

UNIVERSITÉ DE PARIS 7 - Denis DIDEROT
Mémoire d'habilitation à diriger des recherches

AU FIL DE L'ASTROPARTICULE

Nathalie PALANQUE-DELABROUILLE

Service de Physique des Particules
DAPNIA/SPP
CEA-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex

Habilitation soutenue le 15 juin 2005 devant le jury composé de :

James	BARTLETT	Rapporteur
Philippe	JETZER	Rapporteur
Yannick	MELLIER	Rapporteur
François	VANNUCCI	Président
Laurent	VIGROUX	Examineur

Table des matières

Avant-propos	v
1 EROS et la matière noire baryonique	1
1.1 L'effet de microlentille gravitationnelle	2
1.2 Le projet EROS	4
1.3 Analyse des données SMC	5
1.3.1 Candidats vers le SMC	6
1.3.2 Courbes d'exclusion	7
1.4 Modélisation des nuages de Magellan	11
1.4.1 Le petit nuage de Magellan	11
1.4.2 Le grand nuage de Magellan	12
1.5 Conclusion	18
2 ANTARES et les neutrinos de haute énergie	23
2.1 Enjeux d'un télescope à neutrinos	24
2.1.1 Le neutrino en tant que nouveau messenger	24
2.1.2 La détection de neutrinos de haute énergie	27
2.2 Le projet ANTARES	28
2.3 Bruit de fond optique	29
2.4 Longévité du télescope en milieu marin	36
2.5 Transparence du milieu marin — absorption et diffusion	40
2.6 Comparaison des sites de Baïkal, ANTARES et NEMO	47
2.7 Conclusion et perspectives	49
3 SNLS et les paramètres cosmologiques	51
3.1 Les supernovae de type Ia et le projet SNLS	52
3.2 Spectrométrie	55
3.3 Sélection en ligne des candidats supernovae	59
3.4 Recherche de supernovae	61
3.5 Perspectives	62
4 Activités de formation et communication scientifique grand public	65
Bibliographie	67

TABLE DES MATIÈRES

Avant-propos

« Astroparticule » est le nom donné à un domaine de recherche né récemment à la frontière entre l’astrophysique et la physique des particules. Ce domaine en plein essor regroupe entre autres des activités liées à la cosmologie, à la matière noire ou à la compréhension des sources les plus énergétiques de notre Univers, et profite de développements techniques permettant l’exploration de notre Univers par l’intermédiaire de nouveaux messagers.

Depuis ma thèse, soutenue en septembre 1997 et effectuée au sein de la collaboration EROS (Expérience de Recherche d’Objets Sombres) sur la recherche d’objets compacts sombres dans le halo de notre galaxie par effet de microlentille gravitationnelle, j’ai exploré plusieurs axes de recherche de cette nouvelle discipline.

De 1997 à 2003, j’ai poursuivi mon travail dans EROS, me concentrant sur l’analyse des données prises dans la direction du petit nuage de Magellan (SMC, pour Small Magellanic Cloud) afin de déterminer la contribution d’objets compacts baryoniques à la masse du halo sombre de notre galaxie. Avec deux collègues du SPP et deux physiciens du LAPTH, nous avons mené parallèlement une étude théorique permettant d’estimer la contamination du signal par des événements dus à des effets de microlentilles par des étoiles des nuages eux-mêmes. Les résultats obtenus ont donné lieu à plusieurs publications. J’ai également pu les présenter à l’occasion d’écoles ou de conférences internationales. Les principaux aspects de mon travail au sein d’EROS sont présentés dans le chapitre 1 de ce manuscrit.

De 1998 à 2004, j’ai pris part au projet ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch) dédié à la détection de neutrinos de haute énergie. Ces neutrinos permettent d’explorer des régions mal connues de notre univers, et peuvent donner des indications sur l’existence ou non de matière noire non baryonique. Le détecteur prévu consiste en plusieurs lignes de photomultiplicateurs placées à plus de 2000 m sous la surface de l’océan. Le déploiement et la mise en oeuvre d’un tel instrument imposent au préalable des études poussées sur plusieurs propriétés du milieu marin : le bruit de fond optique, le taux et la nature de la sédimentation sur les surfaces immergées, et la transparence (absorption et diffusion) de l’eau de mer. C’est sur ces aspects que j’ai principalement travaillé, menant les analyses sur les trois

Avant-propos

thèmes clefs des études de caractérisation de sites marins et participant ponctuellement à l'encadrement d'un étudiant en thèse à Oxford sur ces sujets. Ces analyses ont donné lieu à une publication chacune et à plusieurs présentations en conférences internationales. J'ai également mené des études permettant la comparaison des propriétés optiques de plusieurs sites (en Italie, en France et en Russie) envisagés pour des détecteurs sous-marins de neutrinos. Mon travail de recherche au sein de la collaboration ANTARES est présenté dans le chapitre 2. J'ai participé ponctuellement à l'encadrement de trois étudiants en thèse dans le cadre de cette expérience.

Depuis début 2003, je m'implique dans un projet plus proche de la cosmologie observationnelle : la recherche de supernovae de type Ia avec l'expérience SNLS (SuperNova Legacy Survey) pour la détermination des paramètres cosmologiques. L'utilisation pendant 5 années consécutives de la nouvelle caméra grand champ Megacam montée au foyer primaire d'un télescope de 3 m 60 va permettre pour la première fois d'obtenir un lot homogène et statistiquement important de supernovae, ayant toutes une large couverture temporelle de leur courbe de lumière et une détermination précise de leur type et de leur décalage spectral grâce à un complément spectroscopique systématique. Je contribue à la fois sur le plan photométrique pour la détection des supernovae (mettant à profit l'expérience acquise dans le cadre du projet EROS en analyse d'images) et sur le plan spectroscopique pour la mise en place d'une chaîne d'analyse automatique des spectres. En mai-juin 2003, j'ai dirigé un stagiaire de DEA sur les aspects de détection en ligne de candidats supernovae. Depuis octobre 2003, j'encadre un étudiant en thèse dans SNLS. Le projet SNLS en étant encore à ses débuts, je ne donnerai aucun résultat mais je décrirai succinctement mes contributions à ce jour dans le chapitre 3.

Je conclurai ce manuscrit en citant, dans le chapitre 4, l'ensemble de mes activités d'encadrement, de formation ou de communication scientifique grand public.

Cette habilitation à diriger des recherches est l'occasion de faire un bilan de mes contributions dans le domaine de l'astroparticule. Les perspectives dans chacun des thèmes que j'ai abordés sont données en conclusion des chapitres respectifs. Ayant couvert — et découvert — plusieurs axes de cette discipline, je souhaite à présent me concentrer sur des thématiques liées à la cosmologie, menant à terme les études entreprises dans le cadre de l'expérience SNLS et poursuivant avec un projet de nouvelle génération, plus sensible et plus précis. Dans cet âge d'or de l'astroparticule, l'habilitation à diriger des recherches me permettra d'encadrer des étudiants en thèse ou en post-doctorat qui souhaiteront être initiés au monde de la recherche.

Chapitre 1

EROS et la matière noire baryonique

Ayant rejoint la collaboration EROS (Expérience de Recherche d'Objets Sombres) en 1994, j'ai pu suivre la deuxième phase du projet (EROS 2) dans son intégralité, prenant part à la fois à des aspects techniques avec le développement d'outils pour la chaîne d'acquisition des données, à des décisions stratégiques avec la définition des champs et leur regroupement en zones de priorités, à la prise des données, passant plusieurs mois à l'observatoire de La Silla (Chili), puis bien sûr à l'analyse des données, de 1996 à 2003. Le but principal du projet EROS est la recherche de matière noire dans le halo de notre galaxie sous forme d'objets compacts baryoniques. Intéressée par cette problématique, je me suis concentrée sur les données prises dans la direction du petit nuage de Magellan.

Poursuivant l'étude débutée dans le cadre de ma thèse sur le premier événement détecté dans cette direction [Palanque-Delabrouille, 1997], j'ai pu montrer qu'il s'agissait d'un effet de microlentille gravitationnelle probablement provoqué par une étoile du petit nuage de Magellan et non par un objet sombre du halo de notre galaxie. Ce résultat a été publié en 1998 [Palanque-Delabrouille et al., 1998]. Par la suite, l'analyse de 2 années de données [Afonso et al., 1999] a conduit à la publication de la première courbe d'exclusion dans le domaine de masse privilégié jusqu'alors par l'expérience concurrente MACHO. Ceci a motivé la recherche d'une analyse plus performante. Après avoir effectué l'analyse de cinq années de données, j'ai ainsi contribué à la mise au point d'une méthode de calcul permettant la prise en compte simultanée des résultats de toutes les analyses antérieures du projet EROS [Afonso et al., 2003b]. Dans ce chapitre, je présenterai tout d'abord l'effet de microlentille gravitationnelle et l'expérience EROS. Je décrirai ensuite l'ensemble des analyses que j'ai menées dans le cadre de cette expérience.

EROS et la matière noire baryonique

Parallèlement à l'analyse de données EROS, j'ai étudié, avec Pierre Salati et Richard Taillet du LAPTH à Annecy, et Michel Spiro et Eric Aubourg du CEA-Saclay, la contribution au signal recherché des événements dus à des objets propres au grand nuage de Magellan. Nous avons modélisé les diverses populations stellaires du LMC, définies par leur masse moyenne et donc comme nous le verrons par la dispersion de vitesses associée à chacune de ces populations, afin de calculer de façon plus précise que pour l'approche globale habituellement utilisée le taux d'événements attendus par les expériences de recherche d'événements de microlentilles gravitationnelles. Cette étude a conduit à la publication de 2 articles [Aubourg et al., 1999, Salati et al., 1999] qui apportent un éclairage nouveau sur l'interprétation à donner aux résultats expérimentaux. Je consacrerai la dernière partie de ce chapitre à la présentation de cette étude, fréquemment référencée par les autres chercheurs qui se sont intéressés à cette question.

1.1 L'effet de microlentille gravitationnelle

Les courbes de rotation des galaxies spirales sont plates bien au delà de la distance maximale de la composante lumineuse des galaxies, indiquant la présence d'une contrepartie non visible appelée « halo sombre ». La densité massique de ces halos étant comparable à la densité des baryons dans l'Univers, il est légitime de supposer que les halos des galaxies spirales (et par conséquent celui de la Voie Lactée) soient constitués de matière baryonique sombre. L'idée d'utiliser l'effet de microlentille gravitationnelle pour sonder le halo de notre galaxie remonte à un papier publié par B. Paczyński [Paczynski, 1986].

Selon les principes de la relativité générale, les rayons lumineux issus d'une étoile source sont déviés par la présence d'un objet massif situé à proximité de la ligne de visée, comme l'illustre le schéma de la figure 1.1.

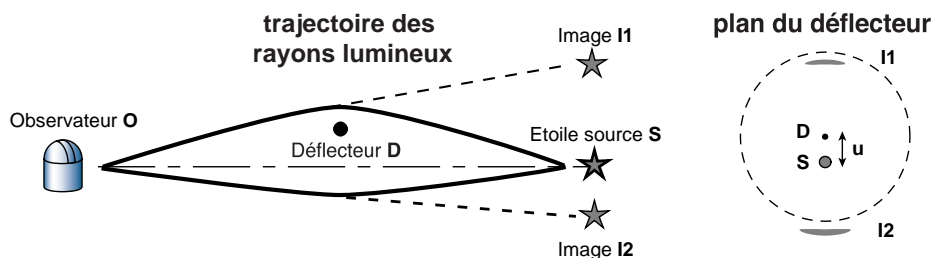


Fig. 1.1: Déviation de la lumière par un objet massif situé à proximité de la ligne de visée. Le cercle en tiret est le cercle d'Einstein de rayon R_E .

La distance caractéristique du phénomène est donnée par R_E , le rayon d'Einstein du cercle que forment les 2 images dans le cas de l'alignement parfait de la source,

1.1 L'effet de microlentille gravitationnelle

du défecteur et de l'observateur :

$$R_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} D_{OS} x(1-x)} , \quad (1.1)$$

où $x = D_{OD}/D_{OS}$ est le rapport de la distance observateur-défecteur à la distance observateur-source, M est la masse du défecteur et G la constante gravitationnelle. Pour des sources situées dans les nuages de Magellan et des lentilles dans le halo galactique avec des masses inférieures à une centaine de masses solaires, la séparation angulaire des deux images est au plus de l'ordre du millième d'arcseconde, trop faible pour être résolue par les télescopes actuels. Seul le flux de l'image combinée I1+I2 peut être mesuré. Celui-ci présente une amplification apparente du flux de l'étoile source par un facteur A tel que

$$A = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}} , \quad (1.2)$$

où u est le paramètre d'impact en unité du rayon d'Einstein. Cette amplification apparente est la manifestation du phénomène de microlentille gravitationnelle. Le phénomène étant purement géométrique, un événement de microlentille gravitationnelle est intrinsèquement achromatique, ce qui n'est généralement pas le cas des variations de luminosité des étoiles variables. C'est là un des critères qui permettra de distinguer les deux phénomènes.

Le mouvement des défecteurs potentiels dans le halo galactique rend l'effet transitoire, et donc détectable. La durée caractéristique t_E d'un événement est définie par le rapport du rayon d'Einstein à la vitesse transverse de déplacement des objets du halo, typiquement 220 km/s dans le modèle standard de halo isotherme et isotrope, soit, pour une étoile source du grand nuage de Magellan,

$$t_E = \frac{R_E}{v_t} \simeq 70 \sqrt{\frac{M}{M_\odot}} \text{ days} . \quad (1.3)$$

La probabilité qu'une source située dans les nuages de Magellan subisse à un instant donné un effet de microlentille gravitationnelle détectable (amplification A au moins égale à 1,34, correspondant à un paramètre d'impact inférieur au rayon d'Einstein) étant de l'ordre de 10^{-7} , les courbes de lumière de millions d'étoiles doivent être mesurées régulièrement, d'autant plus fréquemment que la masse supposée des défecteurs est faible (équation 1.3). Le seul paramètre directement accessible par les observations est la durée t_E de l'événement. Ce paramètre dépend à la fois de la masse du défecteur, de sa distance (on peut supposer connue la distance de l'étoile source), et de sa vitesse transverse. En raison de cette dégénérescence, un modèle du halo, de la galaxie hôte et de la Voie Lactée doit être invoqué pour extraire la masse la plus probable du défecteur pour chaque événement.

1.2 Le projet EROS

Pour sonder le halo sombre de la Voie Lactée, l'expérience EROS a exploité les lignes de visée vers deux cibles, le grand (LMC) et le petit (SMC) nuages de Magellan, situés à 55 et 65 kpc du soleil. Le statut des résultats publiés est indiqué dans la table 1.1, à la fois pour le projet EROS [Afonso et al., 2003b, Ansari et al., 1996, Lasserre et al., 2000] et pour son principal concurrent le projet MACHO [Alcock et al., 2000].

	EROS2 LMC	EROS2 SMC	EROS1 LMC	MACHO
Sources ($\times 10^6$)	25.5	5.3	4.1	10.7
Surface (deg^2)	39	9	27	15
Années analysées	3	5	3	5.7
Prédiction	21	12	2.4	55
Candidats	4	4	1	13 (17)

Tab. 1.1: Statut des projets EROS et MACHO dans la direction des nuages de Magellan. La ligne « prédiction » indique le nombre d'événements attendus dans le cadre d'un modèle de halo standard isotherme entièrement constitué d'objets compacts de $0.5 M_{\odot}$. Deux valeurs sont indiquées pour le nombre de candidats du projet MACHO, correspondant à deux analyses indépendantes des mêmes données.

L'expérience MACHO s'est concentrée sur les régions les plus denses du LMC alors que EROS a une couverture plus large, allant jusqu'à des régions bien plus faiblement peuplées. Cette différence de stratégie a une influence sur la sensibilité de chacun des projets aux événements causés par des défecteurs appartenant eux-mêmes au LMC : si telle est en effet la source principale d'événements de microlentille, MACHO en détecterait alors bien plus que EROS malgré un plus faible nombre total de sources, ce que semblent indiquer les résultats.

