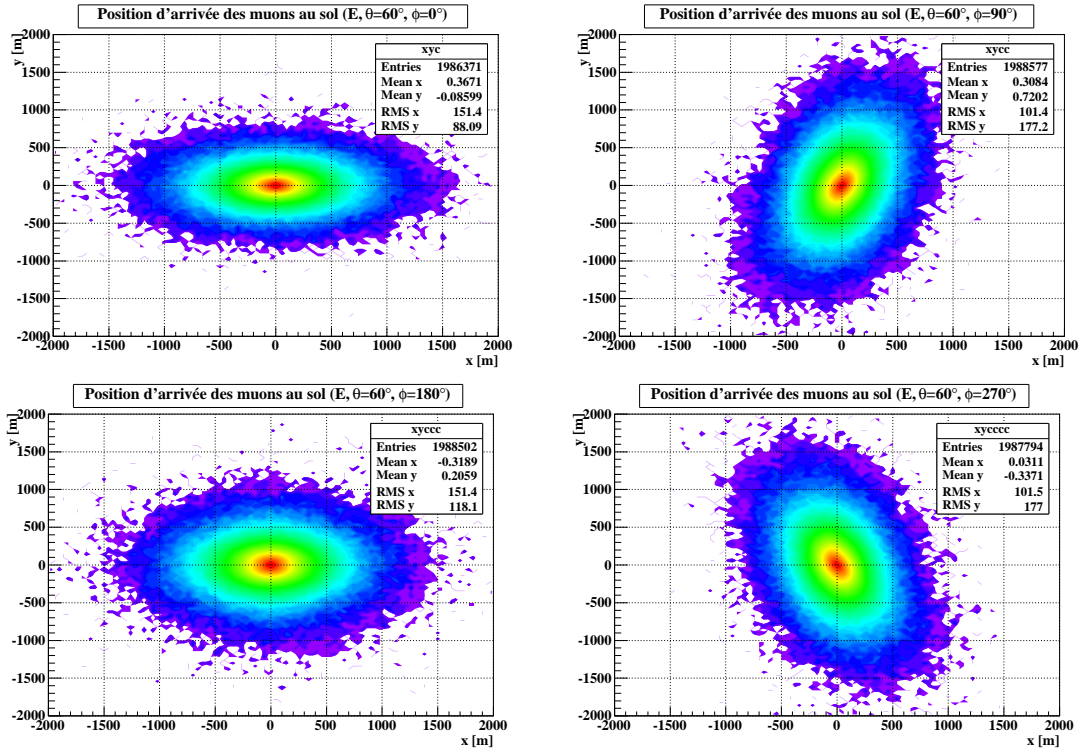


FIG. (IV) 4.11: Influence du champ magnétique sur la position des muons au sol, pour $\theta = 60^\circ$, avec $E_\gamma \in]1; 100[\text{ TeV}$ (on rappelle que l'axe des x est défini positif vers le nord et l'axe des y vers l'ouest) [img16].

minimal pour un angle zénithal de 180° , le rayon de Larmor des muons est plus grand, d'où une dispersion accrue.

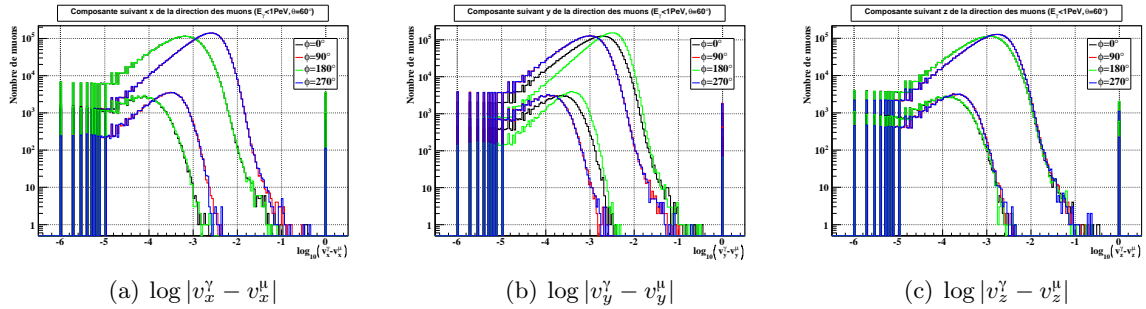


FIG. (IV) 4.12: Influence du champ magnétique terrestre sur l'écart entre la direction des muons et celle du photon initial, pour des photons d'énergie comprise entre 100 TeV et 1 PeV. Les traits fins correspondent aux muons dont l'énergie au niveau de la mer est supérieure à 1 TeV. On rappelle que pour être pertinente, la comparaison doit se faire entre v_x et v_y pour les angles azimutaux séparés de 90° [img16].

L'effet du champ sur la déflexion des muons à 2 200 m de profondeur est illustré sur la figure (IV) 4.13 (extrapolation linéaire, sans tenir compte des interactions dans l'eau), pour $\theta = 60^\circ$ — il ne s'agit que d'une autre représentation des données présentées sur la figure (IV) 4.12. On constate que le champ influence essentiellement les muons de basse énergie : pour les muons dont l'énergie au niveau de la mer est supérieure au TeV, les différences entre les distributions

selon l'angle azimutal sont de l'ordre de quelques mètres, ce qui est négligeable à l'échelle du détecteur étant données les incertitudes sur les autres étapes de la simulation.

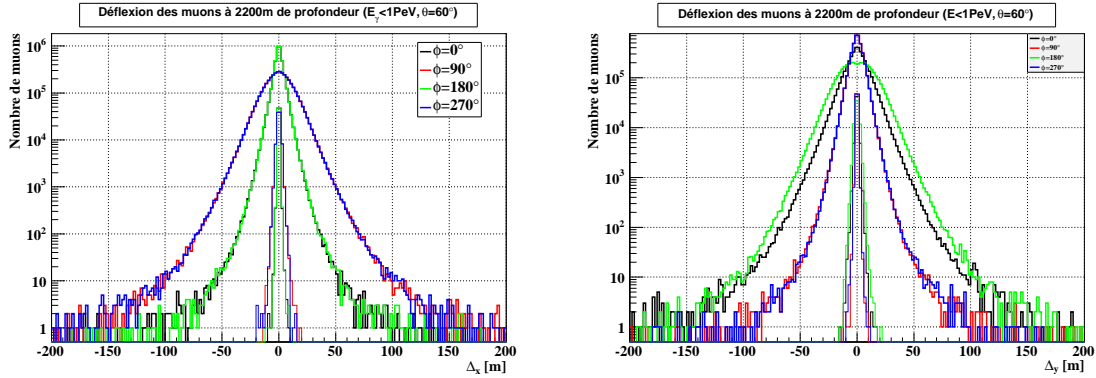


FIG. (IV) 4.13: Écart à 2200 m de profondeur entre la position d'impact du photon incident et celle des muons, après extrapolation linéaire depuis le niveau de la mer, pour des photons d'énergie comprise entre 100 TeV et 1 PeV. Les traits fins correspondent aux muons dont l'énergie au niveau de la mer est supérieure à 1 TeV. On rappelle que pour être pertinente, la comparaison doit se faire entre Δ_x et Δ_y pour les angles azimutaux séparés de 90° [img16].

Les figures présentées ici correspondent à la seconde gamme en énergie, mais les distributions obtenues pour les autres gammes en énergie sont quasiment identiques. Pour $\theta = 20^\circ$, l'effet du champ est très faible et les différentes courbes (non représentées) sont presque indissociables les unes des autres, et l'écart entre les distributions équivalentes est de l'ordre du mètre.

La déflexion due au champ magnétique est donc négligeable pour les muons d'énergie supérieure au TeV — or la probabilité pour un muon d'énergie inférieure au TeV d'atteindre et d'illuminer le détecteur est assez faible. Il semble par conséquent raisonnable de limiter la simulation à un seul angle azimutal, puis de généraliser à toutes les directions.

Restrictions

Il est à noter que le traitement du champ magnétique terrestre par CORSIKA fait l'objet d'importantes simplifications : il est constant et ses composantes sont définies comme les composantes du champ magnétique au point d'arrivée de la particule primaire au niveau de la mer. Ses variations en fonction de la trajectoire des particules ne sont donc pas prises en compte. En outre, la composante est-ouest est négligée. À la connaissance de l'auteur, les effets de ces simplifications n'ont pas été estimés ; elles sortent largement du cadre de la présente étude. Enfin, il semble que la manière dont est implémentée l'influence du champ magnétique rende difficile toute comparaison événement par événement.

4.1.2 « Preshowering »

Principe

En plus des canaux d'interaction avec l'atmosphère présentés au paragraphe (IV) 2.1, les photons de très haute énergie peuvent initier des gerbes électromagnétiques en interagissant directement avec le champ électromagnétique terrestre. Un photon peut ainsi créer une paire électron-positron *avant* d'entrer dans l'atmosphère. Cet effet est fortement corrélé à l'intensité

du champ magnétique terrestre : la probabilité de création d'une paire dépend de la composante transverse du champ magnétique vue par le photon. Les électrons et positrons ainsi produits interagissent à leur tour avec le champ électromagnétique par rayonnement synchrotron, les photons ainsi émis peuvent avoir une énergie suffisante pour eux-mêmes créer d'autres paires électron-positron, et ainsi de suite. Ce développement donne lieu à une gerbe électromagnétique *avant* l'entrée dans l'atmosphère, d'où sa qualification par le terme « *preshower* ».

Le programme `PRESHOWER` permet de simuler cet effet. Ce programme est intégré à `CORSIKA` via l'option du même nom. L'effet du champ électromagnétique terrestre hors atmosphère est alors pris en compte pour les photons d'énergie supérieure à 1 TeV — ce qui constitue ici la limite inférieure de la simulation.

On s'attend d'une part à ce que l'énergie soit « diluée » sur toutes les particules à l'entrée de l'atmosphère, mais d'autre part éventuellement à ce que le nombre de muons soit supérieur, le nombre de photons étant plus important. La déflexion des électrons et des positrons par rapport à la direction du photon initial est négligeable (inférieure au mètre) [188].

Simulation

La figure (IV) 4.10 illustre l'intensité de la composante transverse du champ magnétique terrestre le long de la trajectoire du photon, pour différentes valeurs de θ et ϕ . Le champ est maximum pour $\phi \simeq 0^\circ$, symétrique le long de l'axe nord-sud et augmente avec θ jusqu'à $\theta \simeq 70^\circ$. Les valeurs considérées pour la simulation Monte-Carlo sont prises pour un champ maximum, $\theta = 60^\circ$ et $\phi = 0^\circ$, afin de déterminer l'influence maximale de l'option `PRESHOWER`, ainsi que pour $\theta = 20^\circ$ ($\phi = 0^\circ$) de sorte à observer l'impact de l'angle zénithal.

Résultats

Le tableau (IV) 4.3 recense le nombre d'événements différents avec l'option `PRESHOWER` pour les différents échantillons Monte-Carlo. On constate que le nombre d'événements avec production de muons n'est pas influencé par le *preshowering*. En revanche, si le nombre d'événements pour lesquels le nombre de muons est différent est négligeable dans la gamme d'énergie basse, elle atteint plusieurs pourcents dans le second intervalle et plusieurs dizaines de pourcents à haute énergie. L'effet concerne toutefois essentiellement les muons de basse énergie, puisqu'au niveau de la mer ce nombre retombe au pourcent, et est totalement négligeable pour les deux premiers intervalles en énergie.

Que le nombre de muons soit identique pour deux événements n'implique cependant pas que les événements le soient. L'une des difficultés de l'identification des événements modifiés par l'option `PRESHOWER` réside dans la présence d'artefacts numériques modifiant légèrement certaines valeurs (énergie, position...). Dans la très grande majorité des cas, ces artefacts ne concernent que le dernier chiffre significatif et il suffit de prendre en compte une incertitude sur ce dernier chiffre pour s'en défaire. Dans une poignée de cas, cependant, la différence est suffisamment importante pour instaurer un doute. Les dernières lignes du tableau (IV) 4.3 indiquent les différences pour les événements pour lesquels le nombre de muons créés est identique avec et sans l'option `PRESHOWER` — ces chiffres sont donc à additionner à ceux évoqués à l'alinéa précédent.

On remarque que pour la majorité de ces événements, l'énergie de chaque muon diffère de moins de 1 % (ou 1 GeV) avec ou sans l'option `PRESHOWER`¹². Il semble raisonnable de considérer

¹²Pour chaque événement, l'énergie de chaque muon est comparée à celle du muon équivalent (en terme d'ordre d'apparition) avec ou sans l'option `PRESHOWER`. Dans le cas où l'événement a produit plusieurs muons, il suffit que

ces événements comme identiques et leurs différences dues aux artefacts sus-cités. La présence d'au moins une partie des événements restant est probablement aussi liée à de tels artefacts, ce que corrobore l'inexistence d'événements avec une différence angulaire entre deux muons supérieure à 1° . Dans tous les cas, la proportion de ces événements est du même ordre de grandeur que celle des événements avec un nombre de muons différent, et donc également négligeable.

Gamme en énergie (GeV)	$10^3 - 10^5$		$10^5 - 10^6$		$10^6 - 10^7$	
θ	20°	60°	20°	60°	20°	60°
au moins un muon (normal)	705673	901816	861204	1041838	459819	476970
(PRESHOWER)	705551	901829	861194	1041827	459617	477038
au moins un muon au niveau de la mer (normal)	676000	824377	835731	978227	457043	472207
(PRESHOWER)	675875	824404	835735	978249	456859	472310
$N_\mu^{\text{pres}} \neq N_\mu^{\text{normal}}$	6256	1457	65131	47341	156894	198932
$N_\mu^{\text{pres}} \neq N_\mu^{\text{normal}} (z = 0)$	49	52	1432	2324	4703	8496
$\forall \mu, E_\mu^{\text{pres}} \neq E_\mu^{\text{normal}}$	354	103	7932	5464	8071	5276
$\exists \mu \Delta E_\mu > 1 \text{ GeV}$	166	38	3224	2164	1555	819
$\exists \mu \Delta E_\mu > 10 \text{ GeV}$	133	36	2727	1770	1246	650
$\exists \mu \Delta E_\mu > 1 \%$	163	38	3207	2147	1535	814
$\exists \mu \Delta E_\mu > 10 \%$	124	32	2594	1653	1173	601
$\exists \mu \alpha > 0.3^\circ$	46	10	809	438	360	157
$\exists \mu \alpha > 0.5^\circ$	6	0	147	87	68	28
$\exists \mu \alpha > 1^\circ$	0	0	4	4	2	1

TAB. (IV) 4.3: Nombres d'événements différents avec et sans l'option *PRESHOWER*, selon plusieurs critères. Les deux premières rangées indiquent le nombre total d'événements pour lesquels au moins un muon est créé ou parvient au niveau de la mer. Les deux rangées suivantes donnent le nombre d'événements pour lesquels le nombre de muons à la création ou au niveau de la mer ($z = 0$) diffère. Les dernières rangées indiquent, pour les événements pour lesquels le nombre de muons créés est identique, les nombres d'événements pour lesquels respectivement : l'énergie d'au moins un muon est différente, cette différence est supérieure à 1 ou 10 GeV ou à 1 ou 10 %, ou l'angle entre les directions est supérieur à 1° pour au moins un muon.

Comme indiqué plus haut, cette simulation constitue une borne maximale de l'influence de l'effet de *PRESHOWER* sur la production de muons par les photons, puisque l'on a considéré le cas où le champ magnétique transverse vu par les photons est maximum. À titre indicatif, pour $\phi = 90^\circ$ les chiffres de la dernière colonne (hors nombres de muons totaux) sont divisés d'un facteur deux à trois. La proportion d'événements concernés par l'effet de *showering* et atteignant le niveau de la mer étant généralement inférieure au pourcent dans ce cas de figure, on peut négliger cet effet sans crainte, quelle que soit la direction du photon incident.

4.1.3 Effet Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM)

À très haute énergie, les sections efficaces de production de paire électron/positron et de *bremsstrahlung*, essentielles à la formation des gerbes électromagnétiques, subissent une atténuation conséquente. Celle-ci est due au fait que le libre parcours moyen de la particule initiale devient inférieur à la distance de formation des particules secondaires : c'est l'effet Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM), prédit en 1953 par Lev Landau et Isaak Pomeranchuk et formalisé

le critère soit satisfait pour un seul muon. Pour le calcul du pourcentage, l'énergie des deux muons est prise tour à tour comme référence : il suffit que l'une des deux valeurs soit inférieure au pourcentage indiqué. Celui-ci se rapporte donc à l'un ou l'autre des muons, sans préférence.

en 1957 par Arkady Migdal [189, 190]. Il augmente avec l'énergie de la particule incidente et la densité du milieu traversé.

L'option LPM de CORSIKA permet de simuler cet effet. Son implémentation n'est cependant pas progressive mais repose sur un test sur l'énergie du photon, qui doit être supérieure à 10^{19} eV (10 EeV), ce qui sort de la gamme en énergie considérée dans cette étude.

Il est intéressant de noter au passage que l'effet LPM conduit à une augmentation du contenu en muons des gerbes électromagnétiques, car la production de muons n'est touchée qu'à des énergies beaucoup plus importantes que la production d'électrons/positrons [191]. Encore une fois, cette étude n'est cependant pas concernée par cet effet.

4.1.4 Influence du modèle hadronique

Le traitement des processus hadroniques peut être effectué par différents modèles intégrés à CORSIKA. Le choix du modèle hadronique pour la production Monte-Carlo s'est tout naturellement porté sur QGSJET01 car c'est celui qui est utilisé pour les productions Monte-Carlo standards par la collaboration ANTARES, à la fois pour des raisons de consommation CPU et parce que les versions de certains autres modèles disponibles présentaient au départ certaines anomalies. En outre, dans la version de CORSIKA utilisée pour cette étude, ce modèle autorise la production de particules charmées, dont la décroissance fait partie des trois processus producteurs de muons (lire le paragraphe (IV) 2.1), ce qu'il semblait *a priori* intéressant de prendre en compte — cette considération s'est cependant révélée d'un intérêt limité, comme on le verra au paragraphe (IV) 4.1.5.

L'influence du modèle hadronique a fait l'objet d'une étude succincte avec la version précédente de CORSIKA (6900) [192]. Il est à noter que cette version est sujette à certaines approximations malheureuses [193]. Celles-ci ne concernent cependant normalement pas les interactions hadroniques. Cette étude n'a pas été réitérée avec la version de CORSIKA utilisée pour le travail présenté dans ce manuscrit (6960).

Les observations les plus importantes concernent une augmentation du nombre de muons d'énergie supérieure à 500 GeV au niveau de la mer pouvant atteindre 12 % dans la gamme la plus haute en énergie (respectivement de l'ordre de 6 % et 10 % pour les deux autres gammes en énergie), quel que soit l'angle d'incidence considéré (0° et 40°), ainsi qu'une augmentation de l'ordre de 7 % du nombre d'événements produisant au moins un muon d'énergie supérieure à 500 GeV au niveau de la mer (quels que soient l'angle d'incidence et la gamme en énergie). Parmi les quatre modèles testés (QGSJET01, QGSJET-II, SIBYLL et VENUS [176, 194, 195, 196, 197]), le plus optimiste est VENUS, et le plus pessimiste QGSJET01 — celui-là même qui est utilisé pour ce travail de thèse.

4.1.5 Particules lourdes

Influence des particules lourdes

La création de muons à partir du charme est l'un des trois processus dominants permettant la création de muons à partir de photons. Malheureusement, la section efficace de photoproduction de particules charmées à très haute énergie est mal connue, et à ce titre n'est malheureusement pas implémentée dans CORSIKA. Sa contribution est généralement considérée comme faible, mais au-delà de quelques dizaines de TeV elle devient plus importante que la production de muons

par décroissance des pions et kaons, et peut constituer une fraction non négligeable du flux total de muons, comme l'illustre la figure (IV) 4.14. De plus, le charme emporte une grande partie de l'énergie du photon incident. Par conséquent, les muons ainsi émis sont particulièrement énergétiques et ont une grande probabilité d'atteindre le détecteur. L'absence de simulation de ce processus est donc une lacune importante de cette étude, d'autant qu'il n'a malheureusement pas été possible d'estimer analytiquement cette contribution.

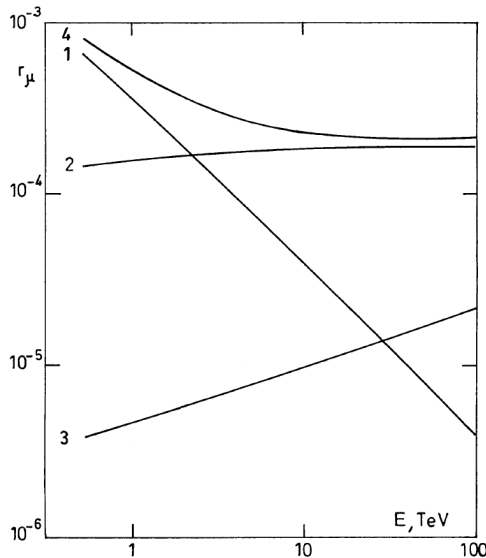


FIG. (IV) 4.14: Rapport du nombre de muons d'énergie supérieure à E sur le nombre de photons d'énergie supérieure à E , pour les principaux processus, pour un flux de photons en loi de puissance (équation (IV) 3.1) avec un indice $\Gamma = 1.1$. Les indices 1 à 3 désignent respectivement les muons issus de pions ou de kaons, créés par paires, et produits par le charme. L'indice 4 représente la somme de ces trois processus (d'après [img45]).

Les interactions hadroniques liées au charme sont également relativement mal connues, et ne sont pas prise en compte par la plupart des modèles hadroniques. Parmi les modèles implémentés dans CORSIKA, seuls QGSJET01 et DPMJET permettent le traitement des particules charmées¹³. L'influence des particules charmées sur la simulation sera brièvement étudiée au paragraphe suivant (seul QGSJET01 sera considéré, l'implémentation de DPMJET dans CORSIKA semblant problématique). Notons que l'activation du traitement des particules charmées dans CORSIKA active également le traitement du tauon. Le tauon et le charme étant traités par des routines externes (PYTHIA), la distinction entre ces particules n'est pas faite ici : on désignera donc dans la suite de ce paragraphe à la fois l'une et l'autre par « particules lourdes ».

Effets sur la simulation

Afin de quantifier l'influence des particules lourdes, les productions avec et sans traitement du charme ont été comparées¹⁴. Les simulations ne semblent pas mettre en évidence d'apport significatif du charme et du tau. Une comparaison événement par événement montre que si une infime proportion des événements est concernée par la présence de muons directement issus de particules lourdes, le nombre d'événements modifiés par ces interactions devient notable pour la gamme en énergie la plus haute (voir le tableau (IV) 4.4). Cet effet a cependant peu d'influence sur le nombre de muons au niveau de la mer et leurs propriétés : même à haute énergie, le nombre d'événements concernés est inférieur au pourcent. Les différentes observables accessibles

¹³En réalité, d'autres modèles, notamment EPOS, en sont également capables, mais cette fonctionnalité n'est pas activée dans CORSIKA.

¹⁴On rappelle que le code source de CORSIKA a été modifié de sorte que les particules primaires apparaissant dans deux productions issues d'une graine aléatoire identiques soient strictement identiques. Dans ce cas précis, le modèle hadronique étant le même, seuls les événements pour lesquels une particule charmée ou un lepton tau ont été générés différent.

ne présentent aucune différence significative avec ou sans la prise en compte des particules lourdes.

Gamme en énergie (GeV)		$10^3 - 10^5$		$10^5 - 10^6$		$10^6 - 10^7$	
θ		20°	60°	20°	60°	20°	60°
au moins un muon	(charme)	705673	901816	861204	1041838	459819	476970
	(sans charme)	705675	901826	861278	1041828	459762	476936
au moins un muon au niveau de la mer	(charme)	676000	824377	835731	978227	457043	472207
	(sans charme)	676018	824375	835840	978249	456977	472186
$N_{\mu}^{\text{pres}} \neq N_{\mu}^{\text{normal}}$		7071	7097	20802	21011	49297	48876
$N_{\mu}^{\text{pres}} \neq N_{\mu}^{\text{normal}} (z = 0)$		258	442	770	1298	1933	2728
$\forall \mu, E_{\mu}^{\text{pres}} \neq E_{\mu}^{\text{normal}}$		643	556	1506	1188	1102	606
$\exists \mu \Delta E_{\mu} > 1 \text{ GeV}$		219	218	515	402	187	88
$\exists \mu \Delta E_{\mu} > 10 \text{ GeV}$		183	186	444	332	151	68
$\exists \mu \Delta E_{\mu} > 1 \%$		218	216	512	401	187	87
$\exists \mu \Delta E_{\mu} > 10 \%$		170	167	420	311	140	63
$\exists \mu \alpha > 0.3^{\circ}$		56	53	141	96	52	23
$\exists \mu \alpha > 0.5^{\circ}$		11	4	21	13	12	6
$\exists \mu \alpha > 1^{\circ}$		0	0	0	0	0	0

TAB. (IV) 4.4: Nombres d'événements différents avec et sans prise en compte des particules lourdes (charme et tauon), selon plusieurs critères. Les deux premières rangées indiquent le nombre total d'événements pour lesquels au moins un muon est créé ou parvient au niveau de la mer. Les deux rangées suivantes donnent le nombre d'événements pour lesquels le nombre de muons à la création ou au niveau de la mer ($z = 0$) diffère. Les dernières rangées indiquent, pour les événements pour lesquels le nombre de muons créés est identique, les nombres d'événements pour lesquels respectivement : l'énergie d'au moins un muon est différente, cette différence est supérieure à 1 ou 10 GeV ou à 1 ou 10 %, ou l'angle entre les directions est supérieur à 1° pour au moins un muon.

L'influence des particules lourdes telles qu'implémentées dans CORSIKA avec QGSJET est donc très largement négligeable. La simulation présentée par la suite prend toutefois en compte l'effet des particules charmées et du tau.

4.1.6 Influence de la section efficace

Comme il a déjà été rapporté plus haut, la section efficace d'interaction photon-nucléon aux énergies considérées dans cette étude est mal connue. La section efficace totale telle qu'implémentée dans CORSIKA correspond à

$$\sigma_{\text{air}} = 11.44\sigma_{\text{pp}}, \quad ((\text{IV}) 4.12)$$

où la section efficace photon-proton σ_{pp} est donnée par un ajustement obtenu par le PDG [33]. La figure (IV) 4.15 présente quelques autres paramétrisations ; celle utilisée par CORSIKA est la plus pessimiste. Par conséquent, le nombre de muons réellement créés par les photons de très haute énergie pourrait être notablement plus important que celui obtenu par la présente simulation. Les données actuellement disponibles sont malheureusement insuffisantes pour contraindre les différentes paramétrisations existantes.

Étudier l'impact de ce choix de paramétrisation dépasse le cadre du travail présenté ici. On notera simplement que ce choix relativement prudent de la paramétrisation de la section efficace d'interaction photon-nucléon implique éventuellement une sous-estimation du nombre

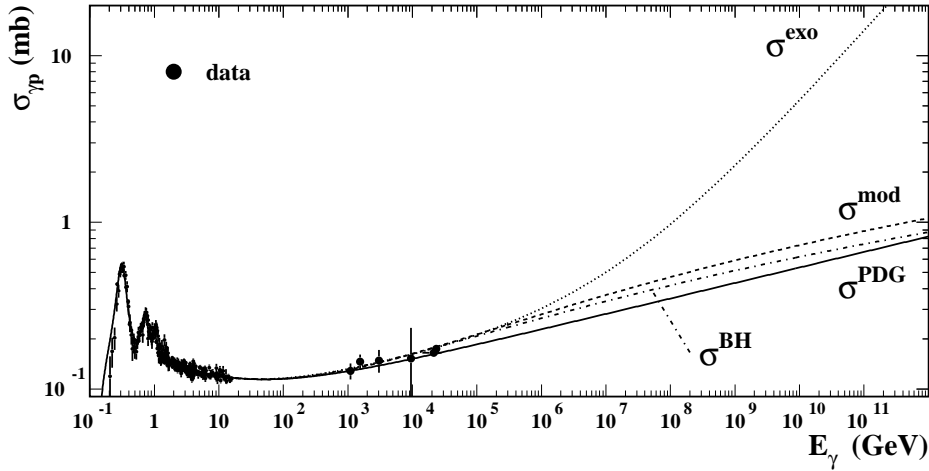


FIG. (IV) 4.15: Illustration de différentes paramétrisations ajustées aux mesures de la section efficace totale d'interaction photon-proton [img46]. CORSIKA utilise la paramétrisation notée σ_{PDG} .

de muons produits. Selon la référence [198], si la section efficace notée σ_{exo} sur la figure (IV) 4.15 impliquerait une augmentation de l'ordre de 70 à 80 % du nombre de muons, il est en réalité peu probable que la section efficace dépasse le double de la paramétrisation σ_{PDG} . L'augmentation du nombre de muons par la paramétrisation σ_{mod} est quant à elle limitée à une dizaine de pourcents. La référence [198] est cependant muette sur les énergies auxquelles se réfèrent ces chiffres.

4.2 Duplication des muons au niveau de la mer

La procédure évoquée au paragraphe (IV) 3.4 présente le risque de biaiser la simulation en sur-représentant des événements rares. Ce risque diminue lorsque le nombre d'événements augmente : si l'ensemble contient toutes les trajectoires possibles en proportion de leur probabilité d'apparition, alors il peut être dupliqué à l'infini sans introduire de biais.

La méthode la plus sûre permettant d'estimer le nombre de fois qu'un événement peut être réutilisé sans risque consisterait en une brève étude de la topologie des gerbes : l'extraction des paramètres permettrait d'estimer la représentativité de chaque événement. Le choix *a priori* d'un nombre de duplications faible en regard du nombre total d'événements permet toutefois de s'affranchir de la nécessité d'une telle étude. On a choisi ici de fixer ce nombre à 100, ce qui rend largement négligeable ce type de biais.

4.3 Volume de détection

4.3.1 Définition

On désigne ici et dans le reste du document par « volume de détection » le volume au sein duquel un muon peut être vu par le détecteur. Ce volume est en particulier utilisé pour la répartition aléatoire des muons (lire le paragraphe (IV) 3.4). Le volume de détection traditionnellement considéré pour les productions Monte-Carlo sur ANTARES est un cylindre de rayon $R=238.6$ m et de hauteur $H=592$ m, surnommé « canette », parfois étendu, en particulier pour les études à

de très haute énergie. Si ce type de géométrie est approprié pour la simulation de flux diffus, il est sinon plus naturel, au moins plus pratique d'utiliser comme volume de détection, pour des sources ponctuelles, une sphère. Le calcul de la section du volume perpendiculaire à la direction de la source, et donc la normalisation du flux, s'en trouvent grandement simplifiés, ce qui limite le risque d'introduction d'erreurs humaines.

Le choix du rayon de la sphère est régi par l'impératif que sa section contienne tous les muons susceptibles d'être vus par le détecteur. En réalité, les muons qui passent trop loin du volume instrumenté ne peuvent pas être reconstruits précisément, et il est donc *a priori* inutile de les considérer. Il est cependant important de tenir compte du fait qu'ils peuvent contribuer à l'illumination du détecteur lors d'un événement multi-muons, et ainsi éventuellement dégrader la reconstruction de la trajectoire d'un muon traversant le détecteur.

Le rayon du volume de détection est donc la somme de trois distances : la position de l'OM le plus excentré par rapport au centre du détecteur, la distance à partir de laquelle la lumière produite par un muon n'est plus visible, ainsi qu'une distance de sécurité permettant de prendre en compte la dispersion des muons due aux interactions avec le milieu marin. Les paragraphes suivants détaillent le calcul de ces distances.

4.3.2 Lumière Čerenkov directement produite par le muon

Cas général

L'intérêt de ce paragraphe est essentiellement didactique : il sera en effet démontré au paragraphe (IV) 4.3.3 que la distance limite à considérer pour l'émission de lumière par le muon n'est pas due à la lumière Čerenkov directement produite par le muon dans l'eau, mais à la lumière Čerenkov produite par les gerbes électromagnétiques créées par le muon dans l'eau.

Le nombre de photons Čerenkov émis par unité de longueur est donné par l'équation (II) 2.15 (page 66). On en déduit le nombre de photons Čerenkov par unité de surface définie par une portion de cylindre de hauteur x et d'angle au centre θ à une distance d orthogonalement à la trajectoire de la particule, dans l'intervalle de longueurs d'onde $[\lambda_1 ; \lambda_2]$ et pour un milieu non dispersif d'indice n :

$$\frac{d^2 N(d)}{dx d\theta} = \frac{\alpha Z^2}{d} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right), \quad ((IV) 4.13)$$

où Z est la charge de la particule et β sa vitesse relativement à c . Ces photons ont parcouru une distance $D = \frac{d}{\sin \theta_c}$ (où θ_c est l'angle d'émission Čerenkov), de laquelle dépend leur probabilité de survie, du fait des propriétés optiques de l'eau, résumées par la longueur efficace d'atténuation $\lambda_{\text{att}}^{\text{eff}}$ (paragraphe (II) 1.3) : la probabilité pour un photon de parvenir à une distance d orthogonalement à la trajectoire est donnée par

$$P(d) = e^{-\frac{D}{\lambda_{\text{att}}^{\text{eff}}}} = e^{-\frac{d}{\lambda_{\text{att}}^{\text{eff}} \cdot \sin \theta_c}}. \quad ((IV) 4.14)$$

On notera que l'influence de l'énergie des muons sur le nombre de photons émis est négligeable : au-delà du GeV, les muons sont ultrarelativistes ($\beta > 0.9944 \simeq 1$).

Influence des propriétés optiques de l'eau

L'indice de réfraction varie entre 1.34 et 1.37 dans la plage de longueurs d'onde d'intérêt pour ANTARES (voir la figure (II) 1.4 et le paragraphe (II) 1.3). Cette variation est négligeable

en ce qui concerne l'objet de ce paragraphe : son influence sur le nombre de photons Čerenkov émis est de l'ordre de 5 %, soit une variation inférieure à 10 photons par mètre carré au-delà de 30 m et à 2 photons par mètre carré au-delà de 150 m (pour $\lambda \in [300, 600]$ nm), et la probabilité de non-absorption (équation (IV) 4.14), dans laquelle l'indice de réfraction intervient via l'angle Čerenkov, ne varie au maximum que de 0.01. Ce maximum est atteint à une distance $d_{\max} = \lambda_{\text{att}}^{\text{eff}} \ln \frac{a}{b} / (a - b)$, où a et b égalent $\sin \theta_c(n)$ pour les deux indices considérés, soit ici $d \simeq 1.48 \lambda_{\text{att}}^{\text{eff}}$.

En revanche, la longueur efficace d'atténuation joue un rôle prépondérant dans la détermination de la distance au-delà de laquelle la lumière Čerenkov n'est plus visible. Elle dépend de la longueur d'onde et varie au cours du temps (paragraphe (II) 1.3). La valeur maximale considérée sur l'intervalle en longueur d'onde pour les outils de simulation Monte-Carlo sur ANTARES (KM3) est de $\lambda_{\text{att}}^{\text{eff}} = 49.1$ m (voir la figure (II) 1.3, page 53). Par conséquent, c'est cette valeur qui sera prise en compte ici.

Distance de sécurité

Le produit des quantités définies par les équations (IV) 4.13 et (IV) 4.14 est représenté (pour un muon ultrarelativiste) sur la figure (IV) 4.19 à la page 132 (courbe pointillée rouge), accompagné de la grandeur équivalente pour des gerbes électromagnétiques de différentes énergies, sur laquelle nous reviendrons au paragraphe suivant. On constate que le nombre de photons par mètre carré est inférieur à 10 à une distance de 70 m de la trajectoire du muon, et passe sous l'unité à 125 m. Le diamètre d'un module optique étant d'environ 43 cm (lire le paragraphe (II) 3.3), la probabilité de détecter un photon — et *a fortiori* de satisfaire les conditions de filtrage présentées au paragraphe (II) 4.5 — à une telle distance est négligeable.

Cette distance délimite donc autour de la trajectoire d'un muon un cylindre au-delà duquel la lumière Čerenkov émise par le muon n'est plus visible, ou alternativement autour d'un OM une sphère à l'extérieur de laquelle un muon ne sera pas détecté. Il suffit donc *a priori* de l'ajouter à celle de l'OM le plus excentré pour obtenir l'éloignement maximal d'un muon par rapport au centre du détecteur autorisant sa détection. Le paragraphe suivant démontrera cependant que la lumière Čerenkov directement émise par le muon ne suffit pas à déterminer la distance de sécurité nécessaire à haute énergie et dans les cas qui nous intéressent ici.

4.3.3 Lumière Čerenkov indirectement produite par le muon

Lumière produite par les gerbes électromagnétiques et hadroniques dans l'eau

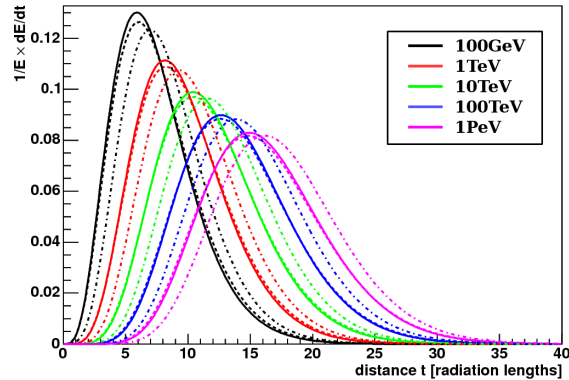
Aux énergies considérées dans cette étude, les pertes radiatives d'énergie des muons sont loin d'être négligeables, voire deviennent prépondérantes (lire le paragraphe (II) 2.2, et voir la figure (IV) 4.17). La création d'un photon (*bremsstrahlung*) ou d'un électron (production de paire, ionisation) d'énergie relativement élevée implique la formation d'une gerbe électromagnétique. Ces gerbes sont courtes à l'échelle de la distance parcourue par les muons : même à très haute énergie, elles s'étalent au maximum sur quelques dizaines de longueurs de radiation (soit un peu plus d'une dizaine de mètres, la longueur de radiation étant d'environ 36.1 cm dans l'eau), comme le montre la figure (IV) 4.16, et leur rayon ne dépasse pas quelques dizaines de centimètres — seule 10 % de l'énergie de la gerbe est contenue au-delà du rayon de Molière, défini comme $R_M = 9.72$ cm dans l'eau (pure), et 1 % au-delà de $3.5 R_M$. En revanche, le nombre total de photons Čerenkov émis par les électrons qu'elles contiennent est très grand. La distance cumulée parcourue par les électrons d'une gerbe électromagnétique, et donc le nombre de pho-

tons Čerenkov (équation (II) 2.15, page 66), est en effet directement proportionnelle à l'énergie portée par cette gerbe :

$$L = 4.7319 \cdot E_{\text{gerbe}}, \quad ((\text{IV}) 4.15)$$

où l'énergie contenue dans la gerbe, E_{gerbe} , est exprimée en GeV, et la distance en mètres.

FIG. (IV) 4.16: *Profils longitudinaux des gerbes électromagnétiques pour différentes énergies (d'après [img47]). Les différents types de traits correspondent à différentes simulations.*



Les interactions photonucléaires peuvent quant à elles générer des gerbes hadroniques, mais celles-ci sont plus étalées, et la distance cumulée des particules qui les composent est inférieure à celle des gerbes électromagnétiques à énergie équivalente. La quantité de lumière Čerenkov émise est donc inférieure [199], et il est suffisant de ne considérer que le cas de ces dernières, qui constituent le facteur limitant. Par ailleurs, le logiciel KM3MC utilisé pour le traitement des particules dans l'eau n'intègre pas la simulation des gerbes hadroniques (lire le paragraphe (IV) 3.5).

Énergie maximale d'une gerbe

L'énergie des muons au niveau de la mer peut être du même ordre de grandeur que celle du photon initial. Si ces cas sont très rares, ils n'en sont pas pour autant négligeables puisque ces événements ont toutes les chances d'atteindre le détecteur. D'autre part, la probabilité pour un muon de perdre une fraction importante de son énergie en une interaction est faible, mais non négligeable.

Par conséquent, l'énergie maximale d'une gerbe électromagnétique issue d'un muon est essentiellement limitée par la perte d'énergie des muons lors du trajet effectué pour atteindre la profondeur du détecteur depuis le niveau de la mer. Une simulation rapide non présentée ici indique que 5 à 6 % des muons dont l'énergie au niveau de la mer est supérieure ou égale à 50 TeV parviennent à 2000 m de profondeur en conservant plus de 70 % de leur énergie. Cette proportion devient négligeable à 80 %. Il est donc commode de conserver l'énergie du muon au niveau de la mer, et donc du photon primaire, comme limite supérieure d'énergie pour les gerbes électromagnétiques.

Visibilité des photons

La courbe (IV) 4.18 représente la densité de probabilité de la direction des photons Čerenkov par rapport à l'axe de la gerbe. Cette répartition est indépendante de l'énergie [199]. On constate que l'émission est largement piquée à l'angle Čerenkov : plus de 92 % des photons sont émis avec un angle de $\theta_c \pm 0.5^\circ$ par rapport à l'axe de la gerbe. En outre, un quart à un tiers des photons émis sont concentrés sur une distance d'un mètre.

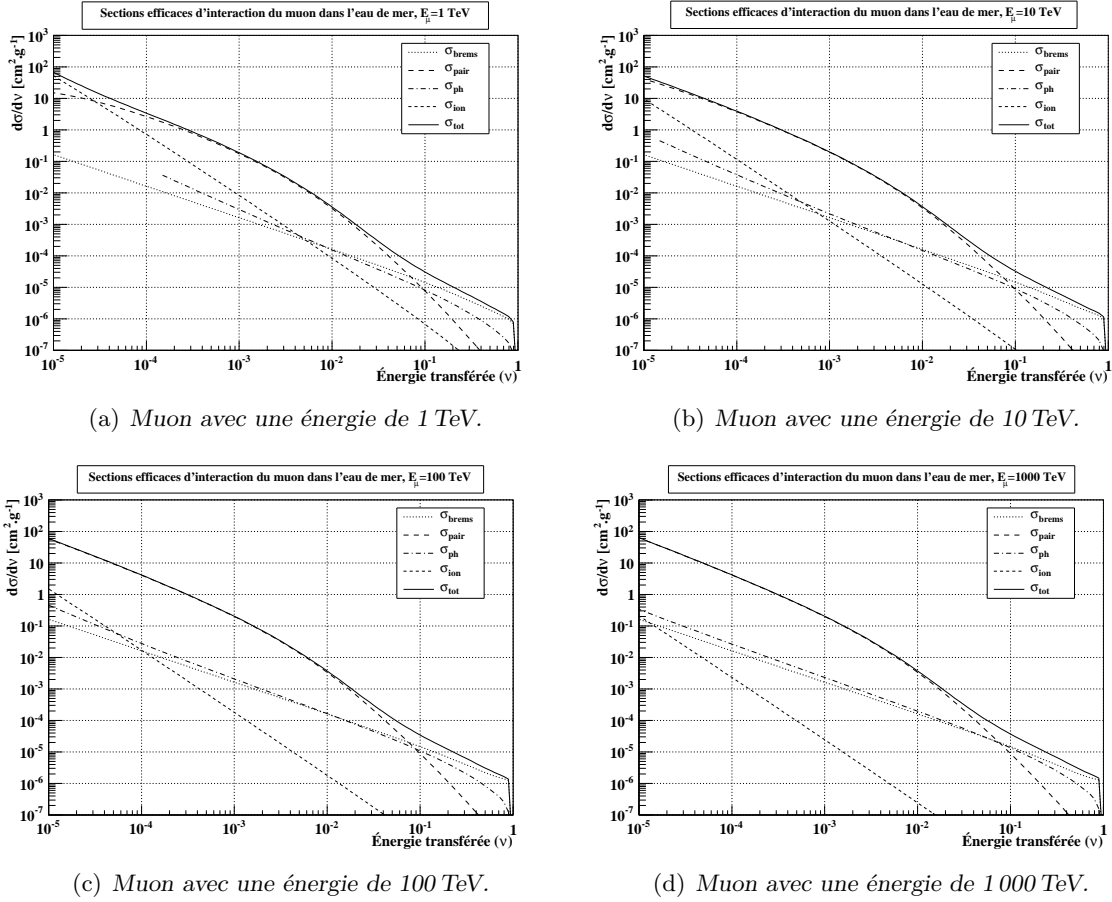


FIG. (IV) 4.17: Sections efficaces différentielles d'interaction d'un muon dans l'eau de mer, en fonction de l'énergie transférée $\nu = \frac{E_e/\gamma}{E_\mu}$, telles qu'implémentées dans *MUSIC* et *KM3*; σ_{ion} , σ_{brems} , σ_{paire} , σ_{ph} et σ_{tot} désignent respectivement les sections efficaces d'ionisation, de bremsstrahlung, de création de paire, d'interaction photonucléaire, et la section efficace totale. La chute abrupte de la section efficace pour $\nu \rightarrow 1$ est un artefact dû à l'absence de valeur entre $\nu = 10^{-0.05} \simeq 0.89$ et $\nu = 1$.

D'après les équations (II) 2.15 (page 66), (IV) 4.14 et (IV) 4.15, en supposant la gerbe colinéaire à la trajectoire du muon et en utilisant les approximations énoncées dans ce paragraphe (notamment émission Čerenkov suivant l'angle Čerenkov par rapport à la trajectoire du muon), le nombre de photons par unité de surface à une distance d orthogonalement à la trajectoire du muon s'exprime comme

$$\frac{d^2 N'(d)}{dx d\theta} = \frac{1}{3} 4.7319 \cdot E_{\text{gerbe}} N(d) e^{-\frac{d}{\lambda_{\text{att}}^{\text{eff}} \cdot \sin \theta_c}}, \quad ((\text{IV}) 4.16)$$

où les différents termes ont été définis précédemment et le facteur $1/3$ rend compte de la concentration maximale des photons. Cette grandeur est

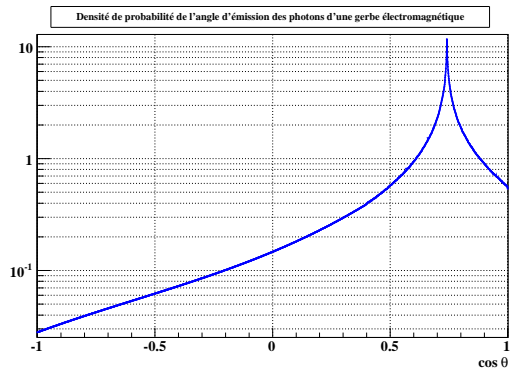


FIG. (IV) 4.18: Densité de probabilité de l'angle d'émission d'un photon Čerenkov le long d'une gerbe électromagnétique [img16].

représentée sur la figure (IV) 4.19 pour une gerbe de 1 TeV, 100 TeV et 10 PeV, selon différentes positions par rapport au point initial de la gerbe, en comparaison de son équivalent pour la lumière Čerenkov directement émise par le muon (paragraphe (IV) 4.3.2).