Le succès de cette nouvelle technique observationnelle a stimulé des recherches selon plusieurs autres lignes de visée. EROS a ainsi également exploré la direction du centre galactique [Afonso et al., 2003a] ce qui permet l'étude de la distribution de matière dans le disque de notre galaxie. Des centaines d'événements ont été détectés dans cette direction, dont certains dans des conditions particulières ou faisant intervenir des effets supplémentaires permettant de lever la triple dégénérescence entre la masse du défecteur, sa distance et sa vitesse, et ainsi d'extraire l'ensemble des paramètres.

Pour mener à bien ces recherches, l'expérience EROS a utilisé de 1996 à 2003 le télescope de 1 m de diamètre MARLY installé spécifiquement pour le projet sur le site de l'Observatoire Européen Austral à La Silla (Chili). Un cube dichroïque

1.3 Analyse des données SMC

placé dans l’axe optique séparait le flux incident selon deux bandes de fréquence larges, une “bleu” (λ entre 420 et 720 nm) et une “rouge” (λ entre 620 et 920 nm), permettant ainsi de tester l’achromaticité des événements. Au foyer de chacune des voies était placée une mosaïque de 8 CCDs 2k×4k couvrant chacune 1 degré carré du ciel. Cette caméra fut pendant quelques années la plus grande caméra CCD en fonctionnement. Le télescope, les caméras et le mode opérationnel sont décrits dans [Bauer et al., 1997], tandis que la réduction des données est détaillée dans [Palanque-Delabrouille et al., 1998].

L’objectif principal de l’expérience EROS était l’étude de la matière noire baryonique sous forme d’objet compact dans le halo de la galaxie. Toutefois, le grand champ de sa caméra rendait également possible d’autres études à partir d’observations ne prenant qu’une faible fraction du temps utile du télescope. Ainsi, quelques nuits par mois furent consacrées à la recherche de supernovae de type Ia pour des mesures de taux d’explosion [Hardin et al., 2000]. Cette thématique sera plus largement abordée au chapitre 3 dans le cadre du projet SNLS. Une recherche de naines blanches et de naines brunes dans le voisinage de notre soleil détectables par leur mouvement propre a également été effectuée [Goldman et al., 2002].

1.3 Analyse des données SMC

Les candidats détectés dans la direction du LMC indiquent une population de lentilles de masse probablement comprise entre 0.2 et 0.9 M_{\odot} pouvant constituer de l’ordre de 20% du halo galactique (modèle standard) [Alcock et al., 2000]. Les résultats de [Lasserre et al., 2000] excluent que des objets jusqu’à 1 M_{\odot} constituent plus de 40% de ce même halo. Ces lentilles ne peuvent être des étoiles ordinaires de la Voie Lactée car leur densité est bien trop faible pour expliquer tous les événements observés, et [Goldman et al., 2002] a démontré qu’elles ne peuvent pas non plus être des naines blanches du halo. La nature et la localisation de ces lentilles est l’objet de nombreuses discussions, les deux interprétations les plus probables étant soit des objets sombres de 0,4 M_{\odot} dans le halo de notre galaxie, soit des étoiles de faible masse de la séquence principale dans les nuages de Magellan [Sahu, 1994, Wu, 1994]. Ce débat rend la ligne de visée vers le SMC particulièrement intéressante. Alors que les caractéristiques en terme du taux et de la durée des événements doivent être semblables pour les deux nuages dans le cas de lentilles appartenant au halo galactique [Sackett and Gould, 1993], on s’attend à ce que la différence des propriétés dynamiques des deux nuages engendrent des distributions différentes pour des événements dus à des étoiles des nuages.

1.3.1 Candidats vers le SMC

Les 5,3 millions de courbes de lumière des étoiles du petit nuage de Magellan sont soumises à des coupures [Palanque-Delabrouille, 1997, Palanque-Delabrouille et al., 1998] qui visent à isoler les candidats de microlentille gravitationnelle du bruit de fond constitué par les étoiles intrinsèquement variables, par les novae ou supernovae (éventuellement dans des galaxies derrière les nuages de Magellan), et par les bruits instrumentaux ou liés à la photométrie. Les critères peuvent être regroupés en quatre catégories. La première utilise les propriétés des événements de microlentille, à savoir une amplification lumineuse simultanée en rouge et bleu, se produisant de façon unique pour une étoile donnée compte tenu de la faible probabilité du phénomène recherché. Ce premier jeu de critères permet déjà de rejeter 99,8% des étoiles dont la courbe de lumière ne présente aucune fluctuation. La deuxième catégorie de coupures a pour but la discrimination des étoiles variables. Sont ainsi partiellement exclues certaines régions du diagramme couleur-magnitude majoritairement peuplées d'étoiles intrinsèquement variables, ainsi que les étoiles dont les courbes de lumière rouge et bleue en dehors de la période d'amplification sont encore fortement corrélées. Les supernovae sont également rejetées à ce stade par la comparaison des temps de montée et de descente de l'amplification lumineuse (contrairement à un effet de microlentille gravitationnelle, la courbe de lumière d'une nova ou d'une supernova est fortement asymétrique). La moitié des courbes de lumière ayant franchi le premier jeu de coupures sont rejetées à cette étape, ne laissant plus que 5000 courbes de lumière environ. Un troisième jeu de critères permet alors de sélectionner les candidats présentant le meilleur ajustement à une courbe de microlentille, laissant une trentaine de candidats potentiels. Une dernière contrainte impose enfin une couverture temporelle de l'événement suffisamment importante pour exclure la plupart des variables à très longue période qui auraient franchi toutes les étapes précédentes. Notamment, les candidats dont le temps de traversée du rayon d'Einstein t_E est supérieur à 1200 jours (la couverture temporelle totale n'étant que de 5 ans) ne sont pas pris en compte.

Quatre candidats d'effets de microlentille gravitationnelle dans la direction du SMC sont alors retenus [Afonso et al., 2003b]. Les caractéristiques de ces événements pour un ajustement de courbe de microlentille sont données dans la table 1.2.

Sur les 4 candidats, seul le premier (SMC-1) est véritablement convaincant, les 3 autres étant probablement des étoiles variables de très longue période pour lesquelles la base de temps est insuffisante pour une discrimination efficace.

Compte tenu de sa longue durée, la courbe de lumière de SMC-1 devrait être affectée de déformations appelées effet de parallaxe dues au déplacement de la terre sur son orbite autour du soleil au cours de l'événement. Un paramètre naturel pour

1.3 Analyse des données SMC

	u_0	t_E (jours)	$\chi^2/\text{d.o.f}$
SMC-1	0.52	101	1026/706
SMC-2	0.82	390	1526/990
SMC-3	0.66	612	2316/968
SMC-4	0.80	243	2923/951

Tab. 1.2: Paramètre d’impact u_0 , durée t_E et χ^2 par degré de liberté des événements de microlentilles dans la direction du SMC.

mesurer cette déformation est le rayon de l’orbite terrestre R_o , en unité du rayon d’Einstein projeté sur cette orbite : $\delta u = R_o(1 - x)/R_E$ où $x = D_{OD}/D_{OS}$. A 95% de niveau de confiance, $\delta u < 0.054$ et aucun effet de parallaxe n’est donc détectable [Palanque-Delabrouille et al., 1998]. Deux explications sont alors possibles.

- Soit le déflecteur est un objet très massif du halo galactique ($M > 0.3 M_\odot$ et masse la plus probable autour de $2 M_\odot$), auquel cas le rayon d’Einstein du déflecteur est suffisamment grand pour que l’amplitude de la modulation de la ligne de visée due au déplacement de la terre soit négligeable devant le paramètre d’impact.
- Soit le déflecteur est interne au petit nuage de Magellan, auquel cas sa masse pourrait correspondre à celle d’une étoile faible de la séquence principale ($M \sim 0.07 M_\odot$).

Il est intéressant de noter les très longues durées des événements vers le SMC en comparaison aux durées typiquement observées dans la direction du LMC, de l’ordre de la trentaine de jours. Une telle disparité est difficilement conciliable avec une population unique (celle du halo galactique) engendrant les événements selon ces deux lignes de visées, et semble plus compatible avec l’hypothèse selon laquelle la majeure partie des événements proviendrait de déflecteurs internes aux nuages.

Reste alors à concilier les taux d’événements observés selon les deux lignes de visée LMC et SMC, avec les taux attendus d’après les modèles de ces deux nuages. Cet aspect de modélisation sera abordé à la section 1.4.

1.3.2 Courbes d’exclusion

Le faible nombre de candidats retenus incite au calcul de la limite supérieure de la contribution d’objets massifs compacts à la masse du halo sombre galactique, sous la forme de courbes d’exclusion en fonction de la masse des déflecteurs. La méthode décrite brièvement ci-après permet pour la première fois la prise en compte de toutes les analyses antérieures portant sur des jeux de données indépendants (disjoints dans le temps ou dans l’espace), quelque soit le nombre de candidats obtenu par chacune.

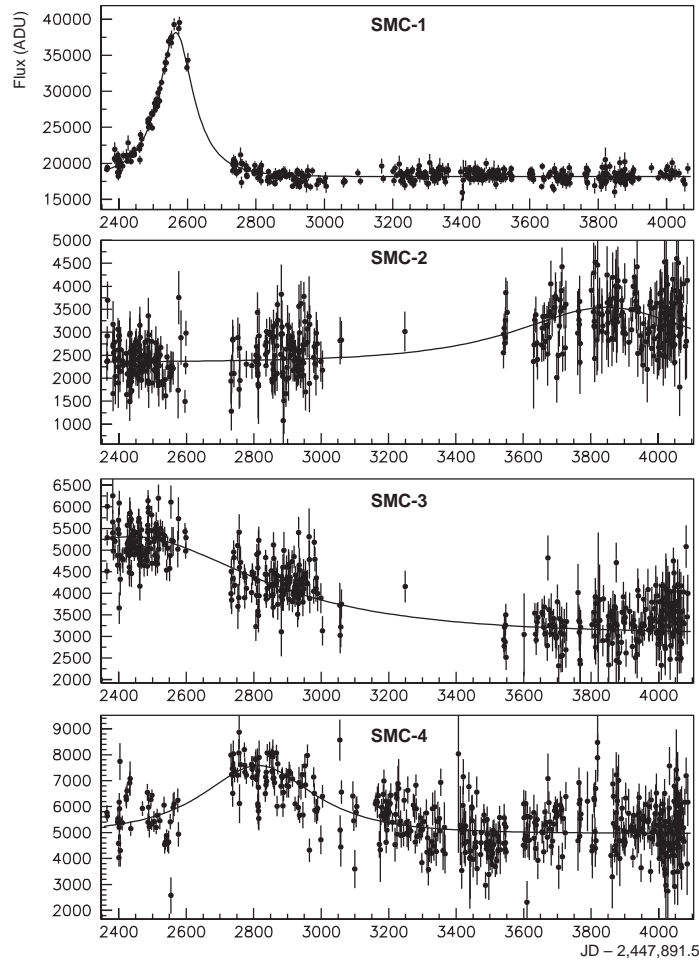


Fig. 1.2: Courbe de lumière (bande rouge) des candidats EROS détectés dans la direction du SMC.

Les détails peuvent être trouvés dans [Afonso et al., 2003b]. Le but est d'utiliser toute l'information disponible pour chaque expérience, à savoir le nombre de candidats détectés et la distribution de leurs durées.

Dans ce qui suit, le halo est modélisé par un halo standard isotherme et isotrope de masse $4 \times 10^{11} M_{\odot}$ à l'intérieur d'un rayon de 50 kpc.

Dans l'hypothèse où le halo est constitué d'objets compacts tous de même masse M , on définit pour chaque expérience la distribution $P_M(t_E)$ de la probabilité d'observer un événement de durée t_E , compte tenu de l'efficacité de détection pour chaque t_E . On appelle p_t la probabilité au sens du test de Kolmogorov d'obtenir la distribution de durées effectivement observée compte tenu de la distribution $P_M(t_E)$ prédite. On calcule par ailleurs le nombre d'événements prédits fN_M pour un halo dont la fraction f (en masse) serait composée de déflecteurs potentiels. Un niveau de confiance $1 - p_n$ au sens fréquentiste peut être établi en considérant que le nombre n d'événements

1.3 Analyse des données SMC

observés suit une loi de Poisson :

$$1 - p_n = \sum_{i=0}^n \frac{e^{-fN_M} (fN_M)^i}{i!} . \quad (1.4)$$

Le niveau de confiance du test combiné est obtenu par la probabilité p telle que

$$p = p_n p_t (1 - \ln p_n p_t) . \quad (1.5)$$

La limite fréquentiste sur f est alors donnée par la valeur de f telle que $p_{\max} = 0,05$.

Les probabilités p de chaque analyse indépendante sont combinées en pondérant chacune par le nombre d'événements prédits dans chaque cas, afin de donner plus de poids aux analyses les plus contraignantes, c'est-à-dire pour lesquelles un plus grand nombre d'événements est attendu.

Les différentes phases du projet EROS ont conduit aux résultats présentés dans la table 1.2 pour les événements dans la direction du petit nuage de Magellan — aucun candidat dans EROS1 [Renault et al., 1998] et 4 candidats dans EROS2 [Palanque-Delabrouille et al., 1998, Afonso et al., 2003b] — et dans la table 1.3 pour les événements dans la direction du grand nuage de Magellan — aucun candidat de masse planétaire [Renault et al., 1997, Renault et al., 1998], le candidat LMC-1 avec des plaques photographiques [Ansari et al., 1996] et les autres avec EROS2 [Lasserre et al., 2000, Milsztajn and Lasserre, 2001].

	u_0	t_E (jours)
LMC-1	0.44	23
LMC-2	0.21	44
LMC-3	0.59	24
LMC-4	0.41	35
LMC-5	0.30	30

Tab. 1.3: Paramètre d'impact u_0 et durée t_E des événements de microlentille dans la direction du LMC.

La figure 1.3 illustre les limites obtenues à 95% de niveau de confiance pour chacune des analyses indépendamment, ainsi que la limite combinée qui en est déduite. Seul le domaine de paramètres (f, M) situé sous la courbe est compatible avec les résultats d'EROS. Les limites en l'absence de candidats sont également indiquées, en traits pointillés fins, mettant en évidence l'impact des candidats sur chacune des courbes (affaiblissement local de la limite). Le fait que pour des masses supérieures à une masse solaire environ la limite combinée soit moins contraignante que la limite obtenue avec uniquement les résultats du LMC est une indication claire de l'incompatibilité des durées des jeux de candidats retenus dans les deux directions, LMC et

EROS et la matière noire baryonique

SMC. Même en excluant les 3 candidats SMC-2 à 4 qui sont probablement des étoiles variables, la limite EROS-2-SMC n'est guère modifiée ("SMC1 ONLY") et continue de contraindre la limite globale, confirmant l'hypothèse selon laquelle l'événement SMC-1 serait dû à un déflecteur interne au SMC et non à un objet d'une population de déflecteurs appartenant au halo galactique qui devrait alors expliquer l'ensemble des candidats. Les résultats de l'expérience EROS excluent que plus de 10 à 20% de la masse sombre du halo galactique soit constituée d'objets compacts de masse comprise entre 10^{-7} et 0.3 masse solaire, excluant ainsi les candidats baryoniques les plus classiques, notamment les naines brunes et les naines blanches.

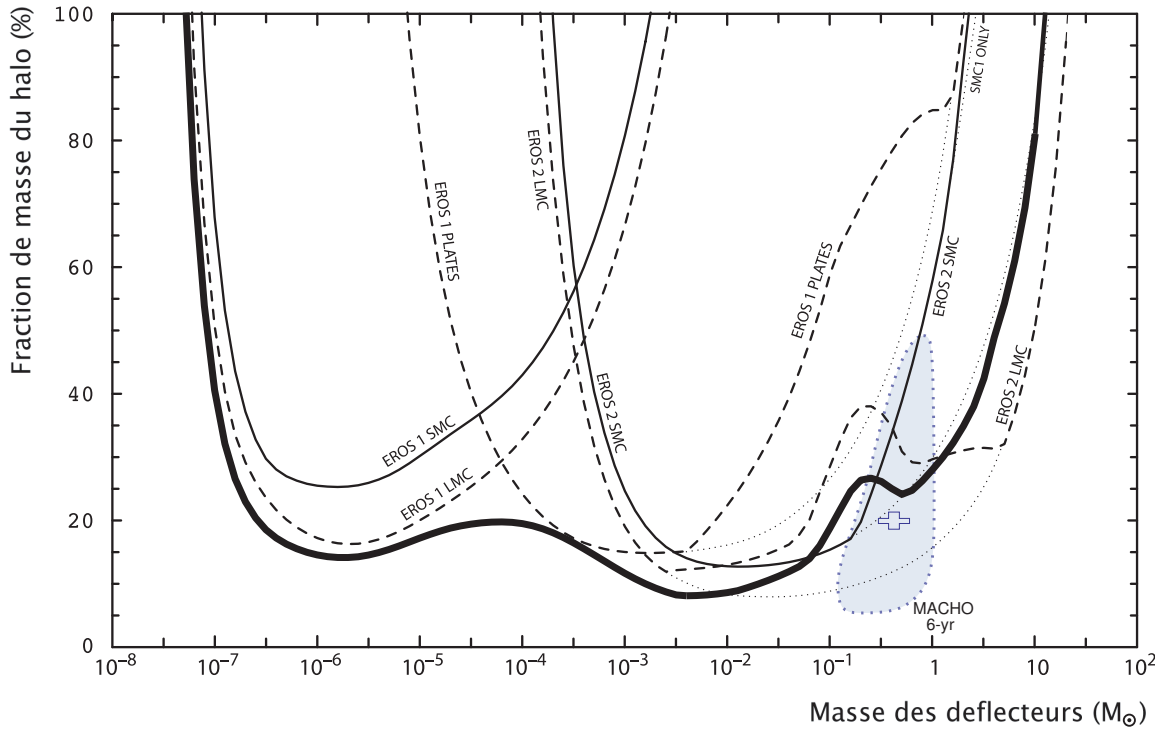


Fig. 1.3: Diagramme d'exclusion à 95% de niveau de confiance. La courbe en trait épais est la limite combinée obtenue à partir de l'ensemble des résultats d'EROS. La région favorisée par le projet concurrent MACHO est également indiquée en gris.

La région en gris illustre le domaine de f et M privilégié par l'expérience MACHO [Alcock et al., 2000]. Les derniers résultats d'EROS permettent de rejeter une grande partie de ce domaine, et ne sont que marginalement compatibles avec le point le plus probable ($f \sim 0,2$ et $M \sim 0,5 M_\odot$).

Il est envisageable que les jeux de candidats détectés vers le LMC (que ce soit par l'expérience EROS ou MACHO) soit encore contaminés par du bruit de fond provenant d'étoiles variables ou de candidats engendrés par des déflecteurs internes au LMC. Une étude approfondie des profondeurs optiques des deux nuages s'avère

nécessaire pour éclaircir cette dernière hypothèse et juger de sa validité. C'est l'objet de la section suivante.

1.4 Modélisation des nuages de Magellan

La modélisation des nuages de Magellan a pour but de déceler s'il est possible d'interpréter l'ensemble des candidats d'effet de microlentille gravitationnelle comme des événements causés par des défecteurs appartenant eux mêmes aux nuages, tout comme les étoiles sources dont ils paraissent amplifier le flux. L'étude consiste donc à déterminer la profondeur optique des nuages, définie comme la probabilité instantanée qu'une étoile donnée soit amplifiée d'un facteur supérieur à 1,34 (c'est à dire avec un paramètre d'impact du défecteur en unité de rayon d'Einstein $u < 1$), et à la comparer aux profondeurs optiques mesurées.

1.4.1 Le petit nuage de Magellan

Le seul candidat véritablement crédible dans la direction du petit nuage de Magellan est le candidat SMC-1 de durée $t_E = 129$ jours (après prise en compte du flux d'une étoile non résolue non amplifiée sous l'étoile source amplifiée). La profondeur optique expérimentale est déterminée par la relation

$$\tau = \frac{1}{N_{\text{obs}} T_{\text{obs}}} \frac{\pi}{2} \sum_{\text{evt}} \frac{t_E}{\epsilon(t_E)} , \quad (1.6)$$

où $N_{\text{obs}} = 5,3 \times 10^6$ est le nombre d'étoiles sources étudiées, $T_{\text{obs}} = 5$ ans est la durée du projet, et $\epsilon(t_E) = 0,24$ est l'efficacité de l'analyse pour détecter un événement de durée $t_E = 129$ jours. Considérant ce seul événement, la profondeur optique mesurée dans la direction du SMC est $\tau \simeq 8,7 \times 10^{-8}$. La contribution à cette profondeur optique provenant d'effets de lentille gravitationnelle par des étoiles de la Voie Lactée est environ un ordre de grandeur plus faible ($\sim 8 \times 10^{-9}$) [Gould et al., 1997].

Le SMC est une galaxie naine allongée le long de la ligne de visée, dont la profondeur varie de quelques kiloparsecs à une vingtaine de kiloparsecs selon les auteurs [Hatzidimitriou and Hawkins, 1989, Caldwell and Coulson, 1986, Mathewson et al., 1986]. La distribution de la masse du SMC peut être modélisée par un ellipsoïde de la forme

$$\rho = \frac{\Sigma_0}{2h} e^{-|z|/h} e^{-r/rd} , \quad (1.7)$$

où z est le long de la ligne de visée et r est transverse. Le paramètre h est de l'ordre de 2,5 kpc à 7,5 kpc selon les auteurs (les valeurs les plus hautes étant toutefois critiquées par [Martin et al., 1990]) et les autres paramètres sont déterminés

EROS et la matière noire baryonique

par ajustement de la dépendance radiale de l'intensité lumineuse sur les cartes de luminosité de surface du SMC de de Vaucouleurs, (les détails de ce calcul peuvent être trouvés dans [Palanque-Delabrouille et al., 1998]). On trouve $r_d = 0,54$ kpc et $\Sigma_0 \simeq 400 \text{ M}_\odot \text{pc}^{-2}$ en considérant un rapport moyen de masse à lumière dans le SMC de $3 \text{ M}_\odot / \text{L}_\odot$, semblable à celui de la Voie Lactée. La masse totale du SMC que l'on en déduit est de $\sim 1 \times 10^9 \text{ M}_\odot$, compatible avec les estimations qui en sont faites par ailleurs.

La profondeur optique pour des sources toutes situées à une même distance z_s et pour des défecteurs situés à une distance z_d et contenus dans l'unité de volume $r dr d\theta dz_d$ est donnée par l'intégrale le long de la ligne de visée de la densité surfacique de défecteurs $n(z_d) dz_d = \rho(z_d)/M dz_d$ multipliée par la section efficace de chacun (πR_E^2) avec R_E donné par l'équation 1.1, c'est à dire par la relation

$$\tau(z_s) = \int_{-\infty}^{z_s} \frac{\rho(z_d)}{M} dz_d \pi \frac{4GM}{c^2} \frac{(D_s + z_d)(z_s - z_d)}{(D_s + z_s)}. \quad (1.8)$$

Dans le cas où les défecteurs ont la même distribution spatiale que les sources, la profondeur optique intrinsèque du SMC est donnée par

$$\tau = \frac{\int \tau(z_s) \frac{\rho(z_s)}{M} r dr d\theta dz_s}{\int \frac{\rho(z_s)}{M} r dr d\theta dz_s}. \quad (1.9)$$

Pour une échelle de hauteur $h = 2,5$ kpc et $7,5$ kpc, la profondeur optique estimée est de $1,0 \times 10^{-7}$ et $1,8 \times 10^{-7}$ respectivement. Ces estimations sont parfaitement compatibles avec la profondeur optique mesurée ($\sim 1 \times 10^{-7}$) et l'interprétation du candidat de microlentille gravitationnelle dans la direction du SMC en tant qu'événement interne est donc plausible.

1.4.2 Le grand nuage de Magellan

L'expérience MACHO a publié une profondeur optique dans la direction du grand nuage de Magellan de $1,2_{-0,3}^{+0,4} \times 10^{-7}$, à partir de la sélection de 13 (ou 17) événements selon l'analyse [Alcock et al., 2000]. Comme pour le SMC, la contribution de la Voie Lactée à cette profondeur optique est négligeable. Gould [Gould, 1995] a constaté que la profondeur optique intrinsèque d'un disque ne dépendait que de la dispersion verticale σ de la vitesse de ses étoiles selon la relation :

$$\tau_{\text{LMC}} = 2 \frac{\sigma^2}{c^2} \sec^2 i, \quad (1.10)$$

où $i \sim 30$ degrés pour le LMC est l'inclinaison du disque. Compte tenu de sa distance, seuls les objets les plus brillants du LMC sont résolus, et Gould a estimé la dispersion de vitesse du nuage à partir d'observations d'étoiles carbonées appartenant à la

1.4 Modélisation des nuages de Magellan

branche des géantes asymptotiques du diagramme HR. Il obtient $\sigma \simeq 20\text{km/s}$ et donc $\tau_{\text{LMC}} \simeq 1 \times 10^{-8}$, un ordre de grandeur en dessous de la valeur mesurée. Il est clair cependant que sa conclusion provient directement de la faible dispersion de vitesses utilisée et qu'une augmentation de la dispersion de vitesses à considérer rendrait son affirmation erronée.

Biais dû à l'âge

Les tentatives de détermination de la dispersion de vitesses dans le LMC donnent autant de valeurs que de populations stellaires utilisées pour cette étude [Meatheringham et al., 1988, Hughes and others., 1991, Zaritsky et al., 1999]. Toutes indiquent toutefois une augmentation de la dispersion des vitesses avec l'âge de la population, qui peut s'expliquer par les chocs sur des nuages moléculaires par exemple que subissent les étoiles au cours de leur vie. Wielen [Wielen, 1977] a montré la relation suivante :

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + C_\sigma \tau \quad , \quad (1.11)$$

où σ_0 est la dispersion de vitesse initiale et τ est l'âge de la population. Reste donc à déterminer l'âge moyen des populations observées pour les mesures de dispersions de vitesses, à savoir généralement des géantes rouges. Cette étude, résumée ci-dessous, est présentée en détail dans [Salati et al., 1999].

En considérant une fonction initiale de masse de Salpeter $dN/dm \propto m^{-(1+\alpha)}$ avec $\alpha = 1,35$ et une histoire de formation stellaire $\mathcal{F}(t)$ dans le LMC constante durant les 10 premiers milliards d'années puis amplifiée d'un facteur 3 les 2 dernières années (le LMC étant âgé de 12 milliards d'années), on peut exprimer le nombre d'étoiles formées à un instant t et dont la masse est comprise entre m et $m + dm$ par

$$\frac{d^2N}{dm dt} = \mathcal{F}(t) m^{-(1+\alpha)} \quad . \quad (1.12)$$

La durée de vie d'une étoile sur la séquence principale est $\tau_{\text{MS}}(m) \simeq 12 \times 10^9 \text{ ans} / m^3$ où m est en masse solaire, et la durée de vie d'une étoile dans sa phase géante rouge est τ_{RC} (quelques millions d'années) indépendamment de la masse. Le nombre de géantes rouges observables aujourd'hui dans le domaine de masse entre m et $m + dm$ est donc

$$dN_{\text{RC}} = \mathcal{F}(t) m^{-(1+\alpha)} dm \times \tau_{\text{RC}} \quad . \quad (1.13)$$

L'âge moyen des géantes rouges est obtenu en intégrant τ_{MS} sur la population des géantes :

$$\langle \tau \rangle = \frac{1}{N_{\text{RC}}} \int_{m_1}^{\infty} \tau_{\text{MS}} dN_{\text{RC}} \quad , \quad (1.14)$$

EROS et la matière noire baryonique

soit un âge moyen $\langle \tau \rangle \simeq 2 \times 10^9$ ans. Ainsi, les géantes rouges habituellement utilisées pour les mesures de dispersion de vitesse ont en moyenne été formées lors de la récente flambée de formation stellaire et sont sensiblement plus jeunes que le disque du LMC.

Une simulation Monte Carlo des populations stellaires du LMC avec les hypothèses ci-dessus, pour des masses de progéniteurs comprises entre 0,1 et $10 M_\odot$ et en appliquant la loi d'évolution des dispersions de vitesses de l'équation 1.11 avec $\sigma_0 = 10 \text{ km s}^{-1}$ et $C_\sigma = 300 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} (10^9 \text{ ans})^{-1}$ (semblable à la valeur mesurée dans la Voie Lactée [Wielen, 1977]) permet alors de reproduire les dispersions de vitesses observées pour les différentes populations stellaires. Les étoiles les plus âgées de ce modèle ont une dispersion de vitesses $\sigma_{\text{max}} = 60 \text{ km s}^{-1}$, bien supérieure à celle obtenue pour les géantes rouges ($\sim 20 \text{ km s}^{-1}$).

Les dispersions de vitesses de l'ensemble des étoiles du LMC étant par conséquent probablement bien plus importantes que celles considérées par [Gould, 1995] pour les étoiles très brillantes, une modélisation à plusieurs composantes du LMC s'impose afin de recalculer la profondeur optique intrinsèque du LMC. Deux modèles des composantes stellaires du LMC seront considérés par la suite, des disques de Mestel ou des ellipsoïdes [Aubourg et al., 1999], qui reproduisent tous deux les paramètres connus du LMC : sa luminosité surfacique et sa vitesse de rotation constante ($V_c \simeq 65 \text{ km s}^{-1}$) jusqu'à environ 8 kpc du centre.

Modèle des disques de Mestel minces

Dans cette hypothèse, les profils de masse en R (dimension radiale) et en z (hauteur) sont indépendants. La densité de surface à la distance R du centre du LMC suit un profil de Mestel :

$$\Sigma(R) = 156 [M_\odot \text{ pc}^{-2}] \left(\frac{V_c}{65 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{1 \text{ kpc}}{R} \right), \quad (1.15)$$

où V_c est la vitesse de rotation du LMC. Pour $V_c = 65 \text{ km s}^{-1}$, la masse du LMC est de l'ordre de $5 \times 10^9 M_\odot$ à l'intérieur d'un rayon de 5 kpc, compatible avec les estimations actuelles.

Le disque du LMC est modélisé par un ensemble de 10 composantes stellaires, la plus légère comprenant les étoiles de masse entre 0,1 et $1 M_\odot$, et chacune des autres contenant les étoiles de masse de 1 à $2 M_\odot$ par tranche de $0,1 M_\odot$. La limite inférieure correspond aux étoiles les plus légères de la séquence principale. D'après l'expression de $\tau_{\text{MS}}(m)$ donnée dans la section précédente, les étoiles de masse inférieure à $1 M_\odot$ sont encore sur la séquence principale, avec un âge moyen de l'ordre de 6 milliards d'années. La première composante stellaire de notre modèle est donc associée à la plus grande dispersion de vitesses $\sigma_{\text{max}} = 80 \text{ km s}^{-1}$. Les dispersions de vitesses des autres

1.4 Modélisation des nuages de Magellan

composantes sont obtenues en combinant l'équation de diffusion 1.11 et l'expression de la durée de vie d'une étoile sur la séquence principale, ce qui donne

$$\sigma^2 = A + \frac{B}{m^3} \quad (1.16)$$

où A et B sont déterminés de façon à avoir une dispersion de 20 km s^{-1} pour les objets les plus lourds et les plus lumineux qui correspondent aux étoiles observables (lors des études de dispersion de vitesses ou avec les projets EROS et MACHO), et une dispersion de vitesses σ_{max} pour les étoiles les plus légères.

Les densités surfaciques de masse suivent une distribution de Salpeter, $d\Sigma/dm \propto m^{-\alpha}$, la normalisation étant calculée pour chaque composante de façon à reproduire la densité totale de l'équation 1.15 après sommation. La distribution verticale de chaque composante est supposée isotherme :

$$\rho_i(z) = \rho_{i,c} \exp\left(-\frac{\Phi(z)}{\sigma_i^2}\right) \quad (1.17)$$

et est obtenue en résolvant l'équation de Poisson (limitée à $z_{\text{max}} = 10 \text{ kpc}$ car les étoiles ne peuvent guère être considérées comme appartenant au LMC au delà) pour la densité totale ρ :

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} = 4\pi G\rho(z) . \quad (1.18)$$

Les calculs détaillés et les paramètres obtenus pour chacune des composantes se trouvent dans [Aubourg et al., 1999].