On constate que la distance à laquelle le nombre de photons par unité de surface passe sous le seuil de 10 photons par mètre carré pour une gerbe d'une énergie de 1 TeV est supérieure au double de cette distance pour la lumière Čerenkov directement produite par le muon. Cette distance est respectivement de l'ordre de 300, 390 et 480 m pour une gerbe d'énergie correspondant aux bornes maximales des intervalles ici considérés, c'est-à-dire 100, 1 000 et 10 000 TeV.

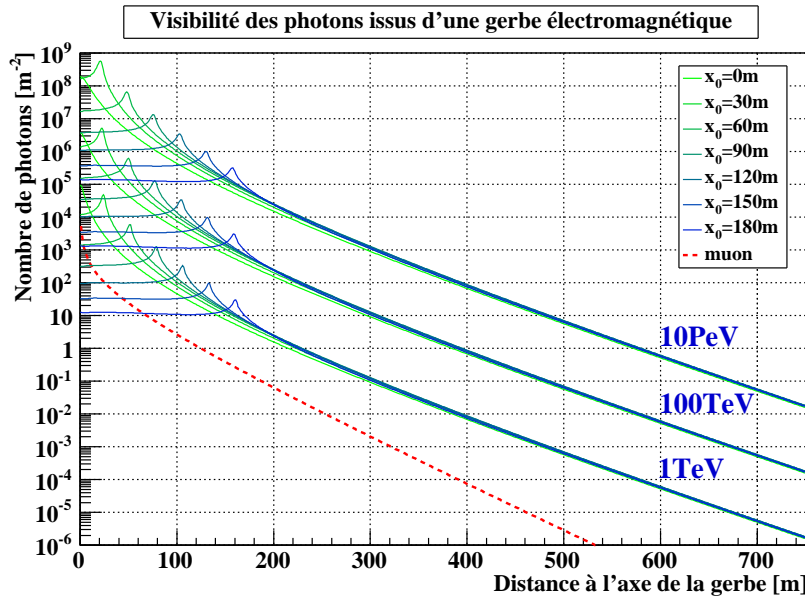


FIG. (IV) 4.19: Nombre de photons par mètre carré atteignant un cylindre de rayon d autour d'une gerbe électromagnétique, pour différentes énergies. La courbe pointillée rouge donne la quantité équivalente pour un muon, et x_0 définit la position sur l'axe de la gerbe par rapport à son point d'émission. La longueur effective d'atténuation est prise égale à 49.1 m et indépendante de la longueur d'onde des photons — il s'agit donc d'une limite supérieure [img16].

Estimation de la distance de sécurité

En réalité, il est inutile de choisir une distance de sécurité trop grande, car il n'est pas possible de reconstruire la direction de la trajectoire d'un muon à partir d'une gerbe électromagnétique émise en dehors du détecteur. La nécessité de prendre en compte les trajectoires distantes réside exclusivement dans la dégradation que la lumière qu'elles produisent peuvent impliquer sur des événements « reconstructibles ». Par conséquent, il suffit de considérer la distance maximale au niveau du détecteur pour deux muons issus d'une même gerbe atmosphérique.

D'après extrapolation linéaire de la position et de la direction des muons au niveau de la mer, la distance entre deux muons au niveau du détecteur peut atteindre plusieurs centaines voire milliers de mètres, notamment pour des grands angles zénithaux. En pratique, la très grande majorité des trajectoires excentrées d'une gerbe ont une énergie faible, et ne risquent donc pas d'atteindre et *a fortiori* d'illuminer le détecteur. La distribution de l'écart à 2 200 m de profondeur entre deux muons d'une même gerbe et d'énergie supérieure à 1 TeV est représentée sur la figure (IV) 4.20 pour $\theta = 60^\circ$ et pour le plus haut intervalle en énergie. À première vue,

une portion non négligeable des muons sont séparés de plus de 200 m — ce n’est pas le cas pour $\theta = 20^\circ$, où la simulation ne recèle aucun événement tel que cette distance soit supérieure à 200 m. Une investigation plus approfondie montre cependant que la distribution en énergie de ces muons (figure (IV) 4.20), au vu de l’énergie individuelle des muons et de la quantité de photons en fonction de la distance au muon (figure (IV) 4.19), ne justifie pas de considérer une distance de sécurité supérieure à 200 m.

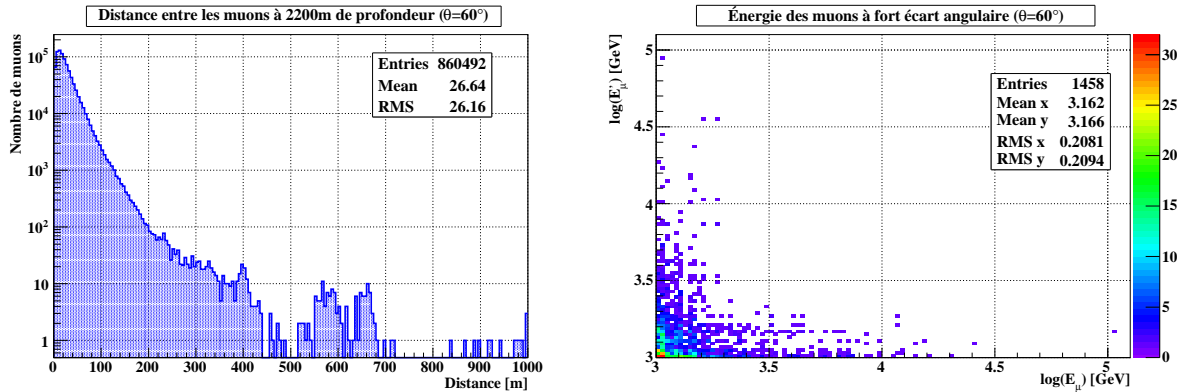


FIG. (IV) 4.20: À gauche, distribution à 2200 m de profondeur de la distance entre les muons d’une même gerbe d’énergie supérieure à 1 TeV au niveau de la mer, pour la gamme haute en énergie et avec un angle zénithal de 60° [img16]. À droite, distribution en énergie des muons séparés de plus de 200 m pour le même échantillon [img16].

La distance de sécurité considérée ici correspond également à la valeur que doit prendre le paramètre `XMCUT`, qui détermine la distance du détecteur à laquelle un muon n’est plus simulé (lire le paragraphe (IV) 3.5).

4.3.4 Dispersion des muons dans l’eau

Il convient également de prendre en considération la dispersion des muons à la profondeur d’ANTARES. En effet, le déplacement aléatoire des trajectoires au niveau de la mer et leur refocalisation sur le détecteur (lire le paragraphe (IV) 3.4) sont effectués à partir d’une extrapolation linéaire de la trajectoire du muon. Les interactions dans l’eau, que ce soient les pertes d’énergie ou la diffusion multiple, peuvent *a priori* modifier cette trajectoire de sorte que des muons dont la trajectoire extrapolée passe en dehors du volume de détection le traversent en réalité. Il ne s’agit pas ici de considérer l’écart entre le muon et le photon : celui-ci est pris en compte lors de la duplication des événements (paragraphe (IV) 3.4).

La dispersion moyenne des muons d’énergie supérieure au GeV ne dépasse pas 10° , quels que soient la profondeur et l’angle zénithal du photon incident. La diagonale du détecteur étant d’environ 450 m, la pénétration possible d’un muon extérieur au cylindre de flux le long du détecteur est au maximum de $p = 450 \tan 10 \simeq 40$ m. En réalité, cette dispersion est fortement dépendante de l’énergie du muon, et négligeable au-delà du TeV : cette précaution est donc superflue, mais c’est l’occasion de s’assurer une sécurité supplémentaire.

4.3.5 Rayon du volume de détection

Le rayon finalement considéré pour le volume de détection est donc la somme de l'éloignement R_{det} de l'OM le plus excentré par rapport au centre géométrique du détecteur, de la distance R_{lum} à laquelle la lumière créée par le muon n'est plus détectable, essentiellement limitée par la lumière Čerenkov produite par les gerbes, et de la distance R_{disp} caractérisant la dispersion des muons dans l'eau (lire les paragraphes précédents) :

$$R = R_{\text{det}} + R_{\text{lum}} + R_{\text{disp}}. \quad ((\text{IV}) 4.17)$$

Le rayon du volume de détection finalement choisi pour cette étude est de 465 m (225 m + 200 m + 40 m), quelle que soit l'énergie considérée.

Compte tenu de la variation de la longueur d'atténuation en fonction de la longueur d'onde, de la surface de détection et de l'efficacité des OMs, ainsi que de leur orientation (vers le bas alors que les muons considérés ici sont descendants), cette valeur est excessivement prudente : il est très peu probable qu'un événement limite ne soit pas noyé dans le bruit de fond optique et survive aux sélections exercées par les algorithmes de filtrage — et quand bien même cela serait le cas, la valeur statistique d'un tel événement serait extrêmement faible et son intérêt physique limité. Il semble toutefois préférable de s'assurer une marge confortable plutôt que de risquer de biaiser la simulation.

4.4 Discrétisation des tables de photons

Problématique

Les effets statistiques et systématiques dus à la discrétisation par la suite logicielle KM3 (lire le paragraphe (IV) 3.5) n'ont à la connaissance de l'auteur jamais été évalués. On rappelle que le principe consiste à échantillonner les distributions spatiales et temporelles des photons sur des sphères de différents rayons autour de la gerbe ou du segment d'émission depuis la trajectoire du muon, pour différentes orientations des modules optiques. Les principaux paramètres sont le nombre de bandes en lequel sont découpés les OMs, ainsi que le nombre de sphères et la distance qui les sépare.

Évaluation

Ces deux derniers paramètres ont fait l'objet d'une étude succincte, afin d'évaluer la nécessité de modifier les paramètres par défaut. Ils sont liés, puisque le rayon r d'une sphère est défini tel que le numéro (entier naturel) de la couche soit donné par

$$i(r) = 1 + \frac{r^\alpha - r_a^\alpha}{r_b^\alpha - r_a^\alpha} (N - 1), \quad ((\text{IV}) 4.18)$$

où N est le nombre de sphères dont le rayon est compris entre r_a et r_b inclus (pour les productions Monte-Carlo standard, $r_a = 4$ m, $r_b = 150$ m, $\alpha = 0.4$ et $N = 15$ pour un nombre total de 18 sphères, soit un rayon maximal de 194 m). Cette définition permet une interpolation linéaire des distributions entre les différentes couches. L'étude a été effectuée sur la version destinée aux hautes énergies (paragraphe (IV) 3.5). Deux jeux de paramètres ont été testés, en plus des paramètres par défaut : dans un premier temps le nombre de sphères a été porté de 29 (prolongation naturelle à 600 m des 18 sphères à 200 m) à 41 (soit $N = 21$), et dans un second

Paramètres	$\alpha = 0.4$, N = 29	$\alpha = 0.6$, N = 36	$\alpha = 0.4$, N = 41
Nevts	2.05 (0.03 %)	2.05 (1.40 %)	2.06 (2.17 %)
	2.05 (0.25 %)	1.98 (1.99 %)	2.02 (0.58 %)
	2.06 (0.22 %)	2.04 (0.59 %)	1.96 (2.76 %)
	6.15 (0.00 %)	6.07 (-1.35 %)	6.04 (-1.93 %)
Npe	3.04 (1.58 %)	2.87 (0.83 %)	3.06 (4.16 %)
	2.95 (1.41 %)	2.80 (1.58 %)	2.91 (1.09 %)
	2.98 (0.17 %)	2.87 (0.75 %)	2.85 (3.06 %)
	8.97 (0.00 %)	8.54 (-4.73 %)	8.82 (-1.58 %)

TAB. (IV) 4.5: Nombre d'événements et de photoélectrons selon les paramètres de la simulation. Les unités sont arbitraires¹⁵. Dans les deux cas, les trois premières lignes correspondent à trois graines aléatoires différentes, les pourcentages étant relatifs à la moyenne sur une même colonne. La quatrième ligne indique leur somme et l'écart relativement à la première colonne — pour laquelle cet écart est donc nul, par définition.

temps le paramètre α a été porté à 0.6, avec pour effet immédiat une augmentation du nombre de couches à 36, ainsi qu'une augmentation de la distance entre les couches de faible rayon.

Résultats et interprétation

L'effet de ces modifications ne semble pas significatif sur le nombre de photons (voir le tableau (IV) 4.5) : ils sont du même ordre que les effets dus au choix de la graine aléatoire. Ces résultats sont cependant difficiles à interpréter, ce qui nécessiterait probablement un investissement conséquent en temps. De plus, s'agissant d'une simulation Monte-Carlo il faudrait pouvoir comparer ces résultats à des données réelles. Le plus simple serait de poursuivre la chaîne Monte-Carlo, mais outre le temps nécessaire à une telle analyse, d'autres effets entrent en jeu dans les données (filtrage des événements, pollution par le bruit de fond, etc.). Une telle étude sort donc largement du cadre de ce travail de thèse.

On observe une faible diminution du nombre de photons pour le cas où $\alpha = 0.6$. Celle-ci pourrait s'expliquer par la perte de précision pour les couches de faible rayon, dont l'espacement est plus grand, le nombre de photons décroissant rapidement avec la distance au point d'émission. Cette valeur est donc supposée moins fiable que la première.

Augmenter le nombre de couches devrait améliorer la précision, mais semble paradoxalement rendre la simulation plus instable. Cet effet est peut-être lié à la faiblesse statistique des événements utilisés pour la génération des tables de photons (respectivement 10 000, 1 000, 100, 10 gerbes de 100 MeV, 1 GeV, 10 GeV et 100 GeV, et 10 000 pas de 2 m pour des muons de 100 GeV), le gain de précision entraînant une augmentation de la sensibilité aux fluctuations.

Quoi qu'il en soit, les distributions de probabilité des événements obtenues avec les trois jeux de paramètres (non représentées ici) coïncident suffisamment pour que l'on ne puisse les distinguer à l'œil. Toutes ces observations, ajoutées à l'absence de différence significative sur le nombre de photons, justifient l'utilisation des paramètres par défaut.

¹⁵Caractéristiques de la simulation.

4.5 Autres contributions

D'autres contributions influencent de manière plus ou moins importante la validité de la simulation présentée dans cette étude. Ainsi, la production de muons par des photons de très haute énergie est sensible aux variations des propriétés de l'atmosphère au cours du temps. Une augmentation de la pression atmosphérique de 3 % diminuerait le taux de muons au niveau de la mer de 3.2 % pour des photons d'une énergie de 1 TeV, et une augmentation de la température moyenne de 5 % diminuerait ce même taux de 3.6 % [187]. Ces effets contraignent également les processus de production des muons [200, 201].

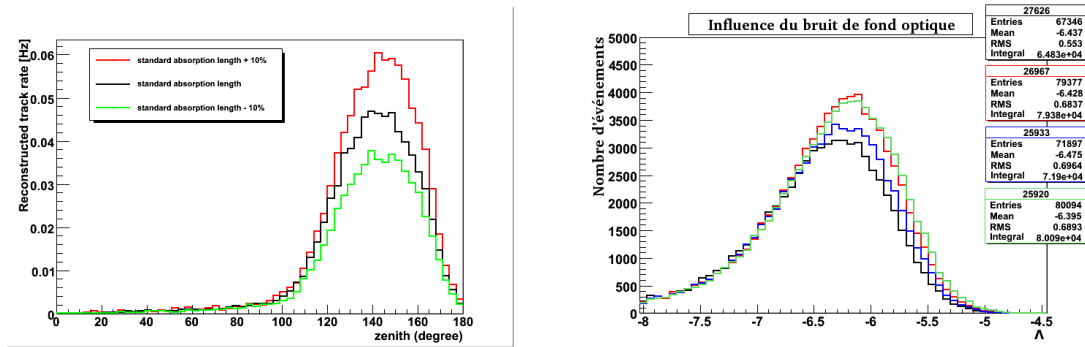


FIG. (IV) 4.21: À gauche, influence de la longueur d'absorption sur le taux de reconstruction des muons [img48]. À droite, illustration des effets dus à la quantité de bruit de fond optique (le premier chiffre des boîtes statistiques indique le numéro du run utilisé pour générer le bruit de fond avec *TriggerEfficiency*) [img32].

On a brièvement mentionné au paragraphe (IV) 4.3.2 l'effet des propriétés optiques de l'eau sur la quantité de lumière Čerenkov qui peut atteindre le détecteur. Il a été expliqué au paragraphe (II) 1.3 que certaines de ces propriétés, et en particulier la longueur d'absorption, varient au cours du temps et ont une influence prépondérante sur la détectabilité des muons : une augmentation de 10 % de la longueur d'absorption aurait ainsi pour conséquence une augmentation de 20 % du flux de muons atmosphériques mesuré, comme on peut le voir sur la figure (IV) 4.21. Il est utile de rappeler que pour des raisons indépendantes de la volonté de l'auteur, les propriétés optiques considérées pour cette simulation ne sont pas les plus à jour (lire le paragraphe (IV) 3.5, et voir la figure (II) 1.3 page 53).

Les variations du bruit de fond optique au cours du temps ont également une influence notable sur la détection et la reconstruction des événements. Cette source d'incertitude n'a pas été investiguée en profondeur pour la présente étude, mais la figure (IV) 4.21, obtenue lors d'une étude préliminaire, illustre cet effet : elle montre, pour un même échantillon Monte-Carlo, l'effet de quatre conditions différentes de bruit de fond (ligne de base autour de 55 et 62 kHz et taux de bouffées bioluminescentes de 5 à 20 %) sur l'estimateur de qualité de la reconstruction et sur le nombre d'événements reconstruits. Cette figure est présentée uniquement à des fins illustratives, les conditions (filtrage, étalonnage, bruit de fond, lot Monte-Carlo ...) étant trop différentes pour pouvoir extrapoler à la simulation exposée ici.

Le logiciel KM3 utilisé pour la propagation des muons dans l'eau est de plus sujet à un certain nombre d'approximations, dont une partie est citée au paragraphe (IV) 3.5. Si des études détaillées ont montré que ses résultats semblent cohérents avec ceux obtenus par un traitement analytique, un certain flou entoure encore leur validité. Les corrections apportées dans le cadre de ce travail et mentionnées au paragraphe sus-cité confortent l'idée que cette étape de la simulation

est une source non négligeable d'incertitude.

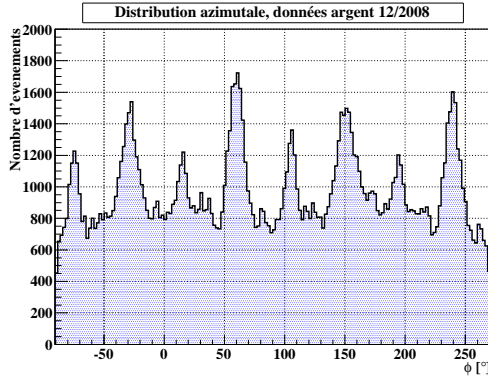


FIG. (IV) 4.22: *Distribution azimutale des événements reconstruits pour les données « argent » de décembre 2008 [img32].*

Enfin, la simulation du détecteur souffre encore de quelques imprécisions. La version de `TriggerEfficiency` utilisée pour cette étude (lire le paragraphe (IV) 3.6) n'inclut pas certains développements très récents, dont l'influence pourrait être relativement importante [202, 203]. D'autre part, la géométrie du détecteur implique une forte dépendance azimutale, comme le montre la figure (IV) 4.22. Cette influence n'a pas pu être étudiée ici. Outre le nombre de muons détectés, elle pourrait affecter la reconstruction en biaisant l'estimation de l'angle azimutal.

5 Sensibilité d'ANTARES

Où l'on est déçu.

Sélection des événements

Avant de déterminer la sensibilité d'ANTARES aux photons gamma de très haute énergie, il est nécessaire d'établir des critères permettant la sélection des événements dont la reconstruction est raisonnable. Pour la stratégie d'Aart, utilisée pour cette analyse, l'estimateur de la qualité de la reconstruction est défini comme

$$\Lambda \equiv \frac{\log \mathcal{L}}{N_{\text{dof}}} + 0.1(N_{\text{comp}} - 1), \quad ((\text{IV}) 5.19)$$

où \mathcal{L} est la valeur du maximum de vraisemblance pour la reconstruction, N_{dof} le nombre de degrés de liberté de l'ajustement (défini comme la différence entre le nombre d'événements utilisés pour l'ajustement et le nombre de paramètres libres, qui est de cinq), et N_{comp} le nombre de trajectoires « compatibles »¹⁶ [167].

La corrélation entre la résolution angulaire (définie comme la différence angulaire entre la trajectoire réelle du muon et la trajectoire reconstruite) et cet estimateur est présentée sur la figure (IV) 5.23. On constate qu'une coupure telle que $\Lambda < -5.7$ permet de conserver un maximum d'événements dont la résolution angulaire est inférieure à 2° tout en s'affranchissant de la grande majorité des événements mal reconstruits. Cette coupure semble donc constituer un

¹⁶L'une des étapes de la stratégie de reconstruction d'Aart consiste en une boucle sur la maximisation de la fonction de vraisemblance à partir de neuf points d'entrée différents. La trajectoire conservée est celle qui est reconstruite avec le meilleur rapport entre le logarithme décimal du maximum de vraisemblance et le nombre de degrés de liberté. Les trajectoires reconstruites à moins de 1° de cette trajectoire sont dites « compatibles », et leur nombre (compris entre un et neuf) correspond à N_{comp} .

compromis optimal entre la résolution angulaire et l'efficacité, ce que confirme la figure (IV) 5.24. Elle sera implicitement appliquée aux résultats présentés par la suite.

FIG. (IV) 5.23: Corrélation entre l'estimateur de qualité de la reconstruction et la résolution angulaire, avec la stratégie de reconstruction d'Aart, pour $\theta = 20^\circ$ dans la gamme la plus basse en énergie (les autres cas sont relativement similaires) [img32]. La coupure $\Lambda > -5.7$ permet de concilier une bonne qualité de reconstruction avec une proportion raisonnable d'événements.