De façon analogue au cas du SMC, il est alors possible de calculer la profondeur optique intrinsèque du LMC à partir de l'équation 1.8 où $M = m_d$ est la masse du déflecteur et $\tau(z_s) = \tau(z_s, m_d)$ est la contribution à la profondeur optique des déflecteurs de masse m_d et des sources de masse m_s situées à z_s . La dispersion horizontale des vitesses est prise égale à la dispersion verticale. On intègre ensuite comme dans l'équation 1.9 sur l'ensemble des sources pour obtenir la contribution à la profondeur optique des déflecteurs de masse m_d et des sources de masse m_s . Toutes les étoiles sont utilisées comme déflecteurs potentiels et uniquement les étoiles de la composante à $2 M_\odot$ comme sources. Les contributions à la profondeur optique de chacune des 10 composantes sont finalement sommées :

$$\tau = \sum_{i_d=1}^{i_d=10} \tau(m_d(i_d), m_s = 10 M_\odot) . \quad (1.19)$$

Les résultats sont illustrés sur la figure 1.4 en fonction de la dispersion de vitesses maximale considérée pour les étoiles les plus vieilles.

La comparaison des courbes à 1 et à 5 kpc du centre montre que comme on pouvait s'y attendre la profondeur optique intrinsèque est plus importante (jusqu'à plus d'un

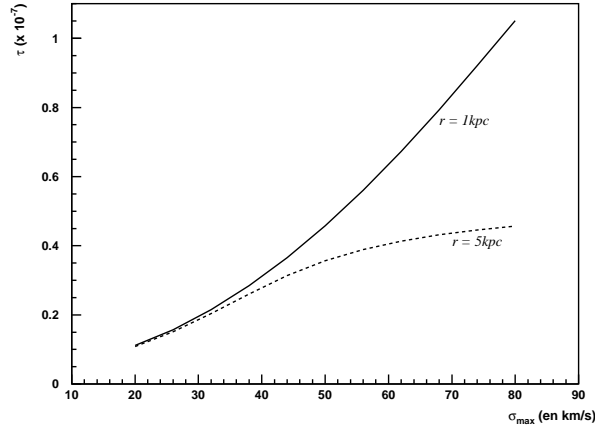


Fig. 1.4: Evolution de la profondeur optique intrinsèque τ du LMC en fonction de la dispersion de vitesse des étoiles les plus vieilles, à deux distances du centre du LMC : 1 et 5 kpc.

facteur 2 pour $\sigma_{\max} = 80 \text{ km s}^{-1}$) dans les régions centrales qu'en périphérie du LMC. Dans une interprétation de la majorité des événements observés en tant qu'effets de microlentille gravitationnelle internes au LMC, ceci justifie le plus grand nombre d'événements détectés par la collaboration MACHO qui étudie sensiblement le même nombre d'étoiles que la collaboration EROS mais couvre majoritairement les régions centrales (autrement dit les plus denses) et non l'ensemble du nuage.

Le modèle du disque de Mestel multi-composantes permet d'obtenir, à 1 kpc du centre, une profondeur optique de $\sim 1 \times 10^{-7}$, compatible avec les observations.

Modèle des ellipsoïdes

La modélisation du LMC peut encore être améliorée en couplant les dépendances en R et z par un profil ellipsoïdal de la forme

$$\rho_i(R, z) = \frac{\Lambda_i}{R^2 + \frac{z^2}{1 - e_i^2}} \quad (1.20)$$

pour chacune des composantes. Les distributions sont tronquées à $R_{\max} = 15 \text{ kpc}$. La dispersion de vitesse est localement définie par

$$\sigma_i^2 = \frac{\Phi(R, z) - \Phi(R, 0)}{\log\{\rho(R, 0)/\rho(R, z)\}} \quad (1.21)$$

1.4 Modélisation des nuages de Magellan

Il paraît toutefois plus approprié de considérer la dispersion de vitesses moyennée sur z , notée v_i , afin de se rapprocher des paramètres observables :

$$v_i(R) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \rho_i(R, z) \sigma_i(R, z) dz}{\int_{-\infty}^{\infty} \rho_i(R, z) dz} . \quad (1.22)$$

Tout comme dans la section précédente, les paramètres du modèle sont calculés en résolvant l'équation de Poisson tout en imposant une vitesse de rotation de 65 km/s et une densité surfacique de masse qui suit la loi de Salpeter. La dispersion de vitesses maximale est ici imposée par le modèle, de l'ordre de $V_c/\sqrt{2}$. On prendra $v_{\max} = 45$ km/s. On obtient alors, pour chacune des composantes, les paramètres e_i , v_i et Λ_i .

La profondeur optique intrinsèque τ du LMC peut être calculée comme précédemment. La figure 1.5 illustre la variation de τ avec la distance au cœur du LMC, pour deux valeurs de la vitesse maximale v_{\max} : 20 et 45 km/s (le cas $v_{\max} = 20$ km/s correspond en pratique à ne considérer qu'une seule population stellaire).

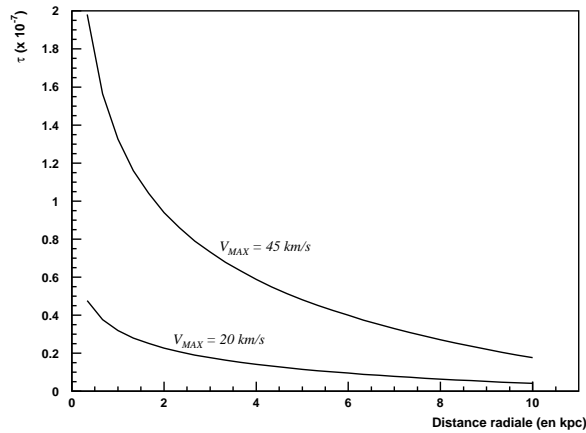


Fig. 1.5: Evolution de la profondeur optique intrinsèque τ du LMC avec la distance au centre du nuage, pour deux valeurs de la dispersion maximale de vitesse.

A une distance de 1 kpc du centre du LMC, la profondeur optique intrinsèque du LMC est de l'ordre de $1,3 \times 10^{-7}$, de nouveau parfaitement compatible avec les observations. La distribution des durées des événements prédite par ce modèle est également tout à fait compatible avec celle des événements observés par l'expérience MACHO, comme l'illustre la figure 1.6.

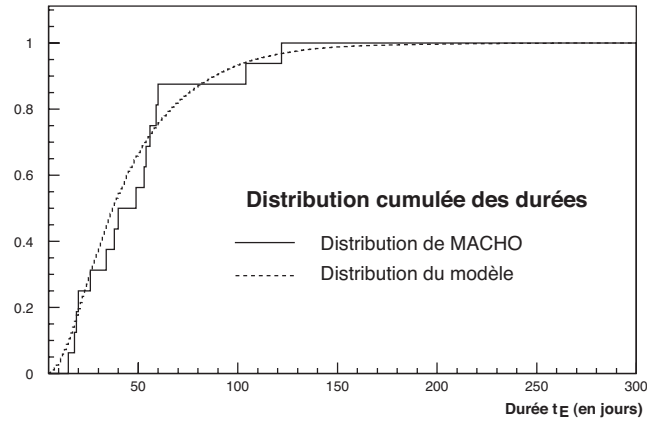


Fig. 1.6: Distribution cumulée des durées des événements prédite par le modèle des ellipsoïdes, comparée à la distribution cumulée observée par l'expérience MACHO [Alcock et al., 2000].

1.5 Conclusion

La recherche de microlentilles gravitationnelles permet de mettre en évidence la présence d'objets n'émettant pas suffisamment de lumière pour être détectés par les méthodes conventionnelles. Les centaines d'événements observés dans la direction du centre galactique ont largement confirmé la validité et l'intérêt de cette nouvelle technique d'observation.

J'ai concentré mon travail sur l'analyse des données EROS dans la direction du SMC. Seules quatre courbes de lumière parmi les 5,3 millions étudiées franchissent tous les critères de sélection permettant l'identification d'effets de microlentille gravitationnelle, dont trois sont probablement des étoiles variables de période supérieure à l'année. Les données complémentaires recueillies depuis et analysées dans le cadre de la thèse de P. Tisserand ([Tisserand, 2004]) confirment cette hypothèse. Le candidat le plus convaincant a une durée de 129 jours, bien plus longue que la durée typique des événements observés dans la direction du LMC. L'étude détaillée de ce candidat montre qu'il est parfaitement décrit par une courbe de Paczyński standard, sans les déformations attendues provoquées par le déplacement de la terre sur son orbite solaire au cours de l'événement. Le déflecteur est donc probablement situé dans le petit nuage de Magellan, tout comme l'étoile source dont il paraît amplifier le flux, et aucun candidat dans la direction du SMC n'est alors clairement identifiable à un effet de microlentille gravitationnelle dû à un objet du halo sombre [Palanque-Delabrouille et al., 1998].

J'ai ensuite travaillé sur le calcul des contraintes sur la matière noire baryonique que l'on peut déduire de ces résultats. Le faible nombre de candidats détectés, que

ce soit vers le grand ou le petit nuage de Magellan, permet de mettre des limites sévères sur la contribution de tels objets à la masse du halo sombre. En utilisant conjointement les résultats dans la direction du petit nuage de Magellan et ceux dans la direction du grand nuage de Magellan, en prenant compte à la fois des nombres de candidats détectés dans chaque cas et de la distribution de leurs durées, une courbe d'exclusion a pu être obtenue [Afonso et al., 2003b] qui élimine tout le domaine de masse allant de $2 \times 10^{-7} M_{\odot}$ à $1 M_{\odot}$ comme contribution à plus de 25% à la masse du halo sombre, dans l'hypothèse d'un halo isotherme et isotrope de $4 \times 10^{11} M_{\odot}$ à l'intérieur d'un rayon de 50 kpc. C'est le résultat le plus contraignant publié à ce jour sur la matière noire baryonique sous forme d'objets compacts dans le halo de notre galaxie. Bien que les statistiques soient encore limitées, les jeux de candidats dans la direction de chacun des nuages de Magellan présentent des caractéristiques suffisamment différentes, notamment les profondeurs optiques déduites dans chaque cas et la distribution des durées observées, pour qu'une interprétation des événements en tant qu'effets de microlentille gravitationnelle internes aux nuages soit privilégiée.

Afin de valider cette hypothèse, j'ai cherché à modéliser les nuages de Magellan. On peut représenter le petit nuage de Magellan par un ellipsoïde avec une échelle de hauteur de quelques kiloparsecs et calculer ainsi une profondeur optique interne de l'ordre de 1×10^{-7} , semblable à la profondeur optique mesurée expérimentalement [Palanque-Delabrouille et al., 1998]. La situation est plus complexe pour le LMC, le critère fondamental étant ici la dispersion des vitesses des étoiles dans le nuage, directement liée à la profondeur optique. La corrélation entre l'âge d'une population d'étoiles et sa dispersion de vitesses implique que les étoiles brillantes généralement utilisées pour les mesures de vitesses dans le LMC ont un âge moyen de l'ordre de 2 milliards d'années et sont ainsi bien plus jeunes que le disque du LMC (12 milliards d'années). Nous avons donc considéré la modélisation du LMC en plusieurs composantes, chacune associée à un domaine de masse (lié à la durée de vie donc à l'âge) et à une dispersion de vitesses différents. Les deux modèles étudiés, des disques de Mestel ou des ellipsoïdes, associés à des dispersions de vitesse allant de 20 km/s à 80 km/s ou de 20 km/s à 45 km/s respectivement, conduisent tout deux à des profondeurs optiques de l'ordre de 1×10^{-7} à 1 kpc du centre du LMC [Aubourg et al., 1999, Salati et al., 1999], semblables à la profondeur optique publiée par l'expérience MACHO sur cette même région. Ces études montrent clairement que l'hypothèse selon laquelle la majorité des événements serait due à des effets de microlentilles gravitationnelles internes aux nuages de Magellan est plausible. Les vitesses maximales dans ces modèles sont bien supérieures à celles mesurées sur les étoiles carbonées par exemple, ce qui a conduit à quelques critiques [Gyuk et al., 2000, Alves and Nelson, 2000], mais un Monte-Carlo permet de reproduire les dispersions de vitesses des différentes populations, toutes relativement

EROS et la matière noire baryonique

jeunes, utilisées pour les observations.

Des analyses menées par d'autres auteurs conduisent néanmoins à des interprétations différentes. En particulier, à partir d'une modélisation du LMC selon [van der Marel and Cioni, 2001, van der Marel et al., 2002] et en considérant un halo sombre autour du LMC, [Mancini et al., 2004] montrent que les événements de l'expérience MACHO ne peuvent tous être des événements de microlentille internes au LMC : l'asymétrie de la distribution de 14 des 17 événements (exclusion d'une nova, d'un événement dû à un défecteur binaire et d'un autre dû à un défecteur du disque galactique) autour de la ligne nodale du LMC semble indiquer qu'une fraction des événements proviendrait d'un halo autour du LMC. Le faible nombre d'événements observés ne permet cependant pas d'affirmer avec certitude l'existence d'une telle asymétrie. De plus, l'analyse récente de [Tisserand, 2004] montre que l'un des événements considérés exhibe une nouvelle fluctuation ce qui l'exclut définitivement et affaiblit l'asymétrie.

Plusieurs événements initialement annoncés soit par EROS soit par MACHO ont ainsi été exclus, jusqu'à près de 7 ans après avoir été découverts. La durée de vie limitée des projets ne permettant pas de rejeter l'ensemble des étoiles variables polluant le signal de microlentille recherché, la profondeur optique expérimentale n'est qu'une limite supérieure à la profondeur optique réelle. La profondeur optique mesurée par EROS dans la direction du LMC avec 6,7 années de données est de $1,5 \times 10^{-8}$, compatible avec les estimations de taux de microlentilles internes au LMC (même en considérant une dispersion de vitesse de 20 km/s seulement comme dans [Jetzer et al., 2004] par exemple).

Plusieurs expériences tentent de détecter des effets de microlentilles gravitationnelles dans la direction de M31. Les analyses sont encore en cours, mais aucun signal clair de l'existence d'un halo sombre autour de M31 n'a été mis en évidence à partir des 7 candidats détectés [Belokurov et al., 2004, Paulin-Henriksson and Calchi Novati, 2004].

L'expérience EROS a permis de démontrer que l'essentiel de la masse sombre du halo de notre galaxie n'était pas sous forme d'objets compacts baryoniques de masse inférieure à une masse solaire environ. Des études spécifiques menées par l'expérience MACHO sur la contribution d'objets de plus grande masse ont permis d'éliminer également la majeure partie de la région comprise entre 1 et 30 masses solaires [Alcock et al., 2001] (voir également la thèse de [Tisserand, 2004] dont la courbe d'exclusion couvre la région jusqu'à $100 M_{\odot}$). Complétant le tableau dressé par les expériences de recherche d'effets de microlentilles gravitationnelles (voir figure 1.7), des études indépendantes portant sur la statistique des systèmes binaires dans le halo permettent d'exclure que plus de $\sim 20\%$ du halo soit constitué de trous noirs de plus de 500 masses solaires [Yoo et al., 2004], tandis que des considérations sur la stabilité

du disque galactique excluent toute présence de trous noirs de plus de 10 millions de masse solaire [Lacey and Ostriker, 1985].