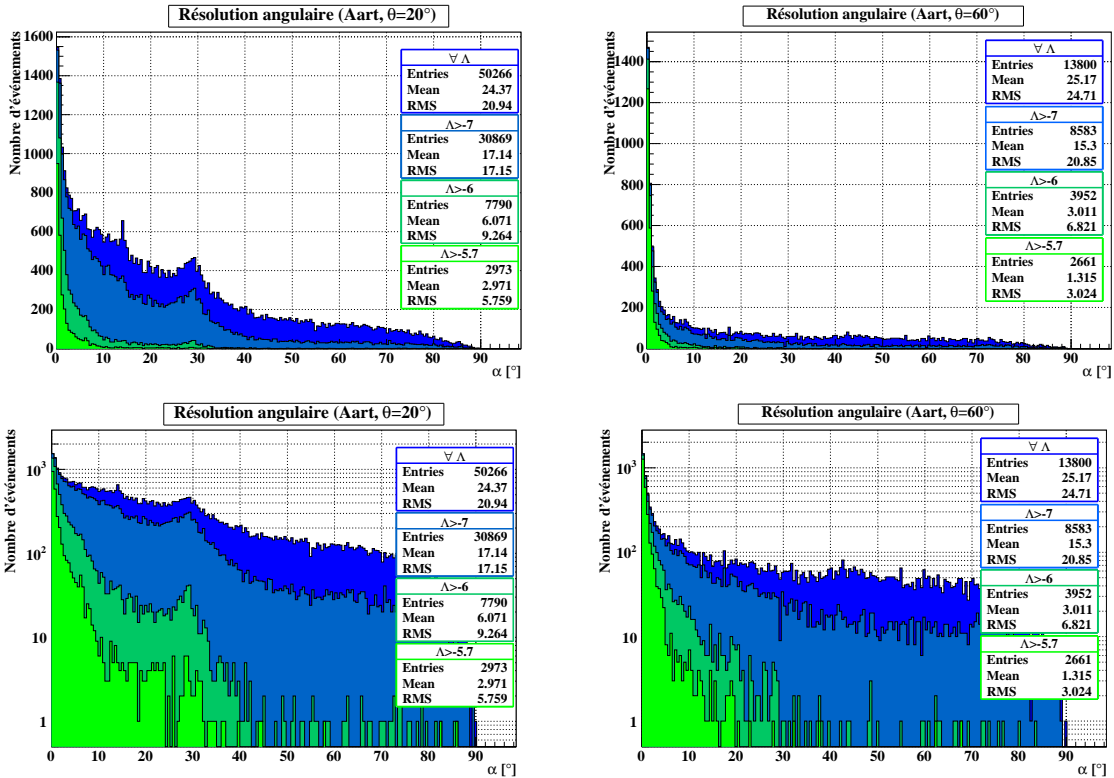
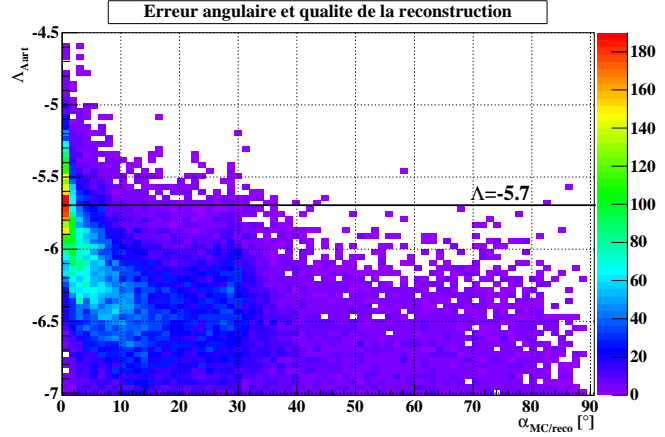


FIG. (IV) 5.24: Résolution angulaire (écart entre la trajectoire reconstruite et la trajectoire Monte-Carlo du muon reconstruit) pour différentes coupures sur l'estimateur de qualité de la reconstruction, avec la stratégie d'Aart, pour la gamme la plus basse en énergie (en haut, échelle linéaire, en bas, échelle logarithmique) [img32].

Surface effective

La surface effective décrit l'efficacité d'un détecteur : elle permet, à partir d'un flux donné, de déterminer le nombre d'événements détectés. La figure (IV) 5.25 montre la surface effective

obtenue pour ANTARES avec la simulation présentée ici. Y sont représentées la surface effective au niveau des algorithmes de filtrage (stratégies 2T3 et 3N, cf. paragraphe (II) 4.5) pour les deux angles d'incidence étudiés ici, et la surface effective après reconstruction des trajectoires par la stratégie d'Aart.

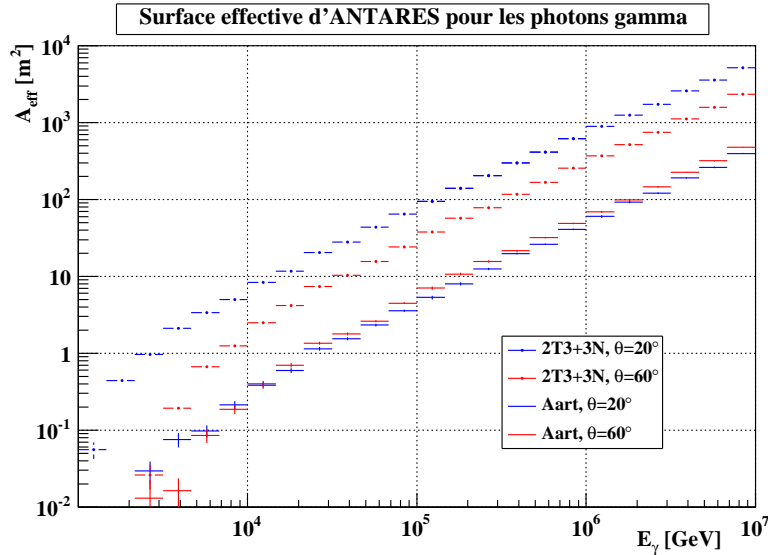


FIG. (IV) 5.25: Surface effective d'ANTARES pour les photons de très haute énergie, au niveau du filtrage et de la reconstruction (lire le texte) [img32]. Seules les incertitudes statistiques sont représentées.

Il peut sembler étonnant au premier abord que la surface effective pour la reconstruction soit plus grande à 60° qu'à 20° , étant donnée la différence d'un facteur trois obtenue au niveau du filtrage. L'explication est cependant relativement simple : si les muons sont moins nombreux à atteindre le détecteur à 60° , ils éclairent plus de lignes qu'à 20° , où les muons sont quasiment verticaux. La figure (IV) 5.26 permet de le vérifier. Par conséquent, les muons sont donc reconstruits avec une meilleure efficacité à 60° . Cet effet est également visible sur la figure (IV) 5.24 : la reconstruction est bien meilleure pour $\theta=60^\circ$ que pour $\theta=20^\circ$. Le paragraphe suivant permettra de préciser ce point.

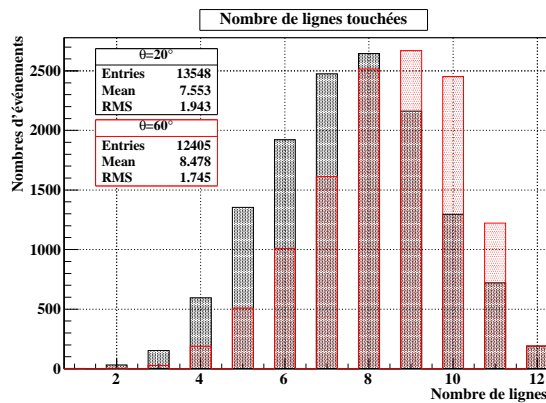


FIG. (IV) 5.26: Nombre de lignes touchées pour les événements reconstruits ($\Lambda > -5.7$) [img32].

Fonction d'étalement du point

La fonction d'étalement du point (PSF, pour *Point Spread Function*) correspond à la fonction de transfert entre un signal spatialement ponctuel (telle qu'une source ponctuelle de photons gamma fixe dans l'espace) et le détecteur. Elle permet notamment d'élaborer des techniques de discrimination du bruit de fond et de recherche de signal. La fonction d'étalement du point obtenue par la présente simulation est représentée sur la figure (iv) 5.27. Si la résolution suivant θ est relativement équivalente quel que soit l'angle zénithal, de l'ordre du degré, en revanche la différence est flagrante en ce qui concerne l'angle azimutal : alors que pour $\theta = 60^\circ$ la résolution est plus ou moins indépendante de la direction dans le plan (θ, ϕ) , elle est dégradée suivant ϕ pour $\theta = 20^\circ$. La raison est la même que celle évoquée au paragraphe précédent, à savoir le nombre de lignes ayant servi à la détection, et donc à la reconstruction. La reconstruction de l'angle zénithal est peu affectée, grâce à la faible distance entre les étages, 14.5 m (lire le paragraphe (ii) 3.1), en regard de la distance entre les lignes, supérieure à 60 m.

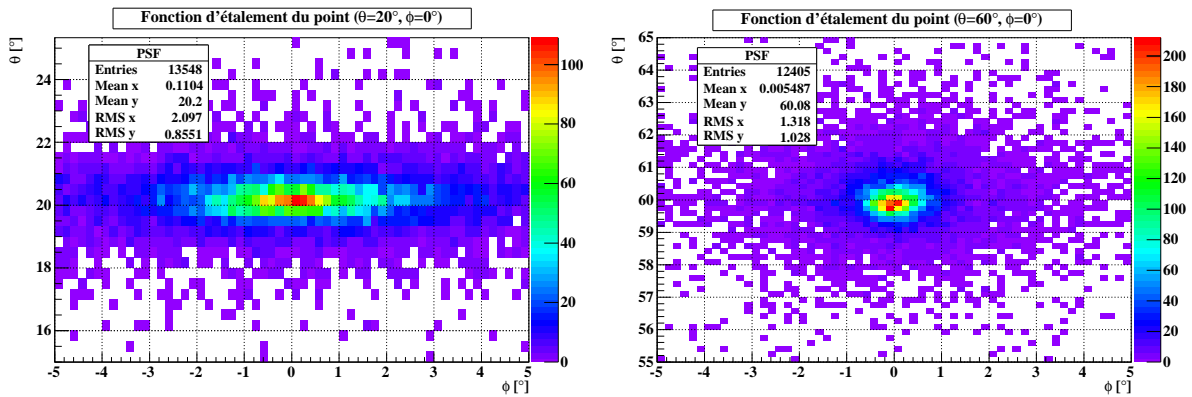


FIG. (iv) 5.27: Fonction d'étalement du point (PSF) selon l'angle d'incidence ($\Lambda > -5.7$) [img32].

Sensibilité du détecteur

Indépendamment des sources d'incertitudes liées à la simulation Monte-Carlo elle-même, le nombre d'événements détectés et reconstruits dépend de nombreux paramètres, tels que le niveau précis de bruit de fond optique, la direction de la source (ici fixée, mais en pratique mouvante), ou encore la modélisation du flux de photons et son extension à très haute énergie. Il est donc opportun de ne rapporter que des intervalles d'estimation. Les résultats présentés dans le tableau (iv) 5.6 supposent une visibilité de 100 % de la source sur un an, correspondent à l'ensemble des paramétrisations publiées avant l'été 2008 pour les sources citées, présentées sur la figure (iv) 5.28, et excluent les modélisations les plus exotiques. Sont considérés, pour chaque paramétrisation, le cas où l'énergie des photons ne dépasse pas 100 TeV et le cas où elle monte à 10 PeV — la validité des paramétrisations est cependant généralement limitée à quelques dizaines de TeV, ce qui rend peu probables les bornes supérieures données : les interactions des photons de très haute énergie avec les photons du CMB limitent l'horizon aux distances galactiques. L'exercice est également effectué pour une source fictive particulièrement puissante, avec un flux donné en $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ par

$$\frac{dN}{dE} = 1000 E^{-2}. \quad ((iv) 5.20)$$

Au vu de ces résultats, les chances d'observer des sources gamma avec ANTARES semblent mi-

source	N_{trig}	N_{reco}
Crab	4-15	0.1-0.3
	<i>0.6-2.6</i>	<i>0.1-0.4</i>
1ES 1959+650	0.5-25	0.01-0.5
	<i>0.1-6</i>	<i>0.01-0.8</i>
Mkn 421	1-25	0.01-1
	<i>0.1-2</i>	<i>0.01-1</i>
Mkn 501	1-100	0.03-10
	<i>1-50</i>	<i>0.03-15</i>
fictive	820-1860	22-68
	<i>226-660</i>	<i>29-92</i>

TAB. (IV) 5.6: Nombre de photons et de muons produits par les sources gamma d'intérêt, à différentes étapes de la simulation, pour un an de données (sans interruption), et reconstruits à moins de deux degrés de la direction de la source. Les chiffres indiqués en police normale correspondent à un angle zénithal de 20° , et les chiffres en italique à un angle de 60° . N_{trig} et N_{reco} désignent respectivement le nombre d'événements au niveau du filtrage et au niveau de la reconstruction par la stratégie d'Aart ($\Lambda > -5.7$).

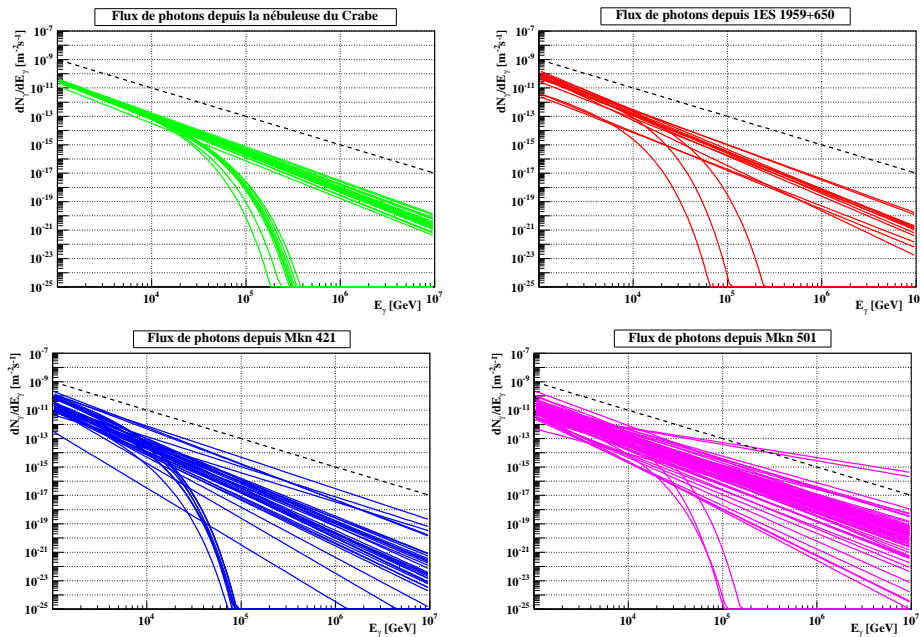


FIG. (IV) 5.28: Paramétrisations utilisées pour extraire le nombre d'événements attendus [img16]. La courbe en traits interrompus correspond à la source fictive dont le flux est donné par l'équation (IV) 5.20.

nimes. Le tableau (IV) 5.7 rapporte les quantités équivalentes pour les données réelles « argent » de décembre 2008 (correspondant à la figure (IV) 3.6, page 114, à l'exception des runs 37637, 37739 et 38185), soit une durée réelle de 283 511 s, extrapolée à une année. Même en supposant la mise en œuvre d'une stratégie de reconstruction et/ou de coupures plus adaptées, le nombre d'événements réellement détectés par les algorithmes de filtrage est dérisoire en comparaison du nombre d'événements du bruit de fond. Les chiffres les plus hauts obtenus, notamment, pour Markarian 501, correspondent à des paramétrisations de flux pour des variations à l'échelle de la journée [204, 205], et n'ont donc que peu de signification pour ce qui nous intéresse. Même pour

un flux déraisonnablement optimiste correspondant à une source fictive, le nombre d'événements effectivement reconstruits dans un angle inférieur à deux degrés par rapport à la direction de la source est limité. Réduire le cône d'observation à 0.5° n'améliore le rapport signal sur bruit que d'un facteur trois, tout en réduisant la quantité de signal attendu d'un facteur deux à trois.

Ces résultats sont reportés sur la figure (IV) 5.29 sous la forme de la normalisation du flux à 1 TeV nécessaire pour atteindre une sensibilité de 3 ou 5 déviations standards, en fonction de l'indice spectral de la source, après reconstruction et dans les conditions précédemment énoncées, avec un flux en simple loi de puissance. Il en découle qu'il faudrait, selon la simulation exposée ici, une source d'une puissance de trois à quatre ordres de grandeurs plus grande que celle de la nébuleuse du Crabe pour obtenir une sensibilité raisonnable, et de 5 à 50 fois plus puissante que la source fictive présentée plus haut.

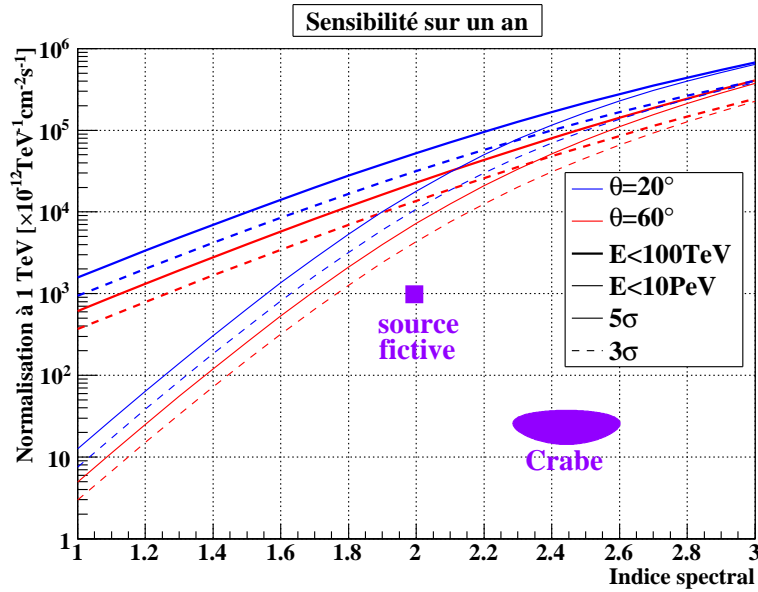


FIG. (IV) 5.29: Normalisation à 1 TeV d'un flux en loi de puissance nécessaire, en fonction de l'indice spectral, pour atteindre en un an de prise de données une sensibilité de 3 (traits interrompus) ou 5σ (traits pleins), pour deux angles zénithaux ($\theta = 20^\circ$ en bleu, courbes supérieures, et $\theta = 60^\circ$ en rouge, courbes inférieures), avec une coupure en énergie à 100 TeV (traits épais) ou à 10 PeV (traits fins), dans un cône de 2° autour de la source et avec une coupure sur l'estimateur de qualité de la reconstruction $\Lambda > -5.7$, et comparaison avec les différentes paramétrisations du flux issu du Crabe et celle de la source fictive présentée dans le texte [img32].

	$\alpha < 1^\circ$	$\alpha < 2^\circ$	$\alpha < 5^\circ$
$\theta = 20^\circ$	13 014	53 837	390 210
$\theta = 60^\circ$	4 227	17 909	116 573

TAB. (IV) 5.7: Nombre d'événements de bruit de fond reconstruits avec un angle inférieur à α par rapport à la source ($\Lambda > -5.7$).

Discussion

Les paragraphes précédents ont cependant démontré que les incertitudes relevées sur cette

simulation sont importantes. En particulier, l'absence de traitement de la production de charme par les photons dans la modélisation ouvre à l'optimisme, étant donnée l'allure de la section efficace de production avec l'énergie, d'autant plus que les muons « prompts » sont supposés être plus énergétiques que les muons issus des autres interactions, et donc plus susceptibles de parvenir au détecteur et de l'illuminer. Le modèle hadronique est également un facteur d'incertitude important, puisque selon les modèles le nombre de muons peut être significativement plus important qu'avec le modèle considéré (jusqu'à 12% de muons en plus au niveau de la mer, et 7% d'événements supplémentaires produisant des muons au niveau de la mer), ainsi que la section efficace d'interaction des photons, relativement conservatrice. Néanmoins, la description de la longueur d'absorption n'est pas correcte (lire le paragraphe (IV) 4.5) et surestime le nombre de photons Čerenkov détectés, ce qui entraîne un biais s'opposant à toutes ces considérations. Dans tous les cas, il est peu vraisemblable que les chiffres présentés ici soient augmentés d'un facteur deux ou trois.

L'observation de photons de très haute énergie par ANTARES nécessiterait donc la conjugaison d'une stratégie de reconstruction et d'algorithmes de filtrage bien plus efficaces que ceux utilisés pour cette étude, ainsi que d'une méthode de discrimination du bruit de fond performante. À ce titre, et bien qu'il ne semble pas raisonnable d'en espérer une augmentation spectaculaire de l'efficacité de détection et surtout de reconstruction, on peut regretter que l'étude portant sur le filtrage directionnel n'ait pas porté ses fruits. La pauvreté en muons des gerbes issues de photons par rapport aux gerbes hadroniques pourrait être utilisée pour aider à la discrimination du bruit de fond physique : le nombre de muons illuminant le détecteur pour les photons de la gamme d'énergie inférieure à 100 TeV pour une source (avec un indice spectral de 1) à un angle zénithal de 20° (respectivement 60°) est en moyenne de 1.4 (resp. 1.3) et n'excède pas 7 (resp. 4). Malheureusement, aucun outil ne permet actuellement de déterminer de manière fiable la multiplicité des muons détectés.

Enfin, l'une des hypothèses initiales utilisées pour cette étude est la forme en loi de puissance, éventuellement associée à une coupure exponentielle, des flux de photons de très haute énergie : une déviation à plus haute énergie par rapport aux spectres connus pourrait avoir un impact significatif sur les conclusions présentées ici.

6 Bruit de fond neutrino dû aux photons gamma

Où l'on est rassuré.

Parmi les particules produites par l'interaction des photons gamma, on dénombre également des neutrinos. Ces neutrinos s'ajoutent aux neutrinos atmosphériques qui constituent une partie du bruit de fond physique d'ANTARES. Ils sont d'autant plus problématiques qu'ils proviennent de la direction de sources potentiellement émettrices de neutrinos, et ne peuvent être distingués du signal physique. L'objet de ce paragraphe est d'évaluer le nombre de neutrinos atmosphériques attendus pour différentes sources gamma. On rappelle qu'il s'agit de neutrinos émis depuis le ciel de l'hémisphère sud, reconstruits par ANTARES comme « montants ».

Il suffit pour cela de considérer les neutrinos obtenus au niveau de la mer par la simulation présentée précédemment et d'appliquer à leur distribution en énergie la pondération exposée au paragraphe (IV) 3.7 (sans intégrer sur la surface) pour obtenir le flux de neutrinos par unité de surface au niveau de la mer. Le produit de ce flux par la surface effective pour les neutrinos donne directement le nombre de neutrinos attendus au niveau du détecteur, et donc le taux de

bruit de fond neutrino depuis la direction donnée.

La figure (IV) 6.30 montre la surface effective pour les neutrinos¹⁷, ainsi que le flux de neutrinos par unité de surface attendu sur un an, pour la nébuleuse du Crabe et pour une source fictive plus puissante et de spectre plus dur que les sources observées jusqu'à présent (équation (IV) 5.20 du paragraphe précédent). On déduit de ces courbes que le nombre de neutrinos atmosphériques participant émis par une source de photons gamma de très haute énergie est négligeable : de l'ordre de 10^{-7} neutrinos par an pour une source réaliste telle que la nébuleuse du Crabe, et inférieure à 10^{-3} neutrinos par an pour une source fictive avec un flux particulièrement puissant, soit plusieurs ordres de grandeur sous le nombre de neutrinos attendus depuis de telles sources.

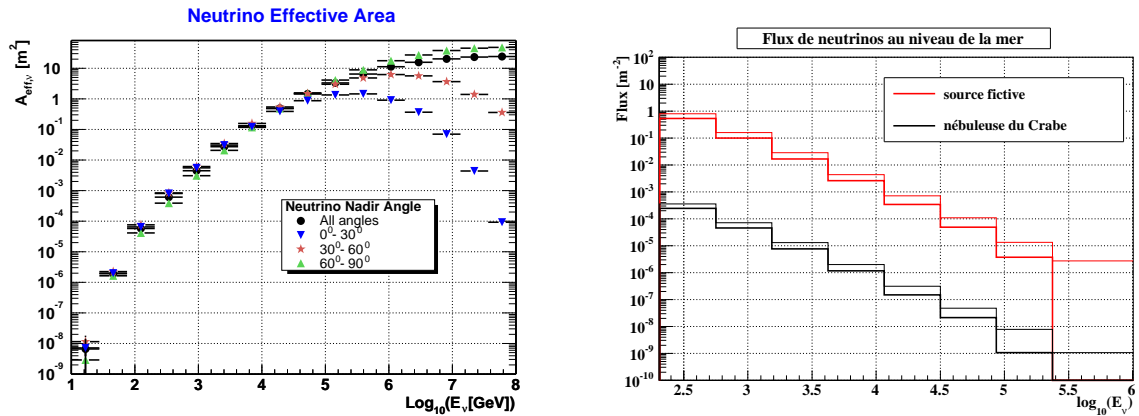


FIG. (IV) 6.30: À gauche, surface effective d'ANTARES pour les neutrinos reconstruits avec la stratégie d'Aart [img49]. À droite, flux de neutrinos au niveau de la mer d'après la présente simulation, intégré sur un an, pour un flux de photons de très haute énergie paramétrisé par $F_0 10^{-8} E^{-\gamma} \text{m}^{-2}$, pour une source fictive (en rouge) avec $F_0 = 1000$ et $\gamma = 2$ et pour la nébuleuse du Crabe (en noir) avec $F_0 = 35.2$ et $\gamma = 2.6$, pour un angle zénithal de $\theta = -20^\circ$ (trait épais) et $\theta = -40^\circ$ (trait fin) [img16].

Ce résultat, qui est vraisemblablement le plus important de cette étude, est rassurant : étant données les larges incertitudes liées à la production des gerbes atmosphériques évoquées dans les paragraphes précédents, si le nombre de neutrinos obtenu par cette simulation avait été détectable, il aurait été extrêmement difficile de conclure quant à la nature astrophysique d'un signal neutrino. Les chiffres présentés ici indiquent qu'il est en réalité très peu probable qu'un éventuel signal neutrino soit pollué par le bruit de fond neutrino dû aux photons gamma.

¹⁷En réalité la surface effective dépend des coupures appliquées. La surface effective présentée ici correspond celle obtenue après reconstruction par la stratégie d'Aart, et la coupure appliquée sur l'estimateur de qualité n'est pas connue.

Conclusion

Depuis quelques années déjà, les fonds méditerranéens abritent une douzaine de lignes équipées de photomultiplicateurs, dont le but est de démontrer la viabilité d'un télescope sous-marin dédié à l'astronomie neutrino. Ce projet, ANTARES, est la source de nombreux défis, en particulier à cause de son environnement difficile, comme il a été démontré au second chapitre.

L'un des critères essentiels d'un télescope est sa résolution angulaire. Dans le cas d'ANTARES, elle est directement liée à la résolution temporelle, qui est limitée, en particulier, par un effet inhérent aux choix technologiques adoptés — l'effet de *walk* : l'instant de détection des photons dépend de la charge mesurée par les photomultiplicateurs. Une correction de cet effet, présentée au troisième chapitre, a été mise en œuvre lors de ce travail de thèse. Paradoxalement, il a été observé que l'effet de *walk* a relativement peu d'influence sur la résolution angulaire, ce qui atteste de la robustesse des méthodes de reconstruction des événements. En revanche, cet effet a un fort impact sur l'estimateur de qualité de la reconstruction, ce qui a une conséquence positive directe sur la sélection des événements pour les analyses physiques. Si elle peut vraisemblablement encore être améliorée, notamment grâce aux avancées qui ont été faites dans la compréhension du détecteur depuis son extraction, la correction présentée dans ce manuscrit est désormais partie intégrante de la chaîne d'acquisition et de reconstruction d'ANTARES.

L'objet principal de ce travail était d'étudier la faisabilité de l'utilisation d'un télescope à neutrinos, en l'occurrence ANTARES, en tant que télescope gamma. Les gerbes électromagnétiques produites par les photons de très haute énergie dans l'atmosphère produisent en effet des muons, quoiqu'en quantités bien moindres que les autres particules. Il n'est *a priori* pas déraisonnable de supposer qu'il est possible de détecter ces muons avec ANTARES, et ainsi de remonter à leur source. Si la compétitivité avec les instruments dédiés à l'astronomie gamma n'est évidemment pas envisageable, en revanche les paramétrisations des flux obtenues à partir de ces instruments et le statut de « chandelle standard » de sources telles que la nébuleuse du Crabe pourraient permettre d'utiliser de tels événements à des fins d'étalonnage, notamment en déterminant par une méthode indépendante des simulations Monte-Carlo le pointé absolu du télescope ainsi que sa résolution angulaire.

La première étape en vue d'une telle entreprise est d'estimer la visibilité de ces sources par ANTARES. C'est ce qui a été fait ici, au moyen de méthodes Monte-Carlo — cette simulation a été l'occasion pour l'auteur de corriger quelques erreurs et de pallier certaines approximations du logiciel KM3, étape incontournable des simulations utilisées par la collaboration ANTARES, et en particulier d'y implémenter le traitement de la dispersion chromatique. Cette étude est la première du genre à intégrer toutes les étapes de la chaîne d'acquisition d'un télescope à neutrinos : les précédentes, exclusivement analytiques, ne prennent pas en compte les variations de composition des gerbes atmosphériques, les aléas du transport des muons, et surtout les efficacités de détection et de reconstruction du détecteur. L'auteur s'est cependant attaché à démontrer que cette ambition est relativement vaine : une telle approche est entachée de trop nombreuses inconnues.

Il est possible d'évaluer une partie de ces sources d'incertitudes, et leur étude a généralement montré qu'elles n'avaient qu'une influence négligeable sur les événements attendus par ANTARES ; c'est notamment le cas du champ magnétique terrestre, de l'effet de *preshower*, ou

encore du traitement des particules charmées. D'autres, en revanche, se sont révélées avoir une influence notable : ainsi, le choix du modèle hadronique utilisé pour décrire les interactions dans l'atmosphère, la paramétrisation de la longueur d'absorption de la lumière dans l'eau, ou encore la géométrie du détecteur ont des effets pouvant dépasser la dizaine de pourcents sur le nombre de muons générés et/ou détectés. Mais surtout, les paramètres dont l'importance est supposée prépondérante sont malheureusement encore hors de portée : c'est le cas, en particulier, de la section efficace d'interaction photon/nucléon à très haute énergie, et notamment de la production de particules lourdes. Enfin, l'une des caractéristiques principales d'un télescope à neutrinos sous-marin est la grande variabilité du bruit de fond auquel il est sensible, du fait de son environnement, qui rend illusoire la généralisation depuis des conditions d'acquisition particulières.

Tous ces facteurs impliquent l'impossibilité de déterminer de manière fiable et précise la sensibilité d'ANTARES aux photons de très haute énergie. Il semble par conséquent absurde de tenter d'établir autre chose qu'un ordre de grandeur du nombre d'événements attendus par an. Il découle de la présente étude qu'il est très improbable de pouvoir détecter une source réaliste suivant les flux connus : ce chiffre est au mieux de l'ordre de l'unité, en supposant un rapport cyclique de 100 %. Même si l'auteur a généralement privilégié des hypothèses relativement pessimistes, il n'est pas raisonnable d'espérer un dépassement d'un facteur deux ou trois des résultats présentés dans les conditions actuelles d'acquisition et de reconstruction des événements, ce qui rend illusoires les aspirations initiales de ce projet.

Mais cette déception cache un soulagement : le flux de neutrinos issus de l'interaction des photons de très haute énergie avec l'atmosphère est lui aussi, sans ambiguïté, négligeable. Ce bruit de fond irréductible aurait été particulièrement problématique s'il avait été détectable, car les incertitudes entachant la formation des gerbes atmosphériques auraient rendu incertaine toute détection de signal neutrino en direction d'une source gamma.

ANNEXES

ANNEXE A

Contraintes cosmologiques sur la masse du neutrino

Des considérations cosmologiques permettent de contraindre la masse des neutrinos, ou plus exactement la somme des masses propres. Les neutrinos exercent en effet une profonde influence sur les propriétés globales de l'univers, et en particulier sur le *spectre de puissance de la matière* (représenté sur la figure (IV) 0.1), qui rend compte des fluctuations de la densité de matière dans l'univers en fonction de l'échelle, c'est-à-dire de la variation de densité de matière entre tous les couples de points séparés par une distance donnée.

Le spectre de puissance de la matière est accessible par un certain nombre d'observations : à travers le fond diffus cosmologique (CMB, pour *Cosmic Microwave Background*), les structures à large échelle (LSS, pour *Large Scale Structures* : lentilles gravitationnelles faibles, agrégats de galaxies...) ou encore les « forêts Lyman- α » (raies en absorption dans le spectre des objets lointains, dues à l'hydrogène du milieu intergalactique). On peut ajuster le spectre obtenu par ces observations avec un modèle cosmologique, et ainsi remonter aux paramètres de ce modèle. L'un des paramètres principaux du modèle cosmologique standard¹ est le paramètre de densité de la matière, Ω_m , auquel participe le paramètre de densité des neutrinos, Ω_ν , lorsque ceux-ci ne sont pas relativistes (auquel cas ils participent à la densité de rayonnement, Ω_r).

La forme de ce spectre est dictée par l'évolution de l'univers. Après la phase d'*inflation* de l'univers, les perturbations de densité originales de l'univers sont figées, car en dehors de leur *horizon causal* : l'inflation est une expansion trop rapide pour que les différents points de l'univers soient encore reliés entre eux par la causalité. Au cours de l'expansion, les petites perturbations rentrent peu à peu dans leur horizon causal, puis les plus grandes, et les interactions macroscopiques (pression de radiation et gravité) peuvent s'exercer. Commence alors une phase d'*oscillations acoustiques des baryons* (BAO, *Baryon Acoustic Oscillations*), où la pression de radiation tend à disloquer les agrégats de matière,

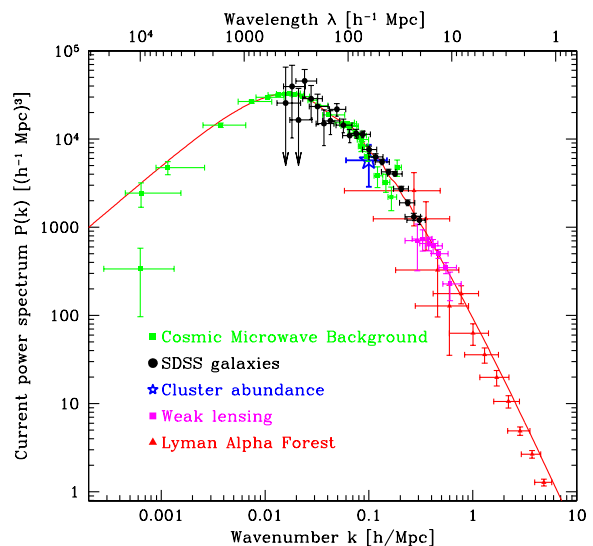


FIG. (IV) 0.1: Ajustement des données du spectre de puissance de la matière obtenues par plusieurs expériences [img50].

¹Le modèle Λ CDM est actuellement le plus simple à correspondre aux données expérimentales. Il décrit un univers homogène et isotrope, de courbure spatiale nulle, contenant de l'énergie sombre (caractérisée par la constante cosmologique, Λ) et de la matière noire non baryonique (Cold Dark Matter, CDM).

tandis que la gravité tend à les compacter. Une fois que la pression de radiation, du fait de l'expansion, n'est plus suffisante pour compenser les effets de la gravité, les agrégats s'effondrent sur eux-mêmes, ce qui augmente les fluctuations aux échelles inférieures à la *longueur de Jeans* (échelle à laquelle la gravité et la pression de radiation se compensent), qui augmente avec l'expansion. On observe donc un affaiblissement du spectre de puissance de la matière aux petites échelles. En outre, en deçà d'une certaine échelle, la vitesse d'échappement des neutrinos est suffisamment grande pour qu'ils ne puissent être confinés par l'attraction gravitationnelle dans les agrégats de matière, et ils ne participent donc pas à l'effondrement. On parle alors de « libre propagation » des neutrinos, ou *free streaming*. Cet effet a également des conséquences sur le spectre de puissance de la matière : les neutrinos amortissent le spectre aux petites échelles, puisqu'ils n'y alimentent pas les fluctuations, au contraire des grandes échelles.

On peut montrer que le spectre de matière est réduit, pour les échelles inférieures à l'échelle de libre diffusion des neutrinos, d'un facteur

$$\frac{\Delta P(k)}{P(k)} = -8 \frac{\Omega_\nu}{\Omega_m}. \quad ((IV) 0.1)$$

La mesure du spectre de la matière permet donc d'accéder au paramètre de densité des neutrinos. Celui-ci est directement lié à la masse des neutrinos, puisqu'il est défini comme le rapport de la densité d'énergie des neutrinos² à la densité critique de l'univers (qui correspond à la densité totale d'énergie de l'univers pour une courbure nulle),

$$\Omega_\nu \equiv \frac{\rho_\nu}{\rho_c}, \quad ((IV) 0.2)$$

elles-mêmes définies par

$$\rho_\nu \equiv 2 \int_0^\infty \frac{d^3 p_\nu}{(2\pi)^3} \frac{E_\nu}{e^{\frac{E_\nu}{k_B T_\nu}} + 1} \quad ((IV) 0.3)$$

(avec $E_\nu = \sqrt{p_\nu^2 c^2 + m_\nu^2 c^4}$) et

$$\rho_c \equiv \frac{3H^2 c^2}{8\pi G}, \quad ((IV) 0.4)$$

où H est le taux d'expansion de l'univers, mesuré aujourd'hui comme la constante de Hubble H_0 , et G la constante gravitationnelle. Pour des neutrinos massifs non relativistes, la densité d'énergie des neutrinos tend vers le produit entre leur densité volumique et leur masse :

$$\rho_\nu \simeq n_\nu m_\nu. \quad ((IV) 0.5)$$

La densité volumique de neutrinos n_ν n'est pas accessible expérimentalement, les neutrinos reliques interagissant trop faiblement pour être détectés, mais elle est directement reliée à la densité volumique de photons, que l'on sait mesurer.

En effet, on verra plus bas que les neutrinos issus de l'univers primordial forment un gaz de fermions en équilibre thermodynamique, le *fond diffus cosmologique de neutrinos* (CNB, ou CvB, pour *Cosmic Neutrino Background*), dont la densité ne dépend que de la température, et est donc donnée par la statistique de Fermi-Dirac,

$$n_\nu = g_\nu \frac{1}{2\pi^2} \frac{(k_B T_\nu)^3}{(\hbar c)^3} \int_0^\infty \frac{x^2}{e^x + 1} dx \quad ((IV) 0.6)$$

²Par souci de simplicité, on considère ici les trois saveurs de neutrinos comme distinctes mais possédant des propriétés identiques, les différences étant faibles aux échelles considérées.

(où k_B est la constante de Boltzmann). De la même manière, les photons reliques forment un gaz de bosons en équilibre thermodynamique, le *fond diffus cosmologique* (CMB, pour *Cosmic Microwave Background*), décrit par la statistique de Bose-Einstein,

$$n_\gamma = g_\gamma \frac{1}{2\pi^2} \frac{(k_B T_\gamma)^3}{(\hbar c)^3} \int_0^\infty \frac{x^2}{e^x - 1} dx. \quad ((IV) 0.7)$$

On peut par conséquent écrire le rapport entre le nombre de neutrinos et de photons reliques comme

$$\frac{n_\nu}{n_\gamma} = \frac{3}{4} \frac{g_\nu}{g_\gamma} \left(\frac{T_\nu}{T_\gamma} \right)^3, \quad ((IV) 0.8)$$

où le facteur $3/4$ correspond au rapport des deux intégrales suivant x dans les expressions (IV) 0.6 et (IV) 0.7, différentes du fait du principe de Pauli qui régit les fermions, et g_ν et g_γ sont les niveaux de dégénérescence des neutrinos et des photons, respectivement. Les photons possédant deux états de spin, on a $g_\gamma = 2$. En ce qui concerne les neutrinos, que ce soient des particules de Majorana ou des particules de Dirac (lire le paragraphe (I) 1.2.2), ils possèdent deux degrés de liberté : dans le premier cas, on a identité particule/antiparticule, mais deux états d'hélicité, et dans le second cas dualité particule/antiparticule, mais un seul état d'hélicité. Considérant N_ν saveurs de neutrinos, on a donc $g_\nu = 2N_\nu$.

Reste à déterminer la relation entre T_ν et T_γ ³. Une parenthèse est nécessaire pour expliquer le lien qui les unit, afin de retracer schématiquement la courte période encadrant le *découplage des neutrinos*. À ses premiers instants, l'univers est rempli de particules élémentaires maintenues en équilibre thermodynamique par leurs interactions mutuelles : c'est le *plasma primordial*. Au fur et à mesure de son expansion, la densité de particules et la température du plasma diminuent, ce qui implique d'une part une baisse du taux d'interaction, et d'autre part une disparition des particules les plus lourdes, que les réactions ne peuvent plus produire, au profit des plus légères. Lorsque l'interaction faible ne peut plus s'exercer de manière prépondérante à cause de la faible densité de matière, les neutrinos n'ont plus aucun moyen d'interagir microscopiquement avec les autres particules, et sont donc « gelés » : ils forment alors un gaz en équilibre thermodynamique (le CNB cité plus haut), découplé du gaz de photons et d'électrons/positrons, qui continuent à interagir électromagnétiquement. Si les neutrinos sont relativistes au moment du découplage, alors ils suivent un spectre de corps noir et leur densité reste constante dans un volume comobile⁴, même après leur passage à l'état non relativiste : la température T_ν du CNB n'est plus influencée que par l'expansion de l'univers. De plus, au moment du découplage les neutrinos sont en équilibre thermodynamique avec les photons et les électrons, et leur température est donc égale : $T_\nu = T_{\gamma+e}$.

Les températures du CNB et du gaz de photons et d'électrons/positrons, tous deux en équilibre thermodynamique, continuent à diminuer de concert ($T_\nu = T_{\gamma+e}$) avec l'expansion, jusqu'au moment où la création de paires par les photons ($\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$) est supprimée. L'annihilation de paires ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$), encore possible, brise alors l'équilibre thermodynamique du gaz de photons et d'électrons/positrons, en augmentant la densité (et donc la température) des photons : $T_\gamma > T_{\gamma+e}$. Une fois les électrons et positrons annihilés, les photons sont de nouveau en équilibre thermodynamique, et leur température T_γ n'évolue à nouveau que sous l'effet de l'expansion, ainsi que celle des neutrinos ; le rapport T_ν/T_γ est donc constant jusqu'à ce jour.

³*Nota Bene* : Les températures dépendent bien évidemment du temps. Afin de ne pas alourdir les notations, cette dépendance est implicite.

⁴Les coordonnées comobiles évoluent avec l'expansion, de sorte que deux points dont l'éloignement n'est dû qu'à l'expansion seront toujours séparés de la même distance comobile.

Sa valeur est accessible à partir de considérations sur l'entropie. En supposant que l'expansion de l'univers est adiabatique (pas d'échanges entre les gaz en équilibre thermodynamique), l'entropie par unité de volume comobile est constante au cours du temps. Pour un gaz de particules en équilibre thermodynamique, elle est partagée équitablement entre chaque espèce de particule, et est proportionnelle à la dégénérescence g_i de chaque espèce et au cube du produit entre la température du gaz et le volume comobile $V(t)$:

$$S = \sum_i g_i T(t)^3 V(t). \quad ((IV) 0.9)$$

La température due au réchauffage des photons par les annihilations électrons/positrons est donc accessible par

$$(g_\gamma + \frac{7}{8}g_e)T_{\gamma+e}^3 = g_\gamma T_\gamma^3 \quad ((IV) 0.10)$$

(le facteur 7/8 étant encore une fois dû à la nature fermionique des électrons/positrons, pour la même raison que le facteur 3/4 dans l'expression (IV) 0.8, avec cette fois x^3 au numérateur du terme intégré, dans le calcul de la densité d'énergie d'un gaz de particules relativiste, qu'on épargnera au lecteur), et on peut finalement écrire à partir des arguments précédents

$$\frac{T_\nu}{T_\gamma} = \frac{T_{\gamma+e}}{T_\gamma} = \left(\frac{g_\gamma}{g_\gamma + \frac{7}{8}g_e} \right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{4}{11} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad ((IV) 0.11)$$

où l'on a pris $g_e = 2 \times 2 = 4$, respectivement pour la dualité particule/antiparticule des électrons/positrons et leur nombre d'états de spin. En injectant ce résultat dans l'expression (IV) 0.8, on obtient⁵

$$n_\nu = \frac{3}{4} \frac{g_\nu}{g_\gamma} \frac{4}{11} n_\gamma = \frac{3}{11} N_\nu n_\gamma. \quad ((IV) 0.13)$$

Le paramètre de densité défini en (IV) 0.2 s'écrit alors, en utilisant (IV) 0.5,

$$\Omega_\nu \simeq \frac{3}{11} \frac{N_\nu n_\gamma m_\nu}{\rho_c} = \frac{3}{11} \frac{n_\gamma \sum_l m_\nu}{\rho_c} \simeq \frac{\sum_l m_\nu}{h^2 94 \text{ eV}}, \quad ((IV) 0.14)$$

avec $n_\gamma \simeq 410 \text{ cm}^{-3}$.

En conclusion, la mesure du spectre de puissance de la matière permet d'accéder au paramètre de densité des neutrinos, lequel est lié à la masse des neutrinos par la densité volumique de photons du CMB, également mesurable. Naturellement, la description présentée ici est qualitative, et de nombreuses corrections sont à prendre en compte : le fait que le découplage ne soit pas instantané implique que les annihilations électron/positron réchauffent légèrement le gaz de neutrinos, la température de découplage des neutrinos électroniques est légèrement inférieure à celle des autres saveurs car ils peuvent continuer à interagir avec les électrons/positrons tandis que la population de muons et *a fortiori* de tauons est négligeable, la très grande majorité d'entre eux ayant déjà déchu en électrons, l'équilibre de Fermi-Dirac n'est pas exact en raison

⁵On rencontre généralement dans la littérature ce résultat sous la forme $n_\nu = \frac{3}{11}n_\gamma$, ce qui correspond simplement à la densité *pour une saveur* de neutrinos ($g_\nu = 2$), mais le passage à l'expression (IV) 0.14 y est assez flou : Ω_ν doit alors être sommé sur toutes les saveurs, soit

$$\Omega_\nu = \sum_l \Omega_{\nu_l} = \frac{3}{11} \frac{n_\gamma \sum_l m_{\nu_l}}{\rho_c}. \quad ((IV) 0.12)$$

Le résultat est évidemment strictement identique.

de la dépendance en énergie de l'interaction faible, etc. Il est néanmoins possible par ces moyens d'extraire une limite supérieure sur la somme des masses des neutrinos (la correction de ces effets étant généralement obtenue par une légère modification du nombre effectif de saveurs de neutrinos, $N_\nu \simeq 3.04$), à supposer que le modèle cosmologique choisi corresponde à notre univers. La contrainte obtenue par le modèle cosmologique standard, Λ CDM, est actuellement de [41]

$$\sum_l m_\nu < 0.67 \text{ eV [95%]}. \quad ((\text{IV}) 0.15)$$

ANNEXE B

WaveForm Runs Analysis Tools

Note interne ANTARES-SOFT-2007-015.

Introduction

In addition to the “standard” Single PhotoElectron (SPE) data, the ANTARES data acquisition system is able to deliver *WaveForm* (WF) data. In this mode, Analog Ring Samplers (ARSs) digitize the PhotoMultiplier Tubes (PMT) output of each hit over 256 Analog to Digital Converter (ADC) channels in amplitude, as in the SPE mode, but also over 128 Time to Digital Converter (TDC) channels of 1.5625 ns.

Originally intended (in ANTARES context) to multimuons tracks studies, the WF mode is presumably not used as much as it should. As presented in this note, they are useful for instance to extract the walk parametrisation [*lire le troisième chapitre de ce manuscrit*], and may be used for threshold tuning. I am confident that they can also be used for many other topics like afterpulses studies or non-linearity correction.

Three C++ classes, namely `WFAnalyzer` and its daughters `WFFitter` and `WFShapeFinder`, have been developed in order to extract informations from waveform runs. They are almost fully documented and available in the `WFTools` package at <http://antares.in2p3.fr/users/guillard/internal/WaveForms> or in my `$HOME/public` directory at Lyon (`/afs/in2p3.fr/home/g/guillard/public`). Feel free to use them (or not), report any bug, and ask for any (not too complicated) feature or precision if needed.