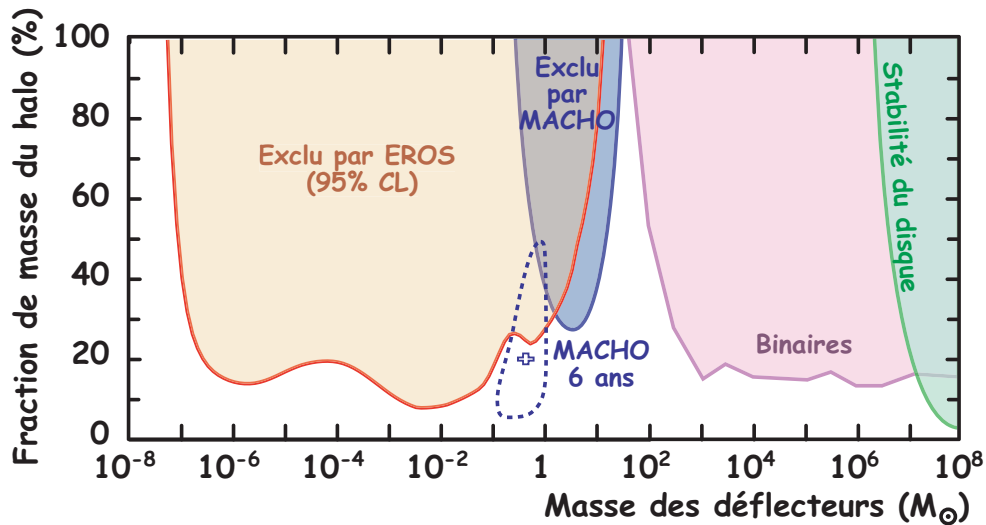


Fig. 1.7: Ensemble des limites actuelles sur la contribution d’objets compacts baryoniques à la masse du halo sombre de notre galaxie.

Au vu de ces résultats, la recherche directe de particules super-symétriques avec des projets tels Edelweiss (en Europe) ou CDMS (aux États-Unis) prend tout son sens. D’autres expériences permettent une recherche indirecte de matière noire super-symétrique, comme nous en verrons un exemple dans le prochain chapitre avec le projet ANTARES.

Quant à la matière noire baryonique, elle se trouve ailleurs, ou sous forme non compacte. En particulier, de l’hydrogène intergalactique ionisé (à la température d’une centaine d’électron-volts), ou de petits nuages froids dans les amas ou dans les groupes de galaxies [Kamaya and Silk, 2002] pourraient compléter le bilan des baryons dans l’univers pour atteindre enfin la densité en baryons prédite par les études sur la nucléosynthèse primordiale et confirmée par les mesures expérimentales récentes du satellite WMAP sur le fond diffus cosmologique [Spergel et al., 2003].

Chapitre 2

ANTARES et les neutrinos de haute énergie

Avec un détecteur de neutrinos dans le domaine d'énergie allant de quelques GeV jusqu'à plusieurs centaines de TeV, le projet ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch) se propose d'ouvrir une nouvelle fenêtre d'observation sur l'univers. La première partie de ce chapitre sera consacrée à la présentation des enjeux d'un télescope à neutrinos. Je décrirai les sources potentielles de neutrinos de haute énergie, et les contraintes que les propriétés des neutrinos imposent sur le détecteur.

Pour des raisons présentées dans cette première section, le détecteur sera immergé par plus de 2000 mètres de fond en Méditerranée. Cet environnement inhabituel en physique des particules nécessite des études approfondies afin de caractériser le milieu et de juger de son adéquation à la recherche de neutrinos de haute énergie. Ayant rejoint la collaboration ANTARES alors que le projet débutait à peine sa phase de recherche et développement, j'ai choisi de m'investir dans ces activités naissantes. Trois catégories de paramètres ont été étudiées en détail, en raison de leur importance pour les choix de conception du détecteur :

- Le bruit de fond optique lié à la radioactivité naturelle de l'eau ou à l'émission lumineuse d'espèces animales limite la sensibilité des instruments et impose des contraintes sur l'électronique de déclenchement. L'étude de ce bruit optique fut publiée en 2000 [Amram et al., 2000] et est présentée dans la section 2.3 de ce chapitre.
- Le taux et la nature de la sédimentation sur les surfaces immergées limitent l'espérance de vie potentielle d'un détecteur sous-marin et contraignent l'orientation de ses modules optiques. Les mesures portant sur la sédimentation ont conduit à une publication en 2003 [Amram et al., 2003] et font l'objet de la section 2.4.

ANTARES et les neutrinos de haute énergie

- Les propriétés d’absorption et de diffusion des photons dans l’eau de mer ont un impact direct sur le choix de la géométrie du détecteur, sur le volume efficace du télescope et sur la précision de reconstruction des traces des muons induits. Les résultats de l’étude sur la transparence de l’eau ont été soumis à Astroparticle Physics pour publication [Aguilar et al., 2004], et sont présentés dans la section 2.5.

Chaque pan de cette évaluation a fait l’objet de mesures *in-situ* à l’aide de lignes instrumentées spécifiques, dont la conception et la mise en oeuvre ont été menées au DAPNIA. J’ai participé à la calibration des instruments en laboratoire et à de nombreuses missions en mer pour la prise des données. J’ai assuré l’ensemble des analyses jusqu’aux publications finales.

A plusieurs occasions, dans le cadre des études mentionnées ci-dessus ou sur des aspects généraux de la physique des neutrinos, j’ai contribué à l’encadrement d’étudiants en thèse dans l’expérience ANTARES, (F. Blondeau et A. Kouchner au CEA, W. Schuster à l’université de Oxford).

2.1 Enjeux d’un télescope à neutrinos

2.1.1 Le neutrino en tant que nouveau messager

Plusieurs thèmes de la physique ou de l’astrophysique contemporaines peuvent être abordés par l’observation de neutrinos de haute énergie.

Oscillations des neutrinos

Les propriétés d’oscillations des neutrinos peuvent être étudiées avec un télescope à neutrinos dans la gamme d’énergie de 10 à 100 GeV environ. L’interaction dans la haute atmosphère des rayons cosmiques produit en effet une gerbe de particules dont une partie sous forme de neutrinos, appelés neutrinos atmosphériques. Une mesure du spectre en énergie des neutrinos verticaux produits en un point du globe terrestre diamétralement opposé à la position du détecteur, et ayant donc traversé dans la terre une distance rigoureusement égale au diamètre terrestre, permettrait une confirmation indépendante des oscillations de neutrinos atmosphériques annoncées en juin 98 par l’expérience SuperKamiokande [Fukuda et al., 1998]. Comme illustré sur la figure 2.1, la probabilité de survie des neutrinos ν_μ présente en effet une variation maximale d’amplitude entre 10 et 35 GeV pour un parcours du neutrino égal au diamètre terrestre et pour $\Delta m^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta = 1$, valeurs centrales de l’analyse publiée par l’expérience SuperKamiokande.

2.1 Enjeux d'un télescope à neutrinos

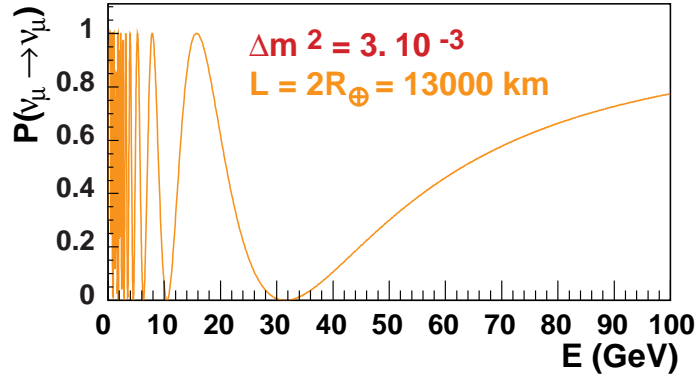


Fig. 2.1: Spectre en énergie des neutrinos muoniques pour une oscillation $\nu_\mu - \nu_\tau$ avec la valeur la plus probable de Δm^2 et $\sin^2 2\theta$ d'après [Fukuda et al., 1998] et pour une distance de propagation dans la terre égale au diamètre terrestre.

Matière noire non baryonique

L'étude de la dynamique des amas de galaxies montre qu'une grande partie de la masse des amas n'est pas visible. Rapportée à l'échelle de l'univers, la quantité de matière noire ainsi mise en évidence excède largement la quantité de matière attendue sous forme baryonique, d'après les études sur la nucléosynthèse primordiale et les contraintes apportées par les abondances des éléments légers. Il faut donc invoquer une grande quantité de matière noire non baryonique. Les recherches actuelles s'orientent vers les particules super-symétriques dont la plus légère, le neutralino, est le candidat privilégié. Perdant de l'énergie lors des collisions élastiques successives avec des corps massifs comme la terre ou le soleil, ou au centre de régions denses comme le centre galactique, les neutralinos pourraient s'accumuler en leur cœur où ils viendraient à s'annihiler (en tant que particules de Majorana), produisant des paires de neutrinos-antineutrinos. Dans la gamme d'énergie de la dizaine de GeV à 1 TeV environ, un télescope à neutrinos pourrait donc percevoir un excès de flux de neutrinos en provenance de régions denses, signant la présence (et donc l'existence) de matière noire non baryonique.

Astrophysique des hautes énergies

Le photon est le messager traditionnel de l'astrophysique. A haute énergie cependant, les photons produisent des paires électron-positron lors de leur interaction avec les fonds de rayonnement infra-rouge, micro-onde et radio omni-présents dans l'univers. Comme l'ont montré [Jelley, 1966] et [Gould and Schreder, 1966] dès la découverte du fond diffus micro-onde, ce phénomène limite la distance d'observation de photons d'énergie supérieure au TeV à la centaine de Mpc environ (figure 2.2).

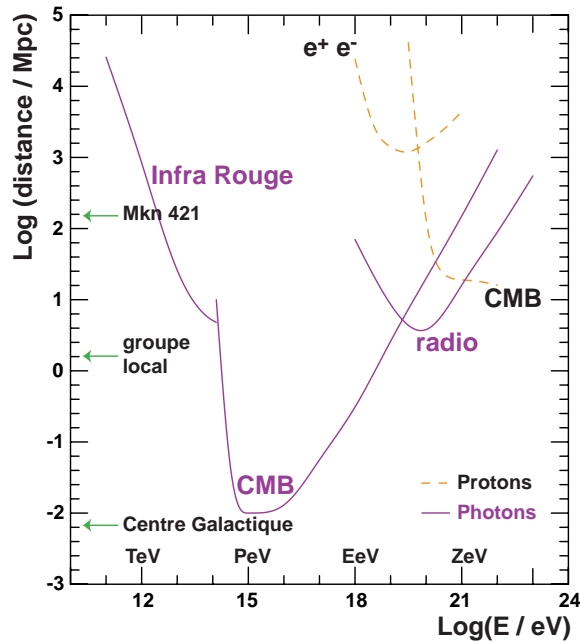


Fig. 2.2: Distance maximale parcourue par des photons (trait plein) ou des protons (traits pointillés), suite à leur interaction sur les fonds de rayonnement infra-rouge, micro-onde ou radio. L'AGN le plus proche, Mkn 421, n'est observable que jusqu'à des énergies de quelques TeV.

Un phénomène analogue, appelé effet GZK d'après les auteurs Greisen, Zatsepin et Kuz'min qui ont prédit son existence [Greisen, 1966, Zatsepin and Kuz'min, 1966], se produit sur les protons. Bien que pouvant se propager sur de bien plus grandes distances que les photons avant d'être absorbés par effet GZK, ils ne permettent néanmoins pas de sonder l'univers à des distances cosmologiques au delà de $\sim 10^{19}$ eV. Quant aux protons d'énergie inférieure à 10^{18} eV, ils sont déviés par les champs magnétiques galactiques et intergalactiques, ne permettant plus de remonter à leur source de production.

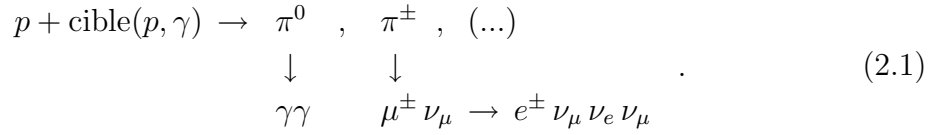
Les neutrons, électriquement neutres, ne sont pas affectés par les champs magnétiques mais leur durée de vie n'étant que de 15 mn, ils ne peuvent se propager que sur au plus quelques parsecs, même à des énergies de 10^{18} eV. Ils ne sont donc pas davantage des candidats performants pour l'étude des objets extrêmes de l'univers lointain.

N'étant pas chargés et n'interagissant que faiblement avec la matière ou le rayonnement, les neutrinos se présentent comme des messagers idéaux pour sonder non seulement les régions les plus lointaines de l'univers sans être déviés ni absorbés sur leur trajet, mais également les astres aux densités extrêmes, opaques aux photons.

Les neutrinos peuvent apporter beaucoup à l'astrophysique des hautes énergies. Ils peuvent en effet être produits lors de l'interaction entre des protons accélérés et

2.1 Enjeux d'un télescope à neutrinos

une cible de matière ou de rayonnement, selon la chaîne de réactions



Les π^0 se désintègrent en photons de haute énergie qui sont effectivement observés en provenance de plusieurs sources astrophysiques, tandis que les π^\pm engendreraient un flux de neutrinos. Les sources potentielles de neutrinos de haute énergie dans l'univers correspondent donc aux accélérateurs cosmiques de particules. Ils peuvent être d'origine galactique, comme les restes de supernovae, les étoiles binaires ou les micro-quasars, ou d'origine extra-galactique, comme les noyaux actifs de galaxie ou les sursauts gamma. Ces objets sont encore fort mal connus, et le mécanisme même de production de particules énergétiques en leur sein est encore incertain. Deux hypothèses sont envisagées à ce jour, soit une origine hadronique comme décrite dans l'équation 2.1, soit une origine électromagnétique (par effet Compton ou synchrotron), auquel cas aucun neutrino ne serait produit simultanément aux photons. L'observation de neutrinos énergétiques en provenance de l'une de ces sources permettrait de trancher définitivement entre ces deux mécanismes.

2.1.2 La détection de neutrinos de haute énergie

Si la très faible interaction des neutrinos avec la matière est un atout fondamental pour l'astrophysique, c'est un inconvénient majeur pour leur détection. Bien que la section efficace d'interaction des neutrinos augmente avec l'énergie, les flux différentiels de neutrinos sont en E^{-2} et demeurent petits. Un détecteur de neutrinos de haute énergie devra donc couvrir une surface effective de l'ordre du kilomètre carré.

Le bruit de fond principal provient des muons produits lors de l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère terrestre. La plupart d'entre eux peuvent être rejetés en rendant le détecteur sensible uniquement aux particules montantes (donc ayant traversé la terre), mais le résidu des muons rétro-diffusés domine encore largement le signal pour un détecteur en surface. Un blindage important est nécessaire, comme celui apporté par une couverture de plus d'un kilomètre d'eau ou de glace.

Détecter des neutrinos revient à détecter les muons produits lors de l'interaction par courant chargé des neutrinos avec la matière entourant le détecteur. A haute énergie, l'angle entre le muon induit et le neutrino incident est de l'ordre de $0.7^\circ / (E(\text{TeV}))^{0.6}$, permettant la détermination de la position de la source du neutrino avec une résolution inférieure au degré. Un télescope à neutrinos consiste en un réseau de photomultiplicateurs qui détectent la lumière Cerenkov émise par le muon relativiste dans l'eau ou la glace. La détermination de la trajectoire du muon

ANTARES et les neutrinos de haute énergie

est obtenue à partir de la mesure des temps d'arrivée des photons sur chacun des photomultiplicateurs.

2.2 Le projet ANTARES

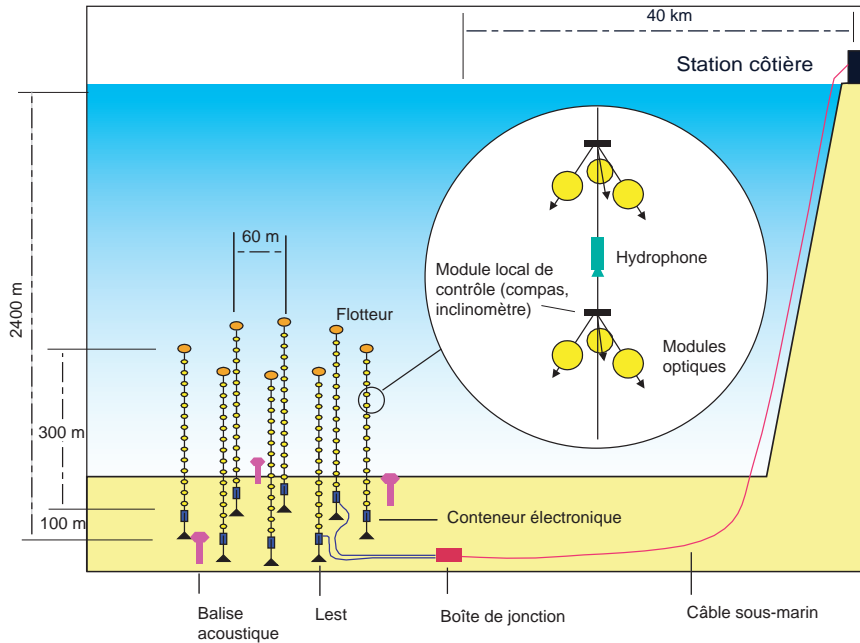


Fig. 2.3: Schéma du détecteur ANTARES.