Two implementations of these classes (available in the same package) will be briefly presented here : the first one (`GetSamples`) is actually used to extract the walk correction parametrization, while the second one (`FitAWF`) may be used for many studies. The algorithms used for the events selection and for the fit are also given in appendix.

1 GetSamples

1.1 Overview

`GetSamples` is intended to extract *reference shapes* from WF runs. “Reference shape”, here, means the typical output of an ARS — either in an analytical form or as an array. These reference shapes are used for the walk correction implementation [*lire le troisième chapitre de ce manuscrit*] and to fit WFs in order to find the number of photoelectrons.

A very interesting feature of `GetSamples` is that it could be used **for threshold tuning purposes**. The amplitude *versus* Full Duration at Half Maximum (FDHM) biplot (see below, section (IV) 1.2) gives indeed useful informations on the events topology. The figure (IV) 1.1 shows two examples of pathological threshold setups revealed by this method (note that it has

never been used in this purpose yet though).

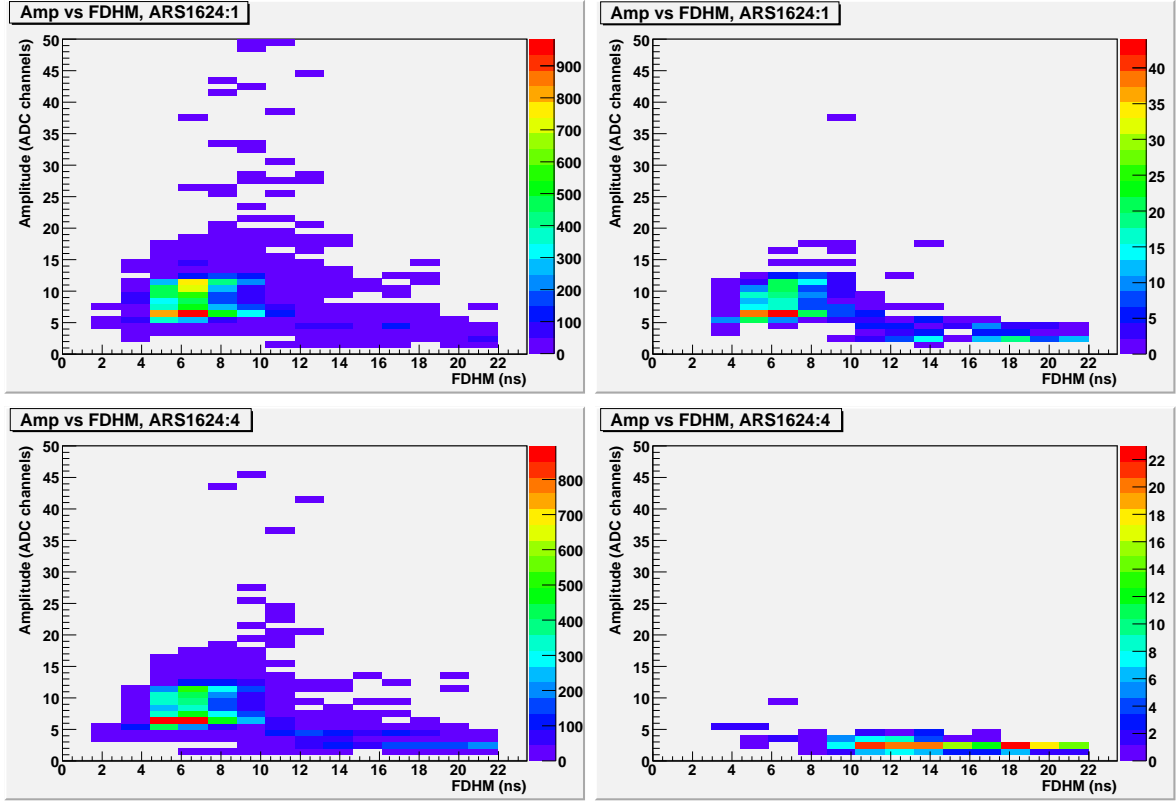


Figure (IV) 1.1: Two examples of wrong threshold tuning exposed by `GetSamples`. The left side shows the events distribution for run ARSs with wrong thresholds (run #22149) while the right side shows the same ARSs after threshold tuning (run #27476). The regions at low ADC and high FDHM are due to electronic noise. Note that the Nadaraya-Watson kernel regression is disabled on these plots, so the FDHM resolution is 1.5625 ns.

1.2 Procedure

Assuming that WF runs trigger mostly on single photoelectrons, the “most frequent shape” (MFS) events are selected for each ARS, baseline-subtracted, then averaged. The MFS selection is made according to the most filled bins of a two-dimensional histogram (referred to as “*map*”). Many parameters can be chosen by the user : normalized output, fit or averaged array, global or per ARS, size of the bins and threshold for the MFS events, and most of all parameters for the MFS selection (amplitude, AVC, FDHM¹). In the case of the FDHM, a Nadaraya-Watson kernel regression is performed in order to increase the time precision (which would be up to 2×1.5625 ns otherwise), as in ROOT’s `TGraphSmooth::SmoothKern()` method.

If the user requires the output to be a fitted function, the parametrization is given by² :

$$A(t) = a_0 \cdot e^{-\frac{t-a_1}{a_2}} \cdot e^{-e^{-\frac{t-a_1}{a_2}}} \cdot e^{at^2-a_3} \quad ((IV) 1.1)$$

¹Full Duration at Half Maximum.

²This empirical parametrization, used on other experiments, has been found to best describe the PMT response [162].

(where the a_i are the free parameters, and $\alpha = 0.0131 - 0.0051a_2$).

1.3 Usage

You first need to compile `GetSamples` by executing the command `make GetSamples` under the extracted `WFTools` directory. Note that to use it on your own environment, you will need some of `antares-daq` headers and libraries.

You will have to provide some input files. The default files that are in the `config` directory can be taken as examples. Basically, you need :

- the list of the ARSs you want to analyze,
- charge calibration files (their access *via* the database is not implemented³),
- and rootfile(s) of one or several WF runs.

The program options can be given either in command line or in a configuration file (see `config/GetSamples.conf`). The configuration file has priority on the command line options, and accept a few more options. It can be run in interactive mode. Typing `GetSamples -h` will give details about command line options.

1.4 Output

`GetSamples` provides two outputs : an ASCII file containing the parameters of the fit or arrays, and a rootfile divided into three trees : `Detector`, `Samples` and `Statistics`. The latter also contains the amplitude (or AVC) *versus* FDHM “maps” (see section (IV) 1.2) used for the WF items selection. The rootfile is stored under `results/GetSamples/`, while the ASCII file is stored directly in the `config` directory as it may be used in input for other programs.

1.4.1 Detector

This tree contains the mapping of the detector, and also the computed ARS baselines and ADC uncertainties. Its leaves are listed in the table (IV) 1.1.

<code>lcm</code>	int	LCM ID
<code>line</code>	int	Line number
<code>floor</code>	int	Floor number
<code>ars</code>	int	ARS number
<code>baseline</code>	float	Computed baseline
<code>adc_err</code>	float	Computed ADC error
<code>Nsamples</code>	int	Number of events selected to compute baseline

Table (IV) 1.1: *Detector tree variables.*

³Actually Oracle libraries forbid to catch SIGINT unless you use `osnsui` and `osncui` headers which I did not manage to get working, and I wanted the program to catch SIGINT.

1.4.2 Samples

This tree contains samples selected for the output “reference shape” computation. Its content is listed in the table (IV) 1.2.

<code>max</code>	float	Lowest ADC value (ie highest amplitude value)
<code>avccalc</code>	float	Calculated AVC value (WF integral)
<code>avc</code>	int	SPE AVC value
<code>charge</code>	float	calibrated charge
<code>fdhm</code>	float	Full duration at half maximum
<code>lcm</code>	int	LCM which the WF belongs to
<code>ars</code>	int	ARS number which the WF belongs to
<code>data</code>	float[128]	ADC array

Table (IV) 1.2: *Samples tree variables.*

1.4.3 Statistics

This tree provides some statistics about the analysis, as listed in the table (IV) 1.3.

<code>run</code>	int	Run number
<code>badARS</code>	int	Number of WFItems without any data
<code>dupARS</code>	int	Number of WFItems with exactly the same content as the previous event
<code>emptyARS</code>	int	Number of events with empty ARS frame
<code>goodARS</code>	int	Number of WFItems with good data
<code>noARS</code>	int	Number of missing ARS frames
<code>emptySlices</code>	int	Number of empty slices
<code>SlicesProcessed</code>	int	Number of slices processed
<code>nbEntriesProcessed</code>	int	Total number of entries processed

Table (IV) 1.3: *Statistics variables.*

2 FitAWF

2.1 Overview

The aim of `FitAWF` is to fit the WF data in order to find the actual number of photoelectrons of the event. Each WF item is fitted by a linear combination of the reference shape. The fit is performed using an iterative least-squares inversion method (see annex (IV) 2.5). The result gives an arrival time and an amplitude for each pulse found.

It then extracts a few other related quantities, listed in section (IV) 2.3. The main idea in extracting values from the fit results is that WF data is very noisy and not very precise

(remember that the PMT output sampling is done over only 256 ADC channels and 128 time channels of 1.5625 ns each), so a fit should be closer to the real PMT output than raw WF data.

2.2 Usage

See section (IV) 1.3. In addition, you need a file containing the reference shapes parameters, as given by `GetSamples`.

Just type `FitAWF -h` to see the list of accepted command-line options, or have a look at `config/FitAWF.conf`.

You can ask for `FitAWF` to look for $N=0$ to 10 pulses, however it is recommended not to exceed $N=3$ or 4 (which will already be quite long), since the cpu time consumption depends nearly like a power of N of the number of time channels in the defined time range, and the number of events with more than 4 events is almost negligible.

2.3 Output

The analysis results are stored in a rootfile, under the `results/FitAWF` directory. It contains four trees, namely `AWF`, `Detector`, `RefShape` and `Statistics`. The content and purpose of these trees are listed below.

2.3.1 AWF

This is the tree of main interest. It contains all the fit information and extracted values, divided into six branches, as listed in the table (IV) 2.5. When plotting or using these variables, you usually want to cut on the `status`, to ensure it will be positive (otherwise it indicates bad WF data). It is also a good idea to make sure that the variables you want to look have values different from -9999, which is actually used as an empty value.

2.3.2 RefShape

This tree is used to keep the knowledge of the reference shape used for each ARS. It contains the leaves listed in the table (IV) 2.4.

2.3.3 Detector

See section (IV) 1.4.1 and table (IV) 1.1.

2.3.4 Statistics

See section (IV) 1.4.3 and table (IV) 1.3.

lcm	int	LCM which the reference corresponds to
ars	int	ARS number which the reference corresponds to
amplitude	float	Amplitude of the reference photoelectron
locMaxType	float	Time channel of the reference extremum
peakEndTime	float	Time channel of the end of the peak
peakStartTime	float	Time channel of the beginning of the peak
fdhm	float	Full Duration at Half Maximum
MaxPeaks	int	Number of peaks we asked for
avc1pe	float	Single pe avc calculated from reference shape and PSD parameters (for AVC-pe conversion)
data	float[128]	Reference shape array

Table (IV) 2.4: *RefShape* variables.

Conclusion

Two implementations of “new” WF analysis C++ classes have been presented. The first one is currently used mainly for the walk correction parametrization. I believe that they can be used for many interesting studies on WF runs. As an example, `GetSamples` has been proved to be able to highlight mistuned ARSs thresholds. Other topics like PSD runs or non-linearity studies could also probably be investigated through these programs.

Algorithms

Summarization of the algorithms used.

2.4 Samples selection algorithm

Purpose: Select WF items for reference shape extraction

Require: Baseline-substracted WF items, reference shape

- 1: **while** loop on the WF items **do**
- 2: fill 2D histogram with selection criterium⁴ and FDHM
- 3: **end while**
- 4: **while** loop on the WF items **do**
- 5: **if** selection criterium and FDHM match one of the most filled bins **then**
- 6: keep this item
- 7: **end if**
- 8: **end while**

2.5 Fitting algorithm

Purpose: Extract the number of pulses, their amplitude and their arrival time from a WF item

Require: Baseline-substracted WF item, reference shape

- 1: **while** $N < MaxPeaks$ **do**

⁴It can be either the extremum amplitude value or the AVC value.

FitResults	TBranch	Results of the fit process
npeaks	int	Number of fitted peaks (if npeaks is equal to Reference.MaxPeaks, fit didn't succeed)
chi2	float	Fit reduced chisquare
base_offset	float	Offset from baseline
amp	float[10]	Amplitude (in pe) of the fitted peaks
time	int[10]	Arrival time of the fitted peaks
avc_fit	float	Avc calculated from fit result
tvc_fit	int	
residu	float	Residuals on the whole fitting range
residubis	float	Residuals on the integration gate
walkfit	float	Walk calculated on fit result
EventId	TBranch	Event ID
run	int	Run number
slice	int	Slice number
lcm	int	LCM ID
ars	int	ARS number (0-5)
status	int	ARS status from WFAalyzer::Read (1==good)
DaqData	TBranch	Data from DAQ
avc	int	Avc from spe data
charge	float	Calibrated and crosstalk-corrected charge
tvc	int	Tvc from spe data
timestamp	unsigned int	Timestamp
abstime	float	Absolute time extracted from timestamp and tv
WFCalc	TBranch	Data extracted from WaveForm items without fit
avc_calc	float	AVC calculated from WF_Item
tvc_calc	int	TVC calculated from WF_Item
walk	float	Walk calculated on WF_Item
max	float	WF_Item extremum
tmax	float	Time channel of WF_Item extremum
PSD_fit, PSD_calc	TBranch	Status of PSD applied on WF_Item
no_pe	int	No photoelectron found
oor	int	Out of range
vwf	int	High amplitude trigger
tot	int	Time over threshold trigger
sevp	int	Several peaks trigger

Table (iv) 2.5: Organization of the AWF tree.

```

2:   for  $i_0 = 0$  to 128 do
3:     for  $i_1 = 0$  to  $i_0$  do
4:       ...
5:       for  $i_N = 0$  to  $i_{N-1}$  do
6:         compute  $\chi^2$  by (N+1)D-matrix inversion for fit by the sum of the  $i_j$ -shifted
           reference shapes
7:         if  $\chi_{tmp}^2 < \chi^2$  then
8:            $\chi^2 = \chi_{tmp}^2$ 
9:           record computed amplitudes and , record  $i$ , record baseline offset
10:        end if
11:      end for
12:    ...
13:  end for
14: end for
15: if  $\chi^2 < \chi_N^2$  then
16:   N photoelectrons
17: else
18:   N + +
19: end if
20: end while

```

Références bibliographiques

- [1] A. E. Noether, *Invariante Variationsprobleme*, Nachrichten von der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen 235 (1918).
 - [2] J. Schwinger, *The Theory of Quantized Fields. I*, Physical Review **82**, 914 (1951). DOI : 10.1103/PhysRev.82.914.
 - [3] J. Schwinger, *The theory of quantized fields II*, Physical Review **91**, 713 (1953). DOI : 10.1103/PhysRev.91.713.
 - [4] B. Zumino, remarque non publiée.
 - [5] G. Lüders, Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, Matematisk-Fysike Meddelelser **28**, 5 (1954).
 - [6] G. Lüders, *Proof of the TCP theorem*, Annals of Physics **2**, 1 (1957). DOI : 10.1016/0003-4916(57)90032-5.
 - [7] W. Pauli, *Exclusion principle, Lorentz group and reflection of space-time and charge in Niels Bohr and the Development of Physics* (Pergamon Press, New York, 1955), p. 30.
 - [8] J. S. Bell, *Time reversal in field theory*, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences **231**, 479 (1955).
 - [9] R. Jost, Helvetica Physica Acta **30**, 409 (1957).
 - [10] F. Englert and R. Brout, *Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons*, Physical Review Letters **13**, 321 (1964). DOI : 10.1103/PhysRevLett.13.321.
 - [11] P. W. Higgs, *Broken symmetries and the masses of gauge bosons*, Physical Review Letters **13**, 508 (1964). DOI : 10.1103/PhysRevLett.13.508.
 - [12] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, *Global conservation laws and massless particles*, Physical Review Letters **13**, 585 (1964). DOI : 10.1103/PhysRevLett.13.585.
 - [13] S. L. Glashow, *Partial-symmetries of weak interactions*, Nuclear Physics **22**, 579 (1961). DOI : 10.1016/0029-5582(61)90469-2.
 - [14] A. Salam, *Weak and electromagnetic interactions in Proceedings of the 8th Nobel Symposium on Elementary particle theory, relativistic groups and analyticity* (N. Svartholm, Stockholm, Sweden, 1968), pp. 367–377.
 - [15] S. Weinberg, *A model of leptons*, Physical Review Letters **19**, 1264 (1967). DOI : 10.1103/PhysRevLett.19.1264.
 - [16] H. D. Politzer, *Reliable perturbative results for strong interactions ?*, Physical Review Letters **30**, 1346 (1973). DOI : 10.1103/PhysRevLett.30.1346.
 - [17] D. J. Gross and F. Wilczek, *Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories*, Physical Review Letters **30**, 1343 (1973). DOI : 10.1103/PhysRevLett.30.1343.
 - [18] A. Einstein, *Die Feldgleichungen der Gravitation*, German Preussische Akademie der Wissenschaften, Sitzungsberichte **2**, 844 (1915).
 - [19] F. Reines and C. L. Cowan, *Detection of the free neutrino*, Physical Review **92**, 830 (1953). DOI : 10.1103/PhysRev.92.830.
-

-
- [20] J. C. L. Cowan *et al.*, *Detection of the free neutrino : a confirmation*, *Science* **124**, 103 (1956). DOI : 10.1126/science.124.3212.103.
- [21] E. Majorana, *Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone*, *Il Nuovo Cimento* **14**, 171 (1937), traduction anglaise parue dans *Soryushiron Kenkyu* 63(3), 149-162, 1981.
- [22] B. Pontecorvo, *Mesonium and anti-mesonium*, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **33**, 549 (1957), reproduit et traduit dans *Sov. Phys. JETP* **6** 429 (1957).
- [23] B. Pontecorvo, *Inverse β -processes and lepton charge nonconservation*, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **34**, 247 (1958).
- [24] M. Gell-Mann and A. Pais, *Behavior of neutral particles under charge conjugation*, *Physical Review* **97**, 1387 (1955). DOI : 10.1103/PhysRev.97.1387.
- [25] A. Pais and O. Piccioni, *Note on the decay and absorption of the θ^0* , *Physical Review* **100**, 1487 (1955). DOI : 10.1103/PhysRev.100.1487.
- [26] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, *Remarks on the unified model of elementary particles*, *Progress of Theoretical Physics* **28**, 1579 (1962).
- [27] G. Danby *et al.*, *Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos*, *Physical Review Letters* **9**, 36 (1962). DOI : 10.1103/PhysRevLett.9.36.
- [28] B. Pontecorvo, *Neutrino experiments and the problem of conservation of leptonic charge*, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **53**, 1717 (1967), reproduit et traduit dans *Sov. Phys. JETP* **26** 984 (1968).
- [29] R. Davis, D. S. Harmer, and K. C. Hoffman, *Search for neutrinos from the Sun*, *Physical Review Letters* **20**, 1205 (1968). DOI : 10.1103/PhysRevLett.20.1205.
- [30] J. N. Bahcall, N. A. Bahcall, and G. Shaviv, *Present status of the theoretical predictions for the ^{37}Cl solar-neutrino experiment*, *Physical Review Letters* **20**, 1209 (1968). DOI : 10.1103/PhysRevLett.20.1209.
- [31] Y. Fukuda *et al.*, *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, *Physical Review Letters* **81**, 1562 (1998). DOI : 10.1103/PhysRevLett.81.1562.
- [32] E. Akhmedov and A. Smirnov, *Paradoxes of neutrino oscillations*, *Physics of Atomic Nuclei* **72**, 1363 (2009). DOI : 10.1134/S1063778809080122, arXiv eprint : 0905.1903.
- [33] C. Amsler *et al.*, *Review of particle physics*, *Physics Letters B* **667**, 1 (2008), review of Particle Physics. DOI : 10.1016/j.physletb.2008.07.018.
- [34] C. Cârloganu, *Caractérisation des performances à basse énergie du futur télescope sous-marin à neutrinos ANTARES et leur application à l'étude des oscillations des neutrinos atmosphériques*, thèse de doctorat, Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II (1999).
- [35] C. Bogazzi and V. Flaminio, *Looking for neutrino oscillations in ANTARES : an update*, note interne ANTARES-PHYS-2009-013, ANTARES Collaboration (2009).
- [36] L. Wolfenstein, *Neutrino oscillations in matter*, *Physical Review D* **17**, 2369 (1978). DOI : 10.1103/PhysRevD.17.2369.
- [37] S. P. Mikheyev and A. Y. Smirnov, *Resonance enhancement of oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy*, *Soviet Journal of Nuclear Physics* **42**, 913 (1985) [version originale : *Yadernaya Fizika* **42**, 1441].
- [38] C. Weinheimer, *Direct determination of the neutrino masses*, *Comptes Rendus Physique* **6**, 768 (2005), neutrino physics. DOI : 10.1016/j.crhy.2005.07.005.
-

-
- [39] R. G. H. Robertson and D. A. Knapp, *Direct measurements of neutrino mass*, Annual Review of Nuclear and Particle Science **38**, 185 (1988). DOI : 10.1146/annurev.ns.38.120188.001153, arXiv eprint : <http://arjournals.annualreviews.org/doi/pdf/10.1146/annurev.ns.38.120188.001153>.
- [40] T. J. Loredo and D. Q. Lamb, *Bayesian analysis of neutrinos observed from supernova SN 1987A*, Physical Review D **65**, 063002 (2002). DOI : 10.1103/PhysRevD.65.063002.
- [41] E. Komatsu *et al.*, *Five-year Wilkinson microwave anisotropy probe observations : cosmological interpretation*, The Astrophysical Journal Supplement Series **180**, 330 (2009). ArXiv eprint : 0803.0547.
- [42] T. D. Lee and C. N. Yang, *Question of parity conservation in weak interactions*, Physical Review **104**, 254 (1956). DOI : 10.1103/PhysRev.104.254.
- [43] C. S. Wu *et al.*, *Experimental test of parity conservation in beta decay*, Physical Review **105**, 1413 (1957). DOI : 10.1103/PhysRev.105.1413.
- [44] R. L. Garwin, L. M. Lederman, and M. Weinrich, *Observations of the failure of conservation of parity and charge conjugation in meson decays : the magnetic moment of the free muon*, Physical Review **105**, 1415 (1957). DOI : 10.1103/PhysRev.105.1415.
- [45] T. D. Lee, R. Oehme, and C. N. Yang, *Remarks on possible noninvariance under time reversal and charge conjugation*, Physical Review **106**, 340 (1957). DOI : 10.1103/PhysRev.106.340.
- [46] A. Salam, *On parity conservation and neutrino mass*, Il Nuovo Cimento **5**, 299 (1957). DOI : 10.1007/BF02812841.
- [47] T. D. Lee and C. N. Yang, *Parity nonconservation and a two-component theory of the neutrino*, Physical Review **105**, 1671 (1957). DOI : 10.1103/PhysRev.105.1671.
- [48] L. Landau, *On the conservation laws for weak interactions*, Nuclear Physics **3**, 127 (1957). DOI : 10.1016/0029-5582(57)90061-5.
- [49] J. A. McLennan, *Parity nonconservation and the theory of the neutrino*, Physical Review **106**, 821 (1957). DOI : 10.1103/PhysRev.106.821.
- [50] E. C. G. Sudarshan and R. E. Marshak, *Chirality invariance and the universal Fermi interaction*, Physical Review **109**, 1860 (1958). DOI : 10.1103/PhysRev.109.1860.2.
- [51] R. P. Feynman and M. Gell-Mann, *Theory of the Fermi interaction*, Physical Review **109**, 193 (1958). DOI : 10.1103/PhysRev.109.193.
- [52] J. J. Sakurai, *Mass reversal and weak interactions*, Il Nuovo Cimento **7**, 649 (1958). DOI : 10.1007/BF02781569.
- [53] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar, *Helicity of neutrinos*, Physical Review **109**, 1015 (1958). DOI : 10.1103/PhysRev.109.1015.
- [54] F. Hasert *et al.*, *Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the gargamelle neutrino experiment*, Physics Letters B **46**, 138 (1973). DOI : 10.1016/0370-2693(73)90499-1.
- [55] The ALEPH Collaboration, The DELPHI Collaboration, The L3 Collaboration, The OPAL Collaboration, The SLD Collaboration, The LEP Electroweak Working Group and The SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, *Precision electroweak measurements on the Z resonance*, Physics Reports **427**, 257 (2006). DOI : 10.1016/j.physrep.2005.12.006, arXiv eprint : hep-ex/0509008.
-