Le projet ANTARES¹ vise à la construction, au déploiement et à l'exploitation d'un télescope à neutrinos de $0,1 \text{ km}^2$ environ dans la mer Méditerranée [Aslanides et al., 1999]. Le site choisi est situé à 40 km des côtes au large de Toulon, à une profondeur de 2400 m. La configuration du détecteur résulte d'un compromis entre les exigences scientifiques et les contraintes liées à l'environnement marin dont l'étude est présentée dans la suite de ce chapitre. Le détecteur sera constitué de 12 lignes instrumentées situées à environ 60 m les unes des autres, ce qui optimise la surface effective du détecteur compte tenu de l'atténuation de la lumière sur le site ($\lambda_{\text{att}} \sim 50 \text{ m}$). Chaque ligne comportera 30 étages de 3 modules optiques, orientés vers l'hémisphère inférieure à 45 degrés de la verticale afin de favoriser la détection de neutrinos montants. Les étages sont espacés de 12 m. La perte d'énergie entre deux étages consécutifs d'un muon montant étant de 2,5 GeV, le seuil absolu de sensibilité du détecteur est donc placé à quelques GeV, compatible avec une astronomie neutrino à des énergies supérieures à la dizaine de GeV environ. L'ensemble

1. <http://antares.in2p3.fr>

2.3 Bruit de fond optique

des lignes sera connecté à terre par l'intermédiaire d'un câble électro-optique de 4 km de long. Un schéma de principe est illustré dans la figure 2.3. Le déploiement des 12 lignes du détecteur se fera entre 2004 et 2006.

Plusieurs projets se sont lancés dans la quête des neutrinos de haute énergie. Leurs caractéristiques principales sont présentées brièvement dans le tableau 2.1. Les avantages et les inconvénients de chacun dépendent essentiellement du site choisi. L'absorption de la lumière du rayonnement Cerenkov est plus importante dans l'eau de mer (longueur d'absorption λ_{abs} de l'ordre de 50 m) que dans la glace ($\lambda_{\text{abs}} \sim 100$ m), et encore plus importante dans un lac ($\lambda_{\text{abs}} \sim 20$ m). C'est la cause principale de la limitation de la surface effective des différents détecteurs. La diffusion dans l'eau douce ou salée est par contre bien moins importante (longueur de diffusion en bleu $\lambda_{\text{sct}}^{\text{eff}} \sim 200$ m) que la diffusion dans la glace ($\lambda_{\text{sct}}^{\text{eff}} \sim 25$ m), ce qui favorise ici les sites marins qui pourront donc atteindre de meilleures résolutions angulaires sur la reconstruction des traces des neutrinos.

Les projets AMANDA et ANTARES sont complémentaires à plusieurs points de vue. Les caractéristiques des sites en particulier offrent une meilleure sensibilité à l'un et une meilleure résolution spatiale à l'autre. Situés l'un au pôle Sud et l'autre dans l'hémisphère Nord, ils observent des régions différentes de l'univers. Seul le projet ANTARES, par exemple, peut étudier des sources situées dans le centre galactique.

Compte tenu de la complexité d'un détecteur à neutrino, qui plus est en milieu marin comme c'est le cas pour ANTARES, une étude approfondie du site est indispensable avant le déploiement du dispositif final. Des lignes instrumentées spécifiques et autonomes ont été conçues afin d'effectuer *in situ* les diverses mesures de caractérisation nécessaires. La plupart des mesures ont été faites sur le site au large de Toulon choisi pour le déploiement du détecteur. Pour comparaison, d'autres mesures ont toutefois été effectuées au large de la Corse, n'indiquant pas de différence notable avec les valeurs obtenues au large de Toulon. Ce travail d'évaluation des sites dans le cadre du projet ANTARES est décrit dans les sections qui suivent.

2.3 Bruit de fond optique

Le niveau de la pollution lumineuse autour du détecteur a un impact sur le choix de l'électronique et de la logique de déclenchement, ainsi que sur la configuration à adopter pour les modules optiques, éléments du détecteurs contenant chacun un tube photomultiplicateur. Même par 2500 m de fond, l'environnement du détecteur n'est pas parfaitement sombre. Des photons sont en effet émis par au moins 2 sources distinctes : une partie du bruit de fond optique provient de la désintégration du ^{40}K naturellement présent dans le sel marin, supposée constante dans le temps puisque le taux de salinité ne varie pas, l'autre est due à l'activité biologique, d'intensité variable.

ANTARES et les neutrinos de haute énergie

Surface effective $\sim 10^3 \text{ m}^2$

Baïkal (1980)	Lac Baïkal (Sibérie) Profondeur : 1200 m Déploiement facilité quand lac gelé Peu de logistique sur place	$\sim 200 \text{ PM}$ Premiers ν montants
------------------	---	--

Surface effective $\sim 10^4 - 10^5 \text{ m}^2$

AMANDA (1993)	Glacé polaire antarctique Profondeur : 1500 à 2000 m Déploiement facilité (milieu rigide) Maintenance difficile	$\sim 700 \text{ PM}$ Premiers résultats
ANTARES (1996)	Mer Méditerranée (France) Profondeur : 2400 m Excellente logistique (IFREMER) Déploiement par beau temps	$\sim 1000 \text{ PM}$ En construction
NESTOR (1989)	Mer Ionienne (Grèce) Profondeur : 3800 m Déploiement par beau temps	12 tours de 12 PM R&D

Surface effective $\sim 1 \text{ km}^2$

NEMO (?) (1998)	Mer Méditerranée (Italie?) Profondeur : 3300 m Excellente logistique Déploiement par beau temps	R&D électronique Recherche du site
ICE CUBE (2002)	Glacé polaire antarctique Profondeur : 1500 à 2300 m Déploiement facilité (milieu rigide) Maintenance difficile	Accepté pour 4800 PM

Tab. 2.1: Nom de la collaboration (date de début du projet), caractéristique du site et état d'avancement des différents projets en astronomie neutrino.

Principe de la mesure

Des lignes instrumentées ont été développées pour mesurer les taux de comptage sur un module optique, les taux de coïncidences entre deux modules, les corrélations des taux à diverses distances, ainsi que leurs variations temporelles. Les mesures ont été effectuées sur le site ANTARES (42°50' N, 6°10' E) ainsi qu'au large de la Corse (42°22' N, 8°15' E). Les modules optiques utilisés sont semblables à ceux prévus pour le détecteur ANTARES, à l'exception de la taille du photomultiplicateur (8" au lieu de 10"). Chaque ligne comporte 3 modules optiques, dans les configurations indiquées sur la figure 2.4.

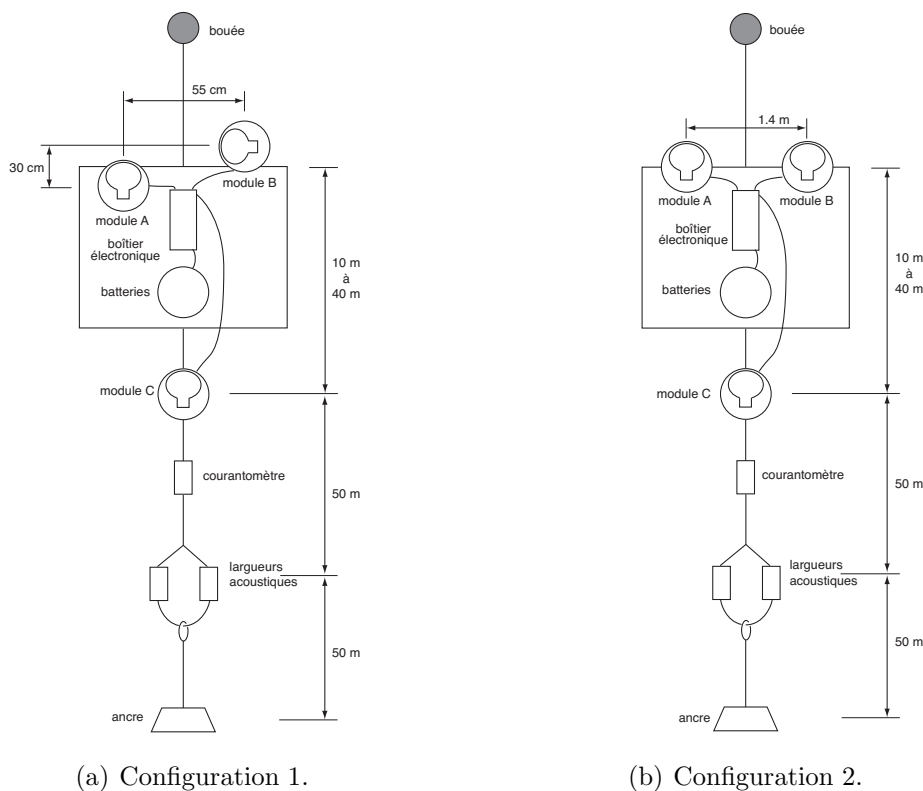


Fig. 2.4: Les deux configurations de la ligne dédiée à l'étude du bruit de fond optique. Les distances inter-modules allaient de 10 à 40 m pour le module le plus éloigné, et de 0,55 à 1,40 m pour les 2 modules proches.

Des compteurs permettent de déterminer les nombres de photons reçus par chacun des modules optiques au dessus du seuil de 0,3 photo-électron, ainsi que des taux de coïncidences entre les modules A et B ou A et C. Les données recueillies sont converties en taux de comptage en fonction du temps, dont un exemple typique est illustré sur la figure 2.5.

Deux composantes sont identifiables : un continuum lentement variable, auquel se

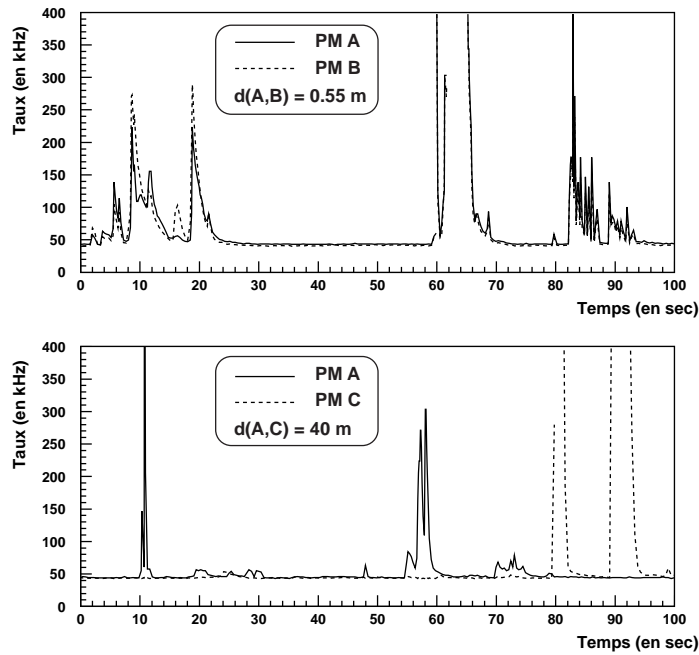


Fig. 2.5: Exemples de taux de comptage en fonction du temps. La superposition des taux de modules proches (0,55 m) ou lointains (40 m) met en évidence la forte corrélation des périodes d'intense activité à faible distance, et l'indépendance des taux à grande distance.

superposent des sursauts lors d'un régime d'activité intense et hautement variable.

Bruit de fond optique — composante continue

La composante continue est définie comme l'enveloppe inférieure de la distribution des taux de comptage avec le temps. Son niveau fluctue à l'échelle de quelques heures. Les variations d'amplitude sont parfaitement corrélées sur l'ensemble des modules optiques (même séparés de 40 m). Les niveaux minimaux et maximaux observés lors de 4 immersions sont indiqués dans le tableau 2.2.

Numéro	Epoque	Site	Niveau (en kHz)	
			Minimal	Maximal
1	Oct. 1997	ANTARES	37	47
2	Oct. 1997 – Fev. 1998	Corse	24	27
3	Mar. – Avr. 1998	ANTARES	20	34
4	Mar. – Avr. 1999	ANTARES	26	30

Tab. 2.2: Fluctuation du niveau de la composante continue du bruit de fond optique.

2.3 Bruit de fond optique

Une partie de cette composante continue provient de la désintégration radioactive du ^{40}K . Avec une activité de 13 Bq par litre et une longueur d'atténuation effective de 41 m (cf section 2.5), une simulation Monte Carlo permet de déduire un taux de comptage dû au potassium de 18 ± 3 kHz, compatible avec le taux le plus bas observé. La modulation de cette composante continue est probablement liée à une composante de bioluminescence lentement variable, de grande étendue (au moins 40 m).

Bruit de fond optique — composante à haute activité

Des sursauts d'activité intense pouvant atteindre des taux de comptage de plusieurs MHz sont également observés (cf figure 2.5), probablement dus au passage près du détecteur d'organismes émettant de la lumière. La modulation du continuum ne présentant pas de corrélation avec ces périodes d'activité intense, les deux effets sont probablement engendrés par des populations différentes.

Etant donné que le système électronique pour l'acquisition des données dans le détecteur ANTARES risque de présenter un temps mort conséquent au delà d'un taux d'acquisition de 200 kHz, le taux d'activité R est défini comme la fraction du temps où le taux de comptage excède 200 kHz. Pour un module individuel, R varie entre 1% et 6% en moyenne sur une période d'observation longue devant la durée des sursauts d'intensité, pour un photomultiplicateur de 8" de diamètre (jusqu'à 9% sur les 10"). Les taux R_{AB} et R_{AC} sont définis comme la fraction du temps où les 2 modules A et B ou A et C observent simultanément un taux supérieur à 200 kHz. Le taux simultané d'activité $R_{AB}/\sqrt{R_A R_B}$ (ou $R_{AC}/\sqrt{R_A R_C}$), indépendant de la taille de la photocathode et des fluctuations des taux individuels, permet d'étudier l'impact de la distance séparant deux modules optiques. Comme on peut le voir sur la figure 2.6, le taux simultané décroît fortement avec la distance, devenant inférieur à 10% au delà d'une quinzaine de mètres, alors qu'il frôle les 80% pour des séparations inférieures au mètre. La corrélation des périodes d'activité intense à faible distance est également visible sur la figure 2.5. Ceci signifie que pour le détecteur ANTARES les trois photomultiplicateurs d'un étage seront touchés simultanément et l'étage intégralement inexploitable lors des sursauts d'activité. Néanmoins, les étages de photomultiplicateurs étant distants de 12 m, les étages inutilisables à un instant donné pour cause de saturation de l'électronique d'acquisition seront aléatoirement dispersés dans le détecteur, cas préférable à celui d'une large zone connexe inexploitable. L'effet global du temps mort provoqué par les sursauts d'activité se résume à une inefficacité de 5% au plus.

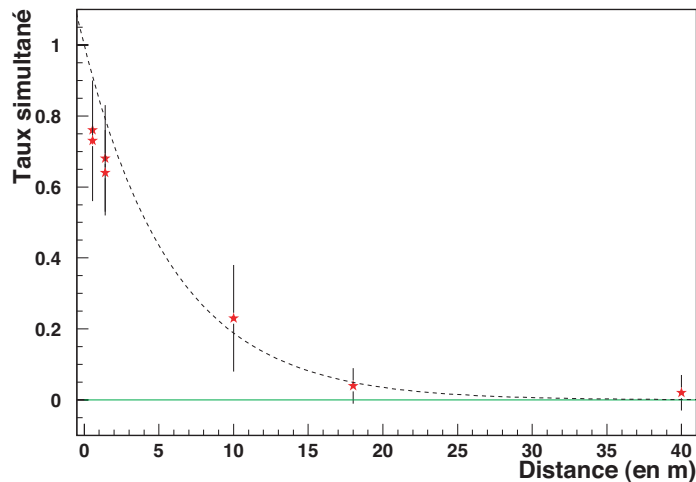


Fig. 2.6: Taux simultané d'activité en fonction de la distance séparant les deux modules optiques. La courbe en pointillé correspond à un ajustement exponentiel des points de mesure.