-
- [56] D. Denegri, B. Sadoulet, and M. Spiro, *The number of neutrino species*, Reviews of Modern Physics **62**, 1 (1990). DOI : 10.1103/RevModPhys.62.1.
- [57] C. Athanassopoulos et al., *Candidate events in a search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ oscillations*, Physical Review Letters **75**, 2650 (1995). DOI : 10.1103/PhysRevLett.75.2650.
- [58] A. Aguilar et al., *Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ beam*, Physical Review D **64**, 112007 (2001). DOI : 10.1103/PhysRevD.64.112007.
- [59] A. A. Aguilar-Arevalo et al., *Search for electron neutrino appearance at the $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ scale*, Physical Review Letters **98**, 231801 (2007). DOI : 10.1103/PhysRevLett.98.231801.
- [60] A. A. Aguilar-Arevalo et al., *Unexplained excess of electronlike events from a 1 GeV neutrino beam*, Physical Review Letters **102**, 101802 (2009). DOI : 10.1103/PhysRevLett.102.101802.
- [61] C. H. Llewellyn Smith, *On the determination of $\sin^2 \theta_W$ in semileptonic neutrino interactions*, Nuclear Physics B **228**, 205 (1983). DOI : 10.1016/0550-3213(83)90320-6.
- [62] P. V. Felix Boehm, *Physics of massive neutrinos* (Cambridge University Press, Cambridge, 1992), p. 46.
- [63] S. Kretzer and M. H. Reno, *Tau neutrino deep inelastic charged current interactions*, Physical Review D **66**, 113007 (2002). DOI : 10.1103/PhysRevD.66.113007, arXiv eprint : hep-ph/0208187.
- [64] E. A. Paschos and J. Y. Yu, *Neutrino interactions in oscillation experiments*, Physical Review D **65**, 033002 (2002). DOI : 10.1103/PhysRevD.65.033002, arXiv eprint : hep-ph/0107261.
- [65] D. F. Cowen for the IceCube Collaboration, *Tau neutrinos in IceCube*, Journal of Physics: Conference Series **60**, 227 (2007).
- [66] J. G. Learned and S. Pakvasa, *Detecting ν_τ oscillations at PeV energies*, Astroparticle Physics **3**, 267 (1995). DOI : 10.1016/0927-6505(94)00043-3, arXiv eprint : hep-ph/9405296.
- [67] H. Athar, M. Jezabek, and O. Yasuda, *Effects of neutrino mixing on high-energy cosmic neutrino flux*, Physical Review D **62**, 103007 (2000). DOI : 10.1103/PhysRevD.62.103007, arXiv eprint : hep-ph/0005104.
- [68] E. Fermi, *On the origin of the cosmic radiation*, Physical Review **75**, 1169 (1949). DOI : 10.1103/PhysRev.75.1169.
- [69] M. Takeda et al., *Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment*, Astroparticle Physics **19**, 447 (2003). DOI : 10.1016/S0927-6505(02)00243-8, arXiv eprint : astro-ph/0209422.
- [70] R. U. Abbasi et al., *First observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin suppression*, Physical Review Letters **100**, 101101 (2008). DOI : 10.1103/PhysRevLett.100.101101, arXiv eprint : astro-ph/0703099.
- [71] A. Glushkov et al., *Muon component of EAS with energies above 10^{17} eV* , Astroparticle Physics **4**, 15 (1995). DOI : 10.1016/0927-6505(95)00018-C.
- [72] G. Rodriguez, *Measurement of the UHECR energy spectrum using the surface detector of the Pierre Auger Observatory*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A (2010), article sous presse. DOI : 10.1016/j.nima.2010.06.035.
- [73] K. Greisen, *End to the cosmic-ray spectrum ?*, Physical Review Letters **16**, 748 (1966). DOI : 10.1103/PhysRevLett.16.748.
-

-
- [74] G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min, *Upper limit of the spectrum of cosmic rays*, Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters **4**, 78 (1966).
- [75] O. Adriani *et al.*, *An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV*, Nature **458**, 607 (2009). DOI : 10.1038/nature07942, arXiv eprint : 0810.4995.
- [76] J. Chang *et al.*, *An excess of cosmic ray electrons at energies of 300-800 GeV*, Nature **456**, 362 (2008). DOI : 10.1038/nature07477.
- [77] S. Torii *et al.*, *High-energy electron observations by PPB-BETS flight in Antarctica*, ArXiv eprints (2008). ArXiv eprint : 0809.0760.
- [78] F. Aharonian *et al.*, *Energy spectrum of cosmic-ray electrons at TeV energies*, Physical Review Letters **101**, 261104 (2008). DOI : 10.1103/PhysRevLett.101.261104, arXiv eprint : 0811.3894.
- [79] Aharonian, F. *et al.*, *Probing the ATIC peak in the cosmic-ray electron spectrum with H.E.S.S.*, Astronomy and Astrophysics **508**, 561 (2009). DOI : 10.1051/0004-6361/200913323, arXiv eprint : 0905.0105.
- [80] A. A. Abdo *et al.*, *Measurement of the cosmic ray $e^+ + e^-$ spectrum from 20 GeV to 1 TeV with the Fermi Large Area Telescope*, Physical Review Letters **102**, 181101 (2009). DOI : 10.1103/PhysRevLett.102.181101, arXiv eprint : 0905.0025.
- [81] W. Apel *et al.*, *Energy spectra of elemental groups of cosmic rays : update on the KASCADE unfolding analysis*, Astroparticle Physics **31**, 86 (2009). DOI : 10.1016/j.astropartphys.2008.11.008, arXiv eprint : 0812.0322.
- [82] J. Blümer, R. Engel, and J. R. Hörandel, *Cosmic rays from the knee to the highest energies*, Progress in Particle and Nuclear Physics **63**, 293 (2009). DOI : 10.1016/j.pnpnp.2009.05.002, arXiv eprint : 0904.0725.
- [83] J. Aguilar *et al.*, *Zenith distribution and flux of atmospheric muons measured with the 5-line ANTARES detector*, Astroparticle Physics **34**, 179 (2010). DOI : 10.1016/j.astropartphys.2010.07.001, arXiv eprint : 1007.1777.
- [84] R. Bacon, *Opus majus* (John Henry Bridges, Oxford, 1897), Vol. 2, p. 165.
- [85] W. Herschel, *Experiments for ascertaining how far telescopes will enable us to determine very small angles, and to distinguish the real from the spurious diameters of celestial and terrestrial objects : with an application of the result of these experiments to a series of observations on the nature and magnitude of Mr. Harding's lately discovered star*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London (1805). DOI : 10.1098/rstl.1805.0004.
- [86] K. Jansky, *Electrical disturbances apparently of extraterrestrial origin*, Proceedings of the Institute of Radio Engineers **21**, 1387 (1933). DOI : 10.1109/JRPROC.1933.227458.
- [87] K. G. Jansky, *Radio waves from outside the solar system*, Nature **132**, 66 (1933). DOI : 10.1038/132066a0.
- [88] C. Piazzzi Smyth, *Report on the Teneriffe astronomical experiment of 1856* (Richard Taylor and William Francis, London, Edinburg, 1858).
- [89] T. Weekes *et al.*, *Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Čerenkov imaging technique*, The Astrophysical Journal **342**, 379 (1989), article en libre accès.
- [90] A. Secchi, *Le Soleil* (Gauthier-Villars, Paris, 1875).
- [91] A. P. Serebrov *et al.*, *Neutron lifetime measurements using gravitationally trapped ultracold neutrons*, Physical Review C **78**, 035505 (2008). DOI : 10.1103/PhysRevC.78.035505, arXiv eprint : nucl-ex/0702009.
-

-
- [92] M. A. Markov, *On high-energy neutrinos physics* in *Proceedings of the Tenth International Conference on High-Energy Physics* (University of Rochester, Rochester, 1960), p. 579.
- [93] DUMAND Collaboration, in *Proceedings of DUMAND 1975 Summer Study* (Western Washington State College, Bellingham, WA, 1976).
- [94] DUMAND Collaboration, *DUMAND proposal*, 1982, non publié.
- [95] S. Barwick and F. Halzen, in *Proceedings of the Summer Study on High Energy Physics in the 1990's, Snowmass* (World Scientific, Teaneck, 1990), p. 328.
- [96] S. Barwick *et al.*, *Trends in Astroparticle Physics* 413 (1990).
- [97] IceCube Collaboration [<http://www.icecube.wisc.edu>].
- [98] T. Pradier, *Coincidences between gravitational wave interferometers and high energy neutrino telescopes*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* **602**, 268 (2009), proceedings of the 3rd International Workshop on a Very Large Volume Neutrino Telescope for the Mediterranean Sea. DOI : 10.1016/j.nima.2008.12.055, arXiv eprint : 0807.2562.
- [99] Ce sujet fait l'objet de nombreuses thèses de doctorat, voir la liste sur <http://antares.in2p3.fr/Publications/index.html>.
- [100] D. Dornic *et al.*, *Search for neutrinos from transient sources with the ANTARES telescope and optical follow-up observations (TAToO)*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* (2010), article sous presse. DOI : 10.1016/j.nima.2010.06.354, arXiv eprint : 0908.0804.
- [101] J. Petrovic, *Multimessenger search for point sources : ultra-high energy cosmic rays and neutrinos*, ArXiv eprints (2009). ArXiv eprint : 0908.1235.
- [102] ANTARES Collaboration, *Rapid subduction in the deep North Western Mediterranean*, *Ocean Science* (2010), en attente de publication.
- [103] P. Amram *et al.*, *Sedimentation and fouling of optical surfaces at the ANTARES site*, *Astroparticle Physics* **19**, 253 (2003). DOI : 10.1016/S0927-6505(02)00202-5.
- [104] ANTARES Collaboration, *Deep-water formation triggers bioluminescence storms*, *Nature* (2011), en préparation.
- [105] ANTARES Collaboration, *The ANTARES real time ocean bottom seismometer : analysis of 2 year continuous recording*, *Bulletin of the Seismological Society of America* (2010), en préparation.
- [106] C. Picq, *Détermination du flux de muons atmosphériques avec le télescope à neutrinos ANTARES*, thèse de doctorat, Université Paris VII - Denis Diderot (2009).
- [107] M. Bazzotti, *Studies of the atmospheric muon flux with the ANTARES detector*, thèse de doctorat, Università degli studi di Bologna (2009).
- [108] S. Mangano, *Observation of muon induced electromagnetic showers with the ANTARES detector*, article en préparation.
- [109] B. Hartman, *Reconstruction of neutrino-induced hadronic and electromagnetic showers in the ANTARES experiment*, thèse de doctorat, Universität Erlangen-Nürnberg (2006).
- [110] G. Carminati, *Study of diffuse flux of high energy neutrinos through showers with the ANTARES neutrino telescope*, thèse de doctorat, Università di Bologna (2010).
- [111] J.-S. Ricol, *Étude de la détection de monopôles magnétiques au sein du futur télescope à neutrinos ANTARES et caractérisation des performances du traitement des impulsions des photomultiplicateurs*, thèse de doctorat, Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II (2002).
-

-
- [112] B. van Rens, *Detection of magnetic monopoles below the Cherenkov limit*, thèse de doctorat, Universiteit van Amsterdam (2006).
- [113] G. Pavalas and N. Clemente for the ANTARES Collaboration, *Search for exotic physics with the ANTARES detector in Proceedings of the 31st International Cosmic Ray Conference* (non publiés, Łódź, 2009).
- [114] Ce sujet fait l'objet de plusieurs thèses de doctorat, voir la liste sur <http://antares.in2p3.fr/Publications/index.html>.
- [115] D. Morgan, *Quantum gravity phenomenology and high energy neutrinos*, thèse de doctorat, University of Sheffield (2005).
- [116] ANTARES Collaboration, *ANTARES, the first operational Neutrino Telescope in the Mediterranean Sea*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A (2010), en préparation.
- [117] J. Aguilar *et al.*, *Performance of the front-end electronics of the ANTARES neutrino telescope*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **622**, 59 (2010). DOI : 10.1016/j.nima.2010.06.225, arXiv eprint : 1007.2549.
- [118] J. Brunner, *Upgrade of ^{40}K simulation*, note interne ANTARES-PHYS-2006-005, ANTARES Collaboration (2006).
- [119] M. Circella, *Bio-material on the ANTARES recovered lines*, note interne ANTARES-SITE-2010-002, ANTARES Collaboration (2010).
- [120] J. Aguilar *et al.*, *Transmission of light in deep sea water at the site of the ANTARES neutrino telescope*, Astroparticle Physics **23**, 131 (2005). DOI : 10.1016/j.astropartphys.2004.11.006.
- [121] M. Urban, F. Couchot, S. Dagoret Campagne, and X. Sarazin, *Corpuscular description of the speed of light in a homogeneous medium*, ArXiv eprints (2009). ArXiv eprint : 0906.3018.
- [122] W. H. Schuster, *Measurement of the optical properties of the deep Mediterranean — the ANTARES detector medium*, thèse de doctorat, University of Oxford (2002).
- [123] S. Mangano, *Measurement of the group refractive index in the ANTARES site with the Optical Beacon system*, note interne ANTARES-PHYS-2010-007, ANTARES Collaboration (2010).
- [124] S. Archer, *Adaptive mechanisms in the ecology of vision* (Springer Netherlands, Dordrecht, 1999).
- [125] S. H. Haddock, M. A. Moline, and J. F. Case, *Bioluminescence in the sea*, Annual Review of Marine Science **2**, 443 (2010). DOI : 10.1146/annurev-marine-120308-081028.
- [126] I. G. Priede *et al.*, *The potential influence of bioluminescence from marine animals on a deep-sea underwater neutrino telescope array in the Mediterranean Sea*, Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers **55**, 1474 (2008). DOI : 10.1016/j.dsr.2008.07.001.
- [127] E. J. V. Gillibrand *et al.*, *Seasonal development of a deep pelagic bioluminescent layer in the temperate NE Atlantic Ocean*, Marine Ecology Progress Series **341**, 37 (2007). DOI : 10.3354/meps341037.
- [128] C. Henriques, I. Priede, and P. Bagley, *Baited camera observations of deep-sea demersal fishes of the northeast Atlantic Ocean at 15-28°N off West Africa*, Marine Biology **141**, 307 (2002). DOI : 10.1007/s00227-002-0833-6.
-

-
- [129] A. Heger *et al.*, *Deep-sea pelagic bioluminescence over the Mid-Atlantic Ridge*, Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography **55**, 126 (2008), mid-Atlantic Ridge Habitats and Biodiversity. DOI : 10.1016/j.dsr2.2007.09.014.
- [130] E. A. Widder *et al.*, *Bioluminescence in the Monterey Submarine Canyon : image analysis of video recordings from a midwater submersible*, Marine Biology **100**, 541 (1989). DOI : 10.1007/BF00394831.
- [131] G. Guillard, *High rates on Line 2, sector 2* (High rates), ELOG#2414, journal électronique ANTARES (ANTARES), 1 juillet 2009.
- [132] M.-M. Bé *et al.*, *Table de radionucléides*, Online database of radionuclide decay data (2009).
- [133] M. Anghinolfi, H. Costantini, K. Fratini, and M. Taiuti, *Simulations of the ^{40}K noise in the ANTARES environment with GEANT4*, note interne ANTARES-PHYS-2008-001, ANTARES Collaboration (2008).
- [134] D. E. Groom, N. V. Mokhov, and S. I. Striganov, *Muon stopping power and range tables 10 MeV-100 TeV*, Atomic Data and Nuclear Data Tables **78**, 183 (2001). DOI : 10.1006/adnd.2001.0861.
- [135] P. Antonioli *et al.*, *A three-dimensional code for muon propagation through the rock : MUSIC*, Astroparticle Physics **7**, 357 (1997). DOI : 10.1016/S0927-6505(97)00035-2, arXiv eprint : hep-ph/9705408.
- [136] L. Mallet, *Luminescence de l'eau et des substances organiques soumises au rayonnement γ* , Comptes Rendus de l'Académie des Sciences **183**, 274 (1926).
- [137] P. A. Čerenkov, Doklady Akademii Nauk SSSR **2**, 451 (1934).
- [138] S. I. Vavilov, Doklady Akademii Nauk SSSR **2**, 457 (1934).
- [139] I. E. Tamm and I. M. Frank, Doklady Akademii Nauk SSSR **14**, 107 (1937).
- [140] J. Jelley, *Čerenkov radiation and its applications* (Pergamon Press, London, 1958).
- [141] O. Heaviside, Philosophical Magazine **27**, 324 (1889).
- [142] A. Sommerfeld, *Zur Elektronentheorie*, Nachrichten von der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen 99 & 363 (1904).
- [143] J. Aguilar *et al.*, *AMADEUS—The acoustic neutrino detection test system of the ANTARES deep-sea neutrino telescope*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment (2010), article sous presse. DOI : DOI: 10.1016/j.nima.2010.09.053, arXiv eprint : 1009.4179.
- [144] M. Ageron *et al.*, *Studies of a full-scale mechanical prototype line for the ANTARES neutrino telescope and tests of a prototype instrument for deep-sea acoustic measurements*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **581**, 695 (2007). DOI : 10.1016/j.nima.2007.08.148.
- [145] *Vitrover 8330*, verre borosilicate utilisé pour les OMs [http://www.nautilus-gmbh.com/instrumentation_spheres.html].
- [146] *Hamamatsu R7081-20*, photomultiplicateurs de 10 pouces [http://jp.hamamatsu.com/resources/products/etd/pdf/LARGE_AREA_PMT_TPMH1286E05.pdf].
- [147] P. Amram *et al.*, *The ANTARES optical module*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **484**, 369 (2002). DOI : 10.1016/S0168-9002(01)02026-5.
-

- [148] J. Aguilar *et al.*, *Study of large hemispherical photomultiplier tubes for the ANTARES neutrino telescope*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **555**, 132 (2005). DOI : 10.1016/j.nima.2005.09.035.
- [149] WACKER *SilGel@612 A/B*, gel optique utilisé dans les OMs [<http://www.wacker.com/cms/en/products-markets/products/product.jsp?product=10549>].
- [150] J. Aguilar *et al.*, *The data acquisition system for the ANTARES neutrino telescope*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **570**, 107 (2007). DOI : 10.1016/j.nima.2006.09.098, arXiv eprint : astro-ph/0610029.
- [151] J.-M. Gallone on behalf of the ANTARES Collaboration, *ANTARES slow control status in Proceedings of the 11th International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems* (Joint Accelerator Conference Website, Knoxville, Tennessee, USA, 2007).
- [152] ROOT [<http://root.cern.ch>].
- [153] D. Lachartre, *ARS1 Analog Ring Sampler & ARS_CONV user manual*, note interne ANTARES-ELEC-2000-6, ANTARES Collaboration (2000).
- [154] M. Bouwhuis and for the ANTARES collaboration, *Concepts and performance of the ANTARES data acquisition system*, ArXiv eprints (2009). ArXiv eprint : 0908.0811.
- [155] G. Lelaizant, *Étude des sursauts gamma à partir des neutrinos de haute-énergie avec le télescope ANTARES — Analyse du positionnement acoustique du détecteur*, thèse de doctorat, Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II (2008).
- [156] M. Bouwhuis, *Detection of neutrinos from gamma ray bursts*, thèse de doctorat, Universiteit van Amsterdam (2005).
- [157] A. Kouchner, *ANTARES : étalonnage de l'électronique frontale, étude de muons atmosphériques, et recherche de neutrinos cosmiques*, habilitation à diriger des recherches, Université Paris VII - Denis Diderot (2010).
- [158] ANTARES Collaboration, *Timing calibration of the ANTARES neutrino telescope*, Astroparticle Physics (2010), en attente de publication.
- [159] M. Ageron *et al.*, *The ANTARES optical beacon system*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **578**, 498 (2007). DOI : 10.1016/j.nima.2007.05.325.
- [160] G. Guillard, suite logicielle d'analyse des runs WaveForm et documentation [<http://antares.in2p3.fr/users/guillard/internal/>].
- [161] G. Lambard, *Walk effect correction*, note interne ANTARES-CALI-2006-004, ANTARES Collaboration (2006).
- [162] G. Gavalian, *Waveform fitting algorithm*, note interne, Collaboration DVCS (2004).
- [163] V. Bertin *et al.*, *Line1 time calibration*, note interne ANTARES-CALI-2006-003, ANTARES Collaboration (2006).
- [164] G. Guillard, *Waveform runs analysis tools*, note interne ANTARES-SOFT-2007-015, ANTARES Collaboration (2007).
- [165] E. A. Nadaraya, *On estimating regression*, Theory of Probability and its Applications **9**, 141 (1964). DOI : 10.1137/1109020.
- [166] G. S. Watson, *Smooth regression analysis*, Sankhyā : The Indian Journal of Statistics, Series A **26**, 359 (1964).
- [167] A. J. Heijboer, *Track reconstruction and point source searches with ANTARES*, thèse de doctorat, Universiteit van Amsterdam (2004).