Coïncidences entre modules

Alors qu'à l'échelle de quelques heures les taux de comptage des modules individuels peuvent présenter des fluctuations de 10 à 20% de leur niveau, les taux en coïncidences sont invariants à mieux que 1%. Il est donc probable que les coïncidences entre photomultiplicateurs soient entièrement dues à la désintégration radioactive du potassium 40 (flux constant) et non à la composante bioluminescente variable dans le temps qui complète la composante continue du bruit de fond optique. Les valeurs observées, après soustraction des coïncidences fortuites, de 19 Hz dans la configuration 1 (modules distants de 0,55 m et orientés orthogonalement) et de 11 Hz dans la configuration 2 (orientations parallèles et distance de 1,40 m) sont en parfait accord avec les simulations Monte Carlo pour une activité du ^{40}K de 13 Bq par litre, comme précédemment.

A l'échelle de plusieurs jours, le taux de coïncidences décroît significativement, comme on peut le voir sur la figure 2.7. Ceci est probablement le reflet de la salissure des surfaces optiques due au dépôt de sédiments. Une mesure de l'évolution des taux de coïncidences pour deux modules optiques tous deux orientés vers le bas ne montre aucune décroissance après 30 jours d'immersion. La salissure des surfaces immergées se fait donc essentiellement sur l'hémisphère supérieur. Une étude bien plus précise de la salissure des surfaces optiques immergées a été menée dans le cadre de l'évaluation des sites, et est présentée dans la section 2.4.

En raison du taux négligeable de coïncidences intrinsèques au milieu marin, le déclenchement de l'électronique d'acquisition se fera sur l'observation de coïncidences

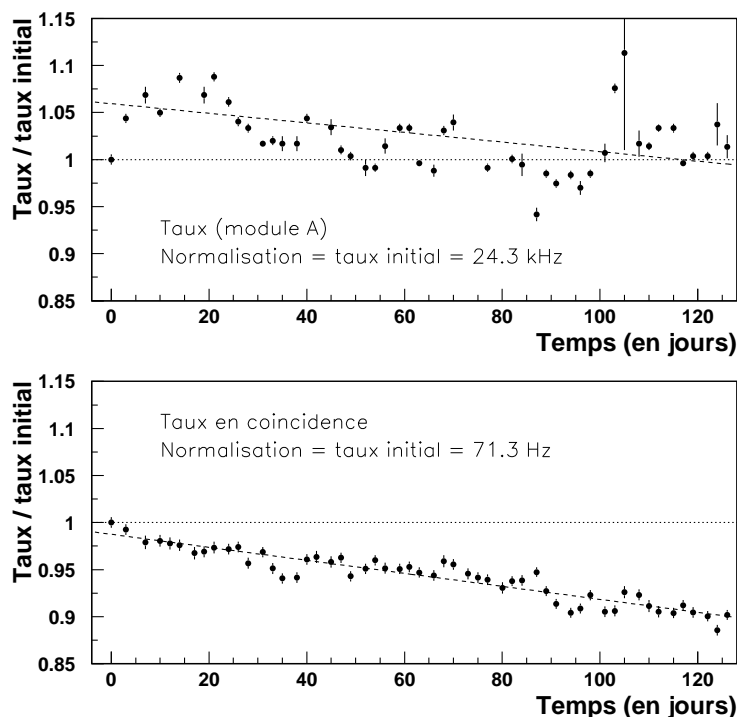


Fig. 2.7: Evolution en fonction du temps du taux de comptage individuel (en haut) et du taux de coïncidences entre les modules A et B (en bas) pour la configuration 1. Tous les taux sont normalisés à leur valeur initiale.

sur un étage donné. Rapporté à des photocathodes de $10''$ pour le détecteur ANTARES, le taux de coïncidences fortuites par étage devrait être de l'ordre de quelques centaines de Hz seulement. En demandant que 4 étages soient touchés pour une alerte au niveau de l'ensemble du détecteur, le taux d'alerte devrait être de l'ordre de quelques kHz, si l'on exclut momentanément les étages touchés par des sursauts d'activité. L'impact sur le détecteur ANTARES de la composante basse activité du bruit de fond sera d'une centaine de coups durant le temps de vol de l'ordre de $2 \mu\text{s}$ d'un muon, aléatoirement distribués dans le volume du détecteur, qui se superposeront aux coups réels en provenance du signal. Une première estimation de la trajectoire du muon peut être obtenue à partir des coups en coïncidences. Si on limite ensuite le volume utile à un cylindre de 50 mètres de rayon autour de cette trajectoire et les différences en temps par rapport à la prédiction de ce premier ajustement à 200 ns environ, il ne reste qu'1 coup de bruit. La détermination de la trajectoire du muon ne sera donc pas affectée par la présence du bruit de fond optique.

2.4 Longévité du télescope en milieu marin

Un détecteur sous-marin à neutrinos doit pouvoir fonctionner sans entretien durant plusieurs mois, voire plusieurs années. L'étude de la perte de transmission au cours du temps liée à la salissure des surfaces optiques est donc cruciale pour la conception d'un tel détecteur. Des mesures directes de l'évolution temporelle sur quelques mois de la transmission à travers des surfaces de verre ont été effectuées par la collaboration ANTARES. Les données proviennent d'instruments montés sur des lignes autonomes immergées sur le site ANTARES. Pour l'extrapolation à de plus grandes durées, des études complémentaires ont été menées, en particulier avec des collaborateurs du CEFREM (CEntre de Formation et de Recherche sur l'Environnement Marin), permettant de connaître la nature des dépôts.

Mesure directe de la transmission de la lumière

Le système de mesure de la transmission de la lumière (voir figure 2.8) est composé de deux sphères, l'une contenant la source lumineuse et sa diode de contrôle, l'autre les détecteurs (photodiodes PIN) placés en différents points sur la surface intérieure de la sphère. Les 2 sphères ont été placées soit l'une au dessus de l'autre pour les mesures autour des pôles (immersion de 3 mois de fin janvier à avril 1997) soit face à face horizontalement pour les mesures près de l'équateur des sphères (immersion durant 8 mois de juillet 1997 à mars 1998). Les résultats obtenus sont illustrés sur les figures 2.9 et 2.10.

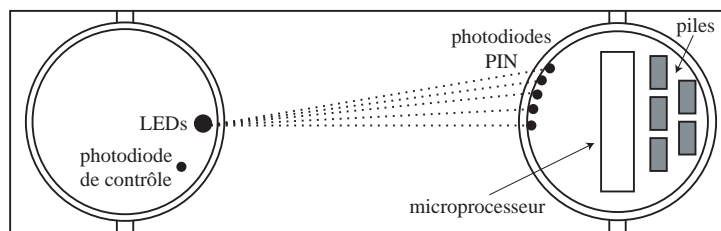


Fig. 2.8: Système de mesure de la transmission lumineuse.

La décroissance de la transmission au cours du temps apparaît clairement, d'autant plus forte que l'on s'approche du pôle supérieur de la sphère ($\theta = 0$ sur la figure 2.9). Cette tendance se maintient en s'approchant de l'équateur des sphères (figure 2.10), bien qu'avec des pertes beaucoup plus faibles. A l'équateur ($\theta = 90^\circ$), la perte n'est que de 2,7% après 8 mois. Extrapolée linéairement à un an et en tenant compte du fait qu'à l'horizontale la perte de transmission est la combinaison de la salissure de deux surfaces (sphère avec la diode source et sphère avec la diode détectrice), la perte

2.4 Longévité du télescope en milieu marin

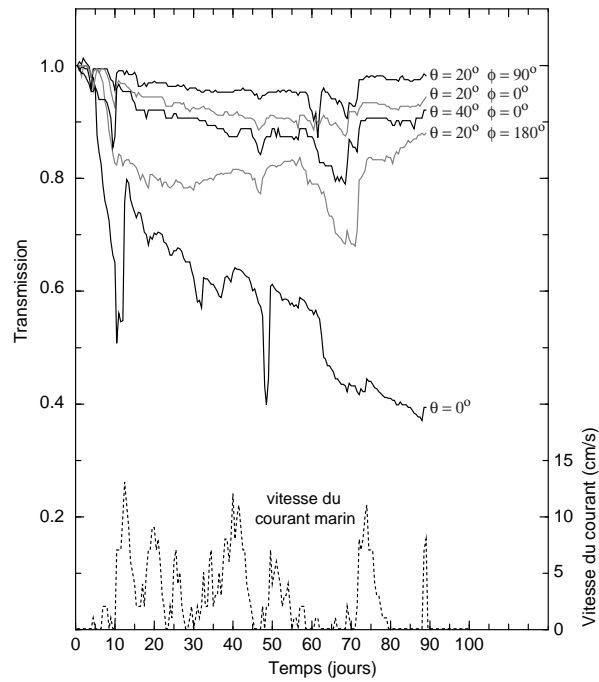


Fig. 2.9: Transmission de la lumière en fonction du temps près du pôle supérieur de la sphère de détection. Les valeurs sont normalisées au jour de l'immersion (janvier 1997). Les courbes correspondent chacune à l'une des photodiodes, repérée par l'angle zénithal θ et l'angle altazimuthal ϕ . Le courant marin est indiqué en bas de la figure.

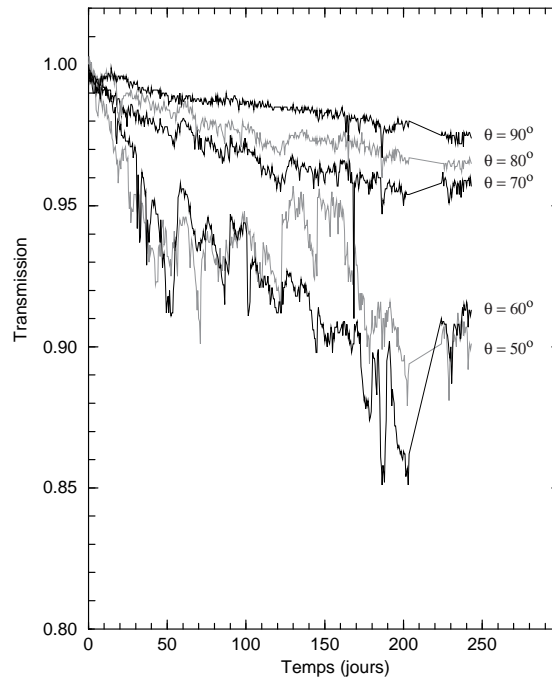


Fig. 2.10: Transmission de la lumière en fonction du temps près de l'équateur des sphères. Les valeurs sont normalisées au jour de l'immersion (juillet 1997). Les courbes correspondent chacune à l'une des photodiodes, repérée par l'angle zénithal θ .

ANTARES et les neutrinos de haute énergie

nette par surface après une immersion de 1 an est de $\sim 2\%$ à $\theta = 90^\circ$. La transmission semble s'améliorer de temps à autre, en corrélation partielle avec des augmentations de la vitesse du courant marin comme on peut le constater sur la figure 2.9.

L'ensemble de ces observations est compatible avec une salissure des surfaces provenant de sédimentation, plutôt que d'adhésion puis croissance microbienne, en accord avec les analyses complémentaires (voir ci-dessous).

Les modules optiques du détecteur ANTARES seront orientés à 45 degrés sous l'horizontale, leur région optiquement sensible atteignant tout juste $\theta = 90^\circ$. La perte de transmission durant la durée de vie de quelques années du détecteur devrait donc rester faible. Un système de calibration sera néanmoins inclus dans le détecteur pour contrôler en permanence l'efficacité de collection de la lumière.

Mesures complémentaires

Les flux massiques de particules en suspension ont été mesurés à l'aide d'un piège à sédiments placé à environ 100 m du fond sur la ligne de mesure immergée en juillet 1997. Jusqu'en octobre, très peu de particules ont été recueillies, ce qui s'explique par l'emplacement du site, loin de système fluvial du Rhône (voir la figure 2.11). La période hivernale par contre se distingue par un accroissement important du flux de particules en suspension, probablement lié aux événements météorologiques violents de cette période de l'année. Le site ANTARES étant situé à moins de 5 km de la base de la forte pente continentale, les sédiments du plateau continental peuvent être entraînés jusqu'au site lors de pluies et vents violents. Cette augmentation des flux de particules n'est cependant pas associée à une plus forte décroissance de la transmission optique des surfaces immergées (figure 2.10).

Le taux de sédimentation a été calculé à partir de la mesure du taux de radioactivité du ^{210}Pb sur des carottes sédimentaires prélevées par le sous-marin de l'IFREMER le Nautile, en plusieurs points du site ANTARES. L'analyse porte sur les cinq premiers centimètres de sédiments, permettant de remonter à un taux moyen de sédimentation sur le dernier siècle. Bien que les taux fluctuent d'un facteur 2 entre les diverses carottes analysées, suggérant d'éventuelles fluctuations locales, ils restent toujours parmi les plus hauts taux observés à une telle profondeur (2500 m) dans le bassin méditerranéen, malgré l'absence d'apport fluvial direct sur le site considéré. De plus, les taux d'accumulation mesurés ($0,04 \text{ g.cm}^{-2}.\text{an}^{-1}$) sont 4 à 8 fois plus importants que les flux massiques déterminés avec le piège à sédiments. Ce désaccord a déjà été observé en Méditerranée, et [Radakovitch and Heussner, 1999] suggèrent 3 raisons possibles :

- les taux d'accumulation de sédiments sont surestimés en raison de turbulences superficielles qui diminuent artificiellement l'activité du ^{210}Pb à l'interface eau-

2.4 Longévité du télescope en milieu marin

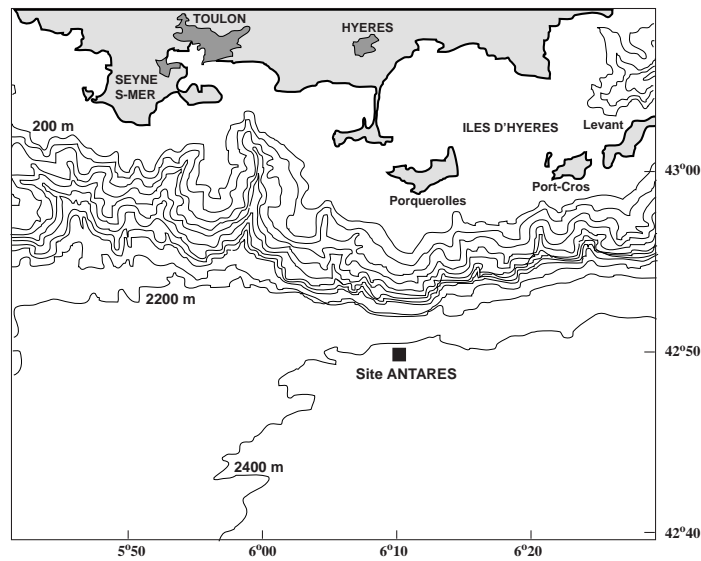


Fig. 2.11: Emplacement du site ANTARES, à 40 km environ au large de Toulon. Les lignes de niveaux indiquent la profondeur sous le niveau de la mer.

sédiment.

- les flux déterminés à partir du piège à sédiments ne portant que sur 6 mois auraient pu s'avérer inhabituellement faibles.
- des particules supplémentaires sont déposées sur le site par des courants horizontaux à faible distance du fond (donc sous le niveau du piège à sédiments), provenant peut-être de la pente continentale.

Le Nautile a également prélevé des échantillons d'eau à 50, 100, 200 et 300 m au dessus du fond. La masse des particules en suspension n'est pas constante et croît à l'approche du fond, ce qui confirme l'hypothèse d'un apport horizontal en plus d'un flot de particules purement vertical. Ce schéma est typique des bassins marins profonds alimentés par des dépôts de particules provenant d'une pente ou d'un plateau continental.