-
- [168] H. Völk and K. Bernlöhr, *Imaging very high energy gamma-ray telescopes*, Experimental Astronomy **25**, 173 (2009). DOI : 10.1007/s10686-009-9151-z, arXiv eprint : 0812.4198.
- [169] F. Halzen, A. Kappes, and A. Ó Murchadha, *Gamma-ray astronomy with muons : sensitivity of IceCube to PeVatrons in the southern sky*, Physical Review D **80**, 083009 (2009). DOI : 10.1103/PhysRevD.80.083009.
- [170] G. Guillard for the ANTARES Collaboration, *Gamma ray astronomy with ANTARES in Proceedings of the 31st International Cosmic Ray Conference* (non publiés, Łódź, 2009).
- [171] C. Distefano and C. Rivière, *Moon shadow in ANTARES*, 2010, mediterranean-Antarctic Neutrino Telescope Symposium [<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=9&sessionId=3&resId=0&materialId=slides&confId=107018>].
- [172] J.-P. Ernenwein, A. Tsirigotis, and S. Tzamarias, *Study of the calibration potential of HELYCON detectors with ANTARES*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **602**, 88 (2009), proceedings of the 3rd International Workshop on a Very Large Volume Neutrino Telescope for the Mediterranean Sea. DOI : 10.1016/j.nima.2008.12.006.
- [173] D. Heck *et al.*, CORSIKA, *an air shower simulation program*, 1998-2010 [<http://www-ik.fzk.de/corsika/>].
- [174] Voir <http://antares.in2p3.fr/users/guillard/fr/publis/these/prog/>.
- [175] H. Fesefeldt, report **PITHA-85/02** (1985), RWTH Aachen.
- [176] N. Kalmykov, S. Ostapchenko, and A. Pavlov, Nuclear Physics B **52**, 17 (1997).
- [177] H. Hirayama, W. Nelson, and D. Rogers, report **SLAC 265** (1985), Stanford Linear Accelerator Center [<http://www.slac.stanford.edu/pubs/slacreports/slac-r-265.html>].
- [178] Tables du programme MUSIC.
- [179] G. Guillard, *dispersion* (Monte Carlo), ELOG#475, journal électronique ANTARES (analysis), 6 septembre 2010.
- [180] G. Guillard, 2010, Collaboration Meeting, Amsterdam, novembre 2010, session Monte-Carlo.
- [181] S. Navas, *A comparison between GEASIM and KM3 generators*, note interne ANTARES-SOFT-1999-002, ANTARES Collaboration (1999).
- [182] H. Costantini, *Update on angular acceptance and ^{40}K GEANT4 simulation*, 2009, Collaboration Meeting, Genova, juin 2009, session calibration [<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=5&sessionId=6&resId=1&materialId=slides&confId=44315>].
- [183] G. Lim, *L1 rate in random timeslices* (Monte Carlo), ELOG#438, journal électronique ANTARES (analysis), 29 mai 2010.
- [184] J. Brunner, *Introduction*, 2007, Physics Analysis Workshop, Colmar, mai 2007, session Monte-Carlo [<http://indico.cern.ch/materialDisplay.py?contribId=11&sessionId=1&materialId=slides&confId=14691>].
- [185] A. Margiotta, *Monte-Carlo production for 2010 summer conferences (jan 2007 - dec 2008 : 5/10/9/12 lines)* [<http://antares.in2p3.fr/internal/dokuwiki/doku.php?id=mcsummer2010&rev=1282835977>].
- [186] B. Vallage, *for run 38004* (Autochecklist), ELOG#79, journal électronique ANTARES (ANTARES), 22 décembre 2008.
-

-
- [187] J. Poirier, S. Roesler, and A. Fassò, *Distributions of secondary muons at sea level from cosmic gamma rays below 10 TeV*, *Astroparticle Physics* **17**, 441 (2002). DOI : 10.1016/S0927-6505(01)00174-8, arXiv eprint : astro-ph/0103030.
- [188] P. Homola *et al.*, *Simulation of ultra-high energy photon propagation in the geomagnetic field.*, *Computer Physics Communications* **173**, 71 (2005). DOI : 10.1016/j.cpc.2005.07.001, arXiv eprint : astro-ph/0311442.
- [189] L. Landau and I. Pomeranchuk, *Doklady Akademii Nauk SSSR* **92**, 735 (1953), traduction anglaise dans *The Collected Papers of L.D. Landau* (Pergamon, New York, 1965), p. 589.
- [190] A. B. Migdal, *Bremsstrahlung and pair production in condensed media at high energies*, *Physical Review* **103**, 1811 (1956). DOI : 10.1103/PhysRev.103.1811.
- [191] J. Samimi, *LPM effect on muon content of air showers* in *Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference* (University of Utah, Salt Lake City, 1999), pp. 116–.
- [192] G. Guillard, *Influence of hadronic models on gamma->mu production*, 2009, Collaboration Meeting, Marseille, avril 2009, session Monte-Carlo [<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=42&sessionId=7&resId=0&materialId=slides&confId=44313>].
- [193] D. Heck, *New treatment of the conversion $\gamma \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ in CORSIKA*, Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA 7525 (2009) [<http://www-ik.fzk.de/~heck/publications/fzka7525.pdf>].
- [194] S. Ostapchenko, *QGSJET-II : towards reliable description of very high energy hadronic interactions*, *Nuclear Physics B* **151**, 143 (2006). DOI : 10.1016/j.nuclphysbps.2005.07.026.
- [195] R. S. Fletcher, T. K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, *SIBYLL : an event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades*, 1994.
- [196] E.-J. Ahn *et al.*, *Cosmic ray interaction event generator SIBYLL 2.1*, 2009.
- [197] K. Werner, *Physics Reports* **232**, 87 (1993).
- [198] M. Risse *et al.*, *Photon air showers at ultra-high energy and the photonuclear cross-section*, *Czechoslovak Journal of Physics* **56**, A327 (2006). DOI : 10.1007/s10582-006-0166-7, arXiv eprint : astro-ph/0512434.
- [199] J. Brunner, *Cherenkov light from HE electromagnetic and hadronic showers*, note interne ANTARES-SOFT-2002-015, ANTARES Collaboration (2002).
- [200] E. Grashorn *et al.*, *The atmospheric charged kaon/pion ratio using seasonal variation methods*, *Astroparticle Physics* **33**, 140 (2010). DOI : 10.1016/j.astropartphys.2009.12.006, arXiv eprint : 0909.5382.
- [201] P. Desiati and T. K. Gaisser, *Seasonal variation of atmospheric leptons as a probe of charm*, *Physical Review Letters* **105**, 121102 (2010). DOI : 10.1103/PhysRevLett.105.121102, arXiv eprint : 1008.2211.
- [202] P. Decowski, *New version of antares-daq installed at CC Lyon : with after-pulsing in TriggerEfficiency* (Monte Carlo), ELOG#472, journal électronique ANTARES, 31 août 2010.
- [203] F. Folger, *Low level MC/Data comparison page on ANTARES Wiki* (Data/MC comparisons), ELOG#479, journal électronique ANTARES (analysis), 23 septembre 2010.
- [204] F. Aharonian *et al.*, *The temporal characteristics of the TeV gamma-radiation from Mkn 501 in 1997*, *Astronomy and Astrophysics* **342**, 69 (1999).
- [205] J. Albert *et al.*, *Variable Very High Energy γ -Ray Emission from Markarian 501*, *The Astrophysical Journal* **669**, 862 (2007). ArXiv eprint : astro-ph/0702008.
-

Sources des images

Avertissement : La majorité des images utilisées dans ce manuscrit sont extraites d'œuvres protégées par le droit d'auteur. Leur emprunt est ici du ressort de l'« usage raisonnable », généralisé dans la communauté scientifique, mais sans valeur légale dans la plupart des pays, dont la France. Sauf mention contraire, leur réutilisation n'est par conséquent généralement pas autorisée. La mention « d'après » indique que l'image a été modifiée par rapport à l'originale.

- [img1] C. Amsler *et al.*, *Review of Particle Physics*, Physics Letters B **667**, 1 (2008). DOI : 10.1016/j.physletb.2008.07.018.
- [img2] Image hébergée sur Wikimedia Commons, publiée sans copyright (Double beta decay feynman.svg). Voir l'historique sur Commons pour les auteurs [<http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Doublebetadecayfeynman.svg>].
- [img3] Y. Ramachers, University of Warwick [<http://www2.warwick.ac.uk/fac/sci/physics/research/epp/exp/detrd/czt/cobra/>].
- [img4] B. Aharmim *et al.*, *Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of ^8B solar neutrinos from measurements with NaCl dissolved in the heavy-water detector at the Sudbury Neutrino Observatory*, Physical Review C **72**, 055502 (2005). DOI : 10.1103/PhysRevC.72.055502, arXiv eprint : nucl-ex/0502021.
- [img5] D. Reyna, *Neutrinos at 1% : a reactor based measurement of θ_{13}* , Brazilian Journal of Physics **34**, 1434 (2004). DOI : 10.1590/S0103-97332004000700021.
- [img6] H. Murayama, university of Berkeley [<http://hitoshi.berkeley.edu/neutrino/>].
- [img7] E. Komatsu *et al.*, *Five-year Wilkinson microwave anisotropy probe observations : cosmological interpretation*, The Astrophysical Journal Supplement Series **180**, 330 (2009). DOI : 10.1088/0067-0049/180/2/330, arXiv eprint : 0803.0547.
- [img8] R. Jones *et al.*, *Precision electroweak measurements on the Z resonance*, Physics Reports **427**, 257 (2006). DOI : 10.1016/j.physrep.2005.12.006.
- [img9] R. Gandhi, C. Quigg, M. H. Reno, and I. Sarcevic, *Neutrino interactions at ultrahigh energies*, Physical Review D **58**, 093009 (1998). DOI : 10.1103/PhysRevD.58.093009, arXiv eprint : hep-ph/9807264.
- [img10] K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin, and V. A. Naumov, *Fine-tuning parameters to describe the total charged-current neutrino-nucleon cross section*, Physics of Atomic Nuclei **69**, 1857 (2006). DOI : 10.1134/S1063778806110081, arXiv eprint : hep-ph/0511308.
- [img11] B. Povh *et al.*, *Particles and Nuclei* (Springer, Berlin Heidelberg, 2008), p. 127.
- [img12] R. Batley, *Neutrino and antineutrino scattering*, University of Cambridge, Cavendish Laboratory, 2005 [http://www.hep.phy.cam.ac.uk/batley/particles/handout_07.pdf].
- [img13] E. A. Paschos and J. Y. Yu, *Neutrino interactions in oscillation experiments*, Physical Review D **65**, 033002 (2002). DOI : 10.1103/PhysRevD.65.033002, arXiv eprint : hep-ph/0107261.
-

-
- [img14] S. Kretzer and M. H. Reno, *Tau neutrino deep inelastic charged current interactions*, Physical Review D **66**, 113007 (2002). DOI : 10.1103/PhysRevD.66.113007, arXiv eprint : hep-ph/0208187.
- [img15] Y. Shikaze *et al.*, *Measurements of 0.2-20 GeV/n cosmic-ray proton and helium spectra from 1997 through 2002 with the BESS spectrometer*, 2007 [<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJ1-4NPG095-1/2/7119581677793b0e1cb8c1db6bb73560>].
- [img16] G. Guillard, matériel personnel librement modifiable et réutilisable à toutes fins, placé sous licences CC0 et WTFPL.
- [img17] Données obtenues sur ngdc.noaa.gov.
- [img18] M. Casolino, National Institute of Nuclear Physics, Rome (communication privée).
- [img19] W. F. Hanlon, University of Utah [<http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html>].
- [img20] M. Nagano, *Search for the end of the energy spectrum of primary cosmic rays*, New Journal of Physics **11**, 065012 (2009). DOI : 10.1088/1367-2630/11/6/065012.
- [img21] J. R. Hörandel, *Cosmic-ray composition and its relation to shock acceleration by supernova remnants*, Advances in Space Research **41**, 442 (2008). DOI : 10.1016/j.asr.2007.06.008, arXiv eprint : astro-ph/0702370v2.
- [img22] Image hébergée sur Wikimedia Commons, publiée sous double licence GFDL/CC-BY-SA (Electromagnetic spectrum-fr.svg). Voir l'historique sur Wikimedia Commons pour les auteurs [<http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Electromagneticspectrum-fr.svg>].
- [img23] Image hébergée sur Wikimedia Commons, publiée sans copyright (Atmospheric electromagnetic transmittance or opacity.jpg). Voir l'historique sur Commons pour les auteurs [<http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Atmospheric electromagnetic transmittance or opacity.jpg>].
- [img24] J. von Fraunhofer, 1814, traduction anglaise dans Edinburgh Philosophical Journal, vol.IX p.296 (1823), et vol.X p.26 (1824) [<http://www.archive.org/stream/denkschriftender05munc#page/n361/mode/2up>].
- [img25] A. Kouchner, *Possibilité d'observation, par le télescope ANTARES, de neutrinos de haute énergie associés aux sursauts gamma et validation des techniques de détection à l'aide d'un prototype*, thèse de doctorat, Université Paris VII - Denis Diderot (2001).
- [img26] B. Vallage, *Maybe, maybe not...* (Bioluminescence), ELOG#4121, journal électronique ANTARES (ANTARES), 28 octobre 2009.
- [img27] J. Aguilar *et al.*, *Transmission of light in deep sea water at the site of the ANTARES neutrino telescope*, Astroparticle Physics **23**, 131 (2005). DOI : 10.1016/j.astropartphys.2004.11.006, arXiv eprint : astro-ph/0412126.
- [img28] S. Mangano, *Measurement of the group refractive index in the ANTARES site with the Optical Beacon system*, note interne ANTARES-PHYS-2010-007, collaboration ANTARES (2010).
- [img29] Image hébergée sur Wikimedia Commons, publiée sous double licence GFDL/CC-BY-SA (Biolumj.JPG). Voir l'historique sur Wikimedia Commons pour les auteurs [<http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Biolumj.JPG>].
- [img30] I. G. Priede *et al.*, *The potential influence of bioluminescence from marine animals on a deep-sea underwater neutrino telescope array in the Mediterranean Sea*, Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers **55**, 1474 (2008). DOI : 10.1016/j.dsr.2008.07.001.
-

- [img31] C. Curtil, *Bioluminescence activity - update* (Bioluminescence), ELOG#3649, journal électronique ANTARES (ANTARES), 18 septembre 2009.
- [img32] G. Guillard, matériel personnel utilisant des données liées à la collaboration ANTARES, toute réutilisation en dehors de la collaboration nécessite autorisation.
- [img33] J. Jelley, *Čerenkov radiation and its applications* (Pergamon Press, London, 1958).
- [img34] U. Fritsch, *Candidates for official/supporting plots*, wiki ANTARES [<http://antares.in2p3.fr/internal/dokuwiki/doku.php?id=officialplots>].
- [img35] C. Carloganu, *Caractérisation des performances à basse énergie du futur télescope sous-marin à neutrinos ANTARES et leur application à l'étude des oscillations des neutrinos atmosphériques*, thèse de doctorat, Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II (1999).
- [img36] P. Amram *et al.*, *The ANTARES optical module*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **484**, 369 (2002). DOI : 10.1016/S0168-9002(01)02026-5, arXiv eprint : astro-ph/0112172.
- [img37] B. Vallage, *Cross section of our MEOC LWP* (MEOC Status), ELOG#7869, journal électronique ANTARES (archive), 5 septembre 2008.
- [img38] D. Lachartre, *ARS1 Analog Ring Sampler & ARS_CONV user manual*, note interne ANTARES-ELEC-2000-6, collaboration ANTARES (2000).
- [img39] Image hébergée sur Wikimedia Commons, publiée sans copyright (Photomultiplicateur.svg). Voir l'historique sur Commons pour les auteurs [<http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Photomultiplicateur.svg>].
- [img40] A. Kouchner, *ANTARES : étalonnage de l'électronique frontale, étude de muons atmosphériques, et recherche de neutrinos cosmiques*, habilitation à diriger des recherches, Université Paris VII - Denis Diderot (2010).
- [img41] J. Aguilar *et al.*, *Performance of the front-end electronics of the ANTARES neutrino telescope*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **622**, 59 (2010). DOI : 10.1016/j.nima.2010.06.225, arXiv eprint : 1007.2549.
- [img42] *The Miracle Array*, 2008, los Alamos National Laboratory, Los Alamos Science and Technology Magazine, issue 1663 [http://www.lanl.gov/1663/hawc_is_next_generation_telescope_for_using_cherenkov_radiation_in_water_to_detect_cosmic_rays].
- [img43] Image hébergée sur Wikimedia Commons, en diffusion libre (Ct2ct3_nah_n.jpg). Voir l'historique sur Wikimedia Commons pour les auteurs [http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Ct2ct3_nah_n.jpg].
- [img44] J.-P. Ernenwein, *Dead channel monitor screen dump* (Physics Run), ELOG#77, journal électronique ANTARES (ANTARES), 22 décembre 2008.
- [img45] V. S. Berezinskii *et al.*, *High energy gamma-astronomy with large underground detectors - DUMAND-detector of high energy gamma-quanta*, Astronomy and Astrophysics **189**, 306 (1988).
- [img46] M. Risse *et al.*, *Photon air showers at ultra-high energy and the photonuclear cross-section*, Czechoslovak Journal of Physics **56**, A327 (2006). DOI : 10.1007/s10582-006-0166-7, arXiv eprint : astro-ph/0512434.
- [img47] B. Hartman, *Reconstruction of neutrino-induced hadronic and electromagnetic showers in the ANTARES experiment*, thèse de doctorat, Universität Erlangen-Nürnberg (2006).
-

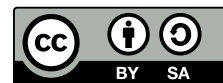
- [img48] A. Margiotta, *Effect of absorption length on atmospheric muon flux* [<http://cdsweb.cern.ch/record/1107036>].
- [img49] T. Montaruli, *Official plots for conferences* [<http://antares.in2p3.fr/users/montarul/internal/AWG/offplots/offplots.htm>].
- [img50] M. Tegmark et al., *The three-dimensional power spectrum of galaxies from the Sloan Digital Sky Survey*, *The Astrophysical Journal* **606**, 702 (2004). DOI : 10.1086/382125, arXiv eprint : astro-ph/0310725.
-

Liste des abréviations

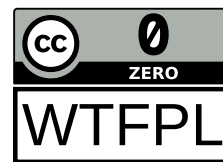
Ici sont rappelées les significations des différents sigles et abréviations utilisés au long du présent document. Leur choix respecte dans la mesure du possible les conventions utilisées au sein de la collaboration ANTARES. Les définitions françaises seront privilégiées, mais dans les cas fréquents où le terme anglophone est internationalement reconnu, ce dernier sera utilisé.

ACT	<i>Atmospheric Čerenkov Telescope</i>	Télescope à effet Čerenkov atmosphérique
ADC	<i>Analog to Digital Converter</i>	Convertisseur analogique-numérique
ADCP	<i>Acoustic Doppler Current Profiler</i>	Profileur de courant à effet Doppler
ARS	<i>Analog Ring Sampler</i>	Anneau d'échantillonnage analogique
ASIC	<i>Application-Specific Integrated Circuit</i>	Circuit intégré à application spécifique
avc	<i>Analog to Voltage Converter</i>	Convertisseur analogique-tension
BAO	<i>Baryon Acoustic Oscillations</i>	Oscillations acoustiques des baryons
BEHHGK	Brout-Englert-Higgs-Hagen-Guralnik-Kibble	(mécanisme de)
BSS	<i>Bottom String Socket</i>	Élément de bas de ligne
CC	Courant chargé	
CKM	Cabibbo-Kobayashi-Maskawa	
CN	Courant neutre	
CP	Charge/Parité (symétrie)	
CPT	Charge/Parité/Temps (symétrie)	
DAQ	<i>Data Acquisition system</i>	Système d'acquisition des données
DNL	<i>Differential Non Linearity</i>	Non-linéarité différentielle
EASA	<i>Extensive Air Shower Array</i>	Réseau de détection des gerbes atmosphériques
FPGA	<i>Field Programmable Gate Array</i>	Réseau de portes programmables <i>in situ</i>
GZK	Greisen-Zatsepin-Kuz'min (coupure)	
IACT	<i>Imaging Atmospheric Čerenkov Telescope</i>	Télescope à imagerie Čerenkov atmosphérique
L0,L1	<i>Level 0, Level 1</i>	filtrages de niveau 0 et 1
LCM	<i>Local Control Module</i>	Module de contrôle local
LED	<i>Light Emitting Diode</i>	Diode électroluminescente
MLCM	<i>Master Local Control Module</i>	Module de contrôle local
MS	Modèle Standard de la Physique des Particules	
OM	<i>Optical Module</i>	Module optique
PDF	<i>Parton Distribution Function</i>	Fonction de distribution des partons
PDG	<i>Particle Data Group</i>	
PM	Photomultiplicateur	
PMNS	Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata	
QCD	<i>Quantum ChromoDynamics</i>	Chromodynamique quantique
RC	Rayons Cosmiques	
SCM	<i>String Control Module</i>	Module de contrôle de la ligne
TDC	<i>Time to Digital Converter</i>	Convertisseur temps-numérique
TTS	<i>Transit Time Spread</i>	Dispersion du temps de transit
tvc	<i>Time to Voltage Converter</i>	Convertisseur temps-tension
UHE	<i>Ultra-High Energy</i>	Ultra-haute énergie

Le texte de cet ouvrage est publié sous licence CC-BY-SA : liberté de reproduction, modification et diffusion, à condition de citer l’auteur et de publier sous licence identique. Autorisation de publication sous conditions moins restrictives (licences CC0 et WTFPL) sur simple demande par courriel à [guillard\[at\]in2p3\[point\]fr](mailto:guillard@in2p3.fr).



Les illustrations produites par l’auteur et n’utilisant pas des données ANTARES sont publiées sous licences CC0 et WTFPL : liberté de reproduction, modification et diffusion, sans conditions.



Les images extraites d’autres publications sont propriété de leurs auteurs respectifs, utilisées ici sans autorisation spécifique, dans le cadre du droit de citation « étendu », en usage dans les milieux scientifiques mais sans aucune valeur légale.



Résumé

Depuis les fonds méditerranéens, les quelques 900 photomultiplicateurs du télescope à neutrinos ANTARES scrutent les abysses pour tenter de discerner, parmi la bioluminescence et la radioactivité marine, les photons Čerenkov émis par les muons issus de neutrinos astrophysiques, et de distinguer ces muons de ceux générés par les gerbes atmosphériques produites par les rayons cosmiques. ANTARES accumule des données depuis 2006 ; cette prouesse technique permet d'envisager un avenir favorable à l'astronomie neutrino sous-marine : ANTARES devrait être le précurseur d'un instrument de plus grande envergure, KM3NeT.

Les performances d'un télescope sont caractérisées, entre autres, par sa résolution angulaire. Dans le cas d'ANTARES, celle-ci est directement liée à la résolution temporelle des éléments du détecteur. La correction de l'une des principales sources de dégradation de cette résolution temporelle, l'effet de *walk* créé par l'établissement d'un seuil fixe pour le filtrage du signal issu des photomultiplicateurs, est exposée dans ce manuscrit. Cette correction, mise en œuvre dans la chaîne logicielle officielle de la collaboration ANTARES, améliore notamment l'estimateur de qualité de la reconstruction des événements. L'implémentation présentée laisse le champ libre à certaines optimisations.

L'auteur tente en outre d'évaluer, à partir d'une simulation Monte-Carlo complète, la possibilité d'utiliser des sources de photons de très haute énergie comme sources de muons calibrées afin d'estimer le pointé absolu et la résolution angulaire du télescope. Bien que la procédure soit intrinsèquement entachée de larges incertitudes, il est démontré que la possibilité de détecter de telles sources est extrêmement faible. Cette étude montre également que les photons de très haute énergie ne constituent pas une source notable de bruit de fond neutrino.

Mots-clés

ANTARES, astronomie neutrino, astronomie gamma, bioluminescence, effet Čerenkov, gerbes atmosphériques

Summary

From the seafloor, the 900-odd photomultiplier tubes of the ANTARES neutrino telescope scrutinize the abysses attempting to discern, amid bioluminescence and marine radioactivity, Čerenkov photons emitted by muons from astrophysical neutrinos, and to distinguish these muons from those generated by air showers produced by cosmic rays. ANTARES has been collecting data since 2006 ; this feat of engineering has paved the way for submarine neutrino astronomy : ANTARES is expected to be the forerunner of a larger instrument, KM3NeT.

A telescope's performance is characterized in part by its angular resolution. In the case of ANTARES, the angular resolution is directly related to the time resolution of the detector's elements. This manuscript presents a correction for one of the main sources of deterioration of this time resolution, the walk effect induced by the set up of a fixed threshold for triggering the photomultiplier tubes signal. This correction, implemented in the official software chain of the ANTARES collaboration, improves in particular the events reconstruction quality estimator. This implementation allows further optimizations.

The author also attempts to evaluate, using a complete Monte-Carlo simulation, the possibility of using very high energy photon sources as calibrated muon beams in order to estimate the absolute pointing and the angular resolution of the telescope. Although limited by large uncertainties, it is demonstrated that the possibility to detect such sources is extremely small. In addition, it is shown that the atmospheric neutrino background induced by very high-energy photons is negligible.

Keywords

ANTARES, neutrino astronomy, gamma-ray astronomy, bioluminescence, Čerenkov effect, extended air showers