Enfin, un système de collection de dépôts biologiques a également été installé sur les lignes de mesure, à 150 m du fond. Le système consiste en des plaques de verre de $3 \times 4 \text{ cm}^2$ placées autour d'un cylindre d'axe horizontal. Les densités de bactéries, que ce soit après une immersion de 3 ou de 8 mois, sont très faibles et correspondent aux densités typiquement mesurées après 1 à 2 semaines en eau peu profonde. La faible statistique masque tout effet potentiel lié à l'orientation des plaques. L'analyse des plaques au microscope électronique confirme la faible quantité des dépôts mais indique clairement cette fois une présence privilégiée de bactéries sur les surfaces horizontales à $\theta = 0^\circ$. La transmission de la lumière à travers ce dépôt bactériologique reste proche de 100%, et la perte de transmission observée par la mesure directe doit donc

être attribuée à des particules de matière faiblement adhérentes. Certaines particules sont visibles sur les plaques orientées vers le haut. Elles sont essentiellement d'origine sédimentaire. La plupart de ces particules se sont probablement détachées de la surface des plaques lors de la récupération de la ligne. Cette faible adhésion des particules sur le substrat biologique explique l'augmentation de la transmission optique lors de périodes de courants marins supérieurs à 10 cm/s.

2.5 Transparence du milieu marin — absorption et diffusion

Les paramètres qui gouvernent la transmission de la lumière Cerenkov à travers l'eau de mer jusqu'aux modules optiques ont une influence notable sur la conception du détecteur et sur ses performances : l'absorption de la lumière est le facteur essentiel déterminant le nombre total de modules optiques nécessaires pour une détection efficace, et la diffusion de la lumière est le paramètre qui limite la résolution angulaire du détecteur. Comme précédemment, des lignes instrumentées spécifiques ont été conçues par la collaboration ANTARES. Les paramètres caractérisant la transmission de la lumière ont été déterminés à partir de mesures *in situ* de la distribution des temps d'arrivée de photons émis par une source pulsée isotrope et détectés par un photomultiplicateur situé à distance variable de la source. La source peut émettre en deux couleurs, bleu (473 nm) ou UV (375 nm), qui délimitent le domaine principal du spectre Cerenkov après réfraction à travers les divers dioptres du détecteur (coupure du spectre aux longueurs d'onde supérieures à 600 nm par l'efficacité quantique du photomultiplicateur et absorption en dessous de 320 nm par la sphère de verre du module optique).

Principe de la mesure

Le système de mesure est constitué de 2 sphères de verre placées l'une au dessus de l'autre à une distance d_{SD} variant de 15 à 44 m selon les immersions. La sphère inférieure contient la source de lumière isotrope pulsée, la sphère supérieure un photomultiplicateur rapide de 1 pouce de diamètre et le TDC pour l'enregistrement de la distribution des temps écoulés entre le déclenchement de la source et la réception des photons, échantillonnée sur environ 1000 canaux de 0,78 ns chacun. Les données correspondent alors à la somme d'un bruit de fond constant sur la largeur du TDC de moins de 1 milli-seconde mais variable d'une impulsion à l'autre (cf étude présentée à la section 2.3) et du signal effectivement émis par la source de lumière. Ce dispositif a été immergé une dizaine de fois entre juillet 1998 et juin 2000, la partie active de la ligne généralement située à 100 m du fond. Une mesure a également été effectuée à

2.5 Transparence du milieu marin — absorption et diffusion

400 m du fond afin de tester la variabilité ou non de la transparence de l'eau sur cette gamme de profondeur correspondant à la partie des lignes du détecteur ANTARES qui sera équipée en modules optiques.

La figure 2.12 illustre l'allure typique de la distribution des temps d'arrivée des photons observés en bleu pour une distance de 40 m entre la source et le détecteur. Pour comparaison, sont également illustrées sur ce graphe les distributions mesurées par l'expérience AMANDA, dans la glace. Il apparaît clairement que la glace est un milieu nettement plus diffusant que l'eau de mer, surtout aux faibles profondeurs (< 1000 m), en raison de la présence de bulles d'air prisonnières de la glace. Sur le site ANTARES, la largeur de la distribution provient essentiellement de la largeur temporelle intrinsèque de la source de lumière. Le pic principal de la distribution correspond aux photons atteignant directement le détecteur sans avoir subi de diffusion, tandis que la queue de la distribution à plus grands temps de propagation provient des photons diffusés.

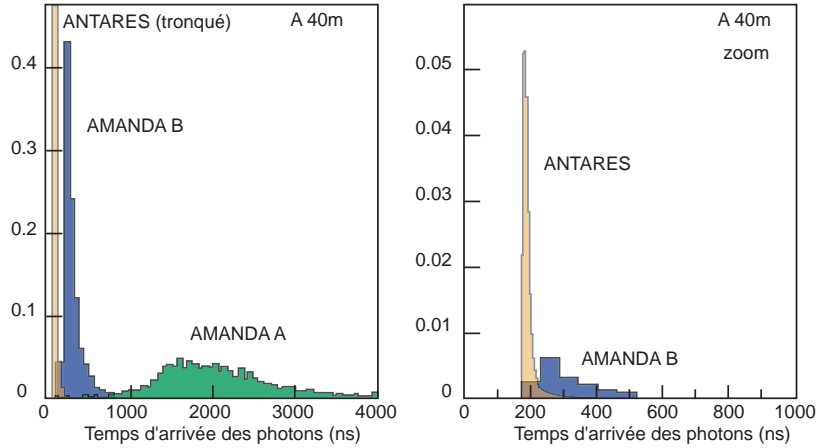


Fig. 2.12: Distribution (en unité arbitraire) des temps d'arrivée des photons à 40 m de la source, en bleu, sur le site ANTARES, le site AMANDA B allant jusqu'à une profondeur de 2000 m et le site AMANDA A, à une profondeur maximale de 1000 m.

Analyse des données

La propagation des photons est régie par les paramètres suivants : la vitesse de groupe dans le milieu v_g , la longueur d'absorption λ_{abs} , la loi de diffusion $\beta(\theta) = \tilde{\beta}(\theta)/\lambda_{\text{sct}}$ en unité de $\text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$, où $\tilde{\beta}(\theta)$ est la distribution angulaire normalisée et λ_{sct} est la longueur de diffusion. Avec des hypothèses de forme pour $\tilde{\beta}(\theta)$, cette distribution peut être caractérisée par $\langle \cos \theta \rangle = 2\pi \int \tilde{\beta}(\theta) \cos \theta d(\cos \theta)$ qui décrit l'asymétrie de la distribution. Pour l'analyse des données issues des lignes de mesure, la distribution angulaire normalisée est modélisée comme dans l'article de [Morel and Loisel, 1998]

ANTARES et les neutrinos de haute énergie

par la somme pondérée de la diffusion par les molécules d'eau et de celle par les particules. La diffusion moléculaire pour l'eau pure est décrite par

$$\widetilde{\beta}^m(\cos \theta) = 0.06225 (1 + 0.835 \cos^2 \theta) , \quad (2.2)$$

expression analogue à celle de la diffusion Rayleigh. La diffusion par les particules est décrite par la distribution tabulée $\widetilde{\beta}^p(\cos \theta)$ de [Mobley et al., 1993]. Celle-ci est fortement piquée vers l'avant, avec un cosinus moyen de diffusion de 0,924 (il est de 0 pour la diffusion moléculaire).

La distribution normalisée totale de l'angle de diffusion prend alors la forme

$$\widetilde{\beta}(\cos \theta) = \eta \widetilde{\beta}^m(\cos \theta) + (1 - \eta) \widetilde{\beta}^p(\cos \theta) , \quad (2.3)$$

où η est la proportion de diffusion moléculaire.

Une dégénérescence approximative réduit en pratique le nombre de paramètres nécessaires à la caractérisation de la distribution des temps d'arrivée des photons sur un détecteur situé à une distance donnée : la détermination simultanée de λ_{sct} et de $\langle \cos \theta \rangle$ conduit à de fortes corrélations, alors que la longueur de diffusion effective définie par

$$\lambda_{\text{sct}}^{\text{eff}} \equiv \frac{\lambda_{\text{sct}}}{1 - \langle \cos \theta \rangle} \quad (2.4)$$

suffit à décrire l'essentiel de la diffusion.

L'analyse des données est effectuée à l'aide d'un Monte Carlo : pour un jeu de valeurs des paramètres v_g , λ_{abs} , $\lambda_{\text{sct}}^{\text{eff}}$, η et pour la distribution normalisée de l'angle de diffusion décrite par l'équation 2.3, des photons sont propagés individuellement depuis la source jusqu'à leur absorption, les distances x_{sct} et x_{abs} parcourues avant chaque événement de diffusion ou d'absorption étant tirées aléatoirement selon la loi de probabilité $\exp(-x_{\text{sct}}/\lambda_{\text{sct}})$ et $\exp(-x_{\text{abs}}/\lambda_{\text{abs}})$ respectivement. A chaque passage d'un photon par une sphère centrée sur la source et de rayon égal à la distance source-détecteur, l'histogramme de la distribution des temps d'arrivée est mis à jour. En raison de la grande incertitude sur la détermination de la vitesse de groupe à partir des mesures effectuées par ANTARES, ce paramètre est calculé en amont de la simulation pour chacune des sources (bleu et UV) à partir des modélisations de [Millard and Seaver, 1990] et [Quan and Fry, 1995]. Une minimisation de χ^2 entre les données et les distributions issues du tirage Monte Carlo permet ensuite de sélectionner le jeu optimal de valeurs des paramètres λ_{abs} , $\lambda_{\text{sct}}^{\text{eff}}$ et η . L'ajustement Monte Carlo est illustré sur la figure 2.13.

Pour une source isotrope d'intensité I_0 , on peut définir la longueur d'atténuation effective par la relation

$$I = I_0 \frac{A}{4\pi d^2} e^{-d/\lambda_{\text{att}}^{\text{eff}}} , \quad (2.5)$$

où I est l'intensité mesurée à la distance d de la source par le photomultiplicateur de surface active A . Ce paramètre peut être calculé indépendamment de l'ajustement

2.5 Transparence du milieu marin — absorption et diffusion

Monte Carlo, ce qui permet la confrontation des résultats obtenus, à partir du rapport des intégrales des distributions temporelles des photons détectés aux distances d_1 et d_2 de la source. Comme on peut le voir dans les tableaux 2.3 et 2.4, la longueur d'atténuation effective n'est que légèrement plus faible que la longueur d'absorption, la diffusion n'ayant en effet que peu d'impact sur la longueur totale du parcours des photons. L'approche simple sur les distributions intégrées et l'analyse fine par Monte Carlo donnent bien des résultats compatibles.

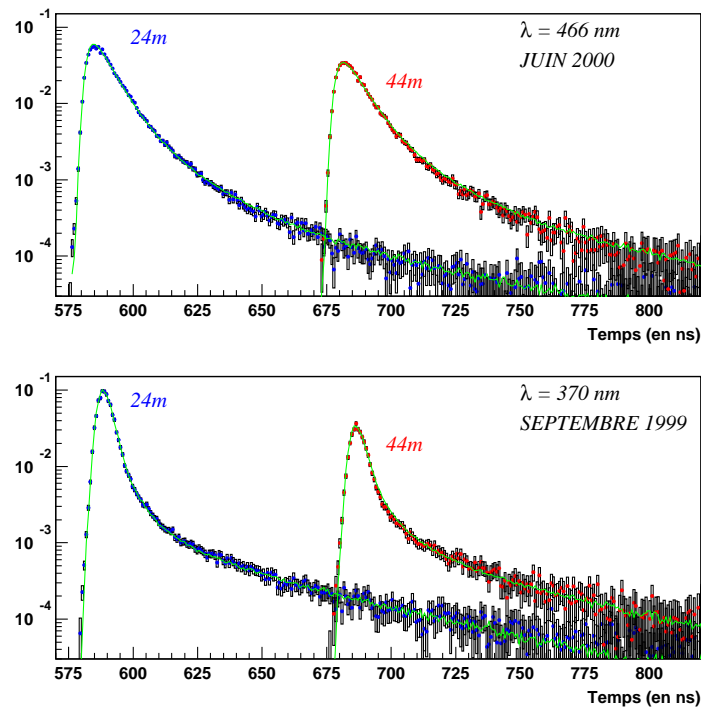


Fig. 2.13: Distributions expérimentales des temps d'arrivée des photons et meilleur ajustement par une distribution Monte Carlo (pour la source bleu en haut, et la source UV en bas). La distribution à 24 m est normalisée à l'unité. La distribution à 44 m est normalisée par rapport à celle à 24 m, et corrigée du facteur de distance $(44/24)^2$ afin que la différence entre les deux pics soit uniquement due au facteur d'atténuation provenant de la propagation dans l'eau.

Les sources d'erreurs systématiques ont été étudiées à l'aide du Monte Carlo précédent. Les incertitudes ayant un impact sur la normalisation relative des distributions des temps d'arrivée aux deux distances source-détecteur se traduiront essentiellement par une erreur systématique sur la longueur d'absorption, tandis que celles qui tendent à modifier la forme de la distribution se traduiront surtout par un effet systématique sur la longueur de diffusion. Les principales sources d'incertitude

ANTARES et les neutrinos de haute énergie

sont citées ci-dessous (détails dans [Aguilar et al., 2004]) :

- **Incertitude liée à la soustraction du bruit de fond** : erreur de 0,1 à 6% sur la longueur de diffusion (selon le nombre de canaux disponibles pour l'estimation du bruit avant le pic des photons directs).
- **Incertitude liée à l'anisotropie de la source** : impact de l'ordre de 4% sur la longueur de diffusion.
- **Incertitude liée à la reproductibilité de l'intensité de la source pour les deux immersions successives**, avec les deux distances source-détecteur : erreur de 1 à 11% sur la longueur d'absorption (selon l'intensité de la source lors de la mesure).
- **Incertitude liée à la réponse angulaire du module détecteur** : effet d'au plus 8% sur la longueur de diffusion.

L'erreur systématique totale sur la détermination des paramètres de transmission de la lumière dans l'eau de mer sur le site ANTARES est résumée dans les tableaux 2.3 et 2.4. C'est un effet de 5 à 11% sur les paramètres, réduisant l'apparente variation dans le temps des propriétés optiques à un effet à 2σ .

Epoque	$\lambda_{\text{att}}^{\text{eff}}$ (en m)	λ_{abs} (en m)	$\lambda_{\text{sct}}^{\text{eff}}$ (en m)	η
Juillet 1998	$60.6 \pm 0.4 \pm 5$	$68.6 \pm 1.3 \pm 5$	$265 \pm 4 \pm 28$	0.17 ± 0.02
Mars 1999	$51.9 \pm 0.7 \pm 1$	$61.2 \pm 0.7 \pm 1$	$228 \pm 11 \pm 24$	0.19 ± 0.05
Juin 2000	$46.4 \pm 1.9 \pm 2$	$49.3 \pm 0.3 \pm 2$	$301 \pm 3 \pm 27$	0.05 ± 0.02

Tab. 2.3: Résumé des résultats en bleu (erreur statistique puis systématique pour les diverses longueurs, erreur statistique seulement pour η).

Epoque	$\lambda_{\text{att}}^{\text{eff}}$ (en m)	λ_{abs} (en m)	$\lambda_{\text{sct}}^{\text{eff}}$ (en m)	η
Juillet 1999	$21.9 \pm 0.8 \pm 2$	$23.5 \pm 0.1 \pm 2$	$119 \pm 2 \pm 10$	0.16 ± 0.03
Sept. 1999	$22.8 \pm 0.3 \pm 2$	$25.6 \pm 0.2 \pm 2$	$113 \pm 3 \pm 10$	0.18 ± 0.01
Juin 2000	$26.0 \pm 0.5 \pm 1$	$28.9 \pm 0.1 \pm 1$	$133 \pm 3 \pm 12$	0.12 ± 0.01

Tab. 2.4: Résumé des résultats en UV (erreur statistique puis systématique pour les diverses longueurs, erreur statistique seulement pour η).

Enfin, la comparaison des données prises à 100 et à 400 m du fond n'indique pas de différence entre ces 2 profondeurs (cf. figure 2.14).

Impact sur les performances du détecteur ANTARES

Le but premier d'ANTARES est de détecter les muons de haute énergie produits lors de l'interaction des neutrinos autour du détecteur.

2.5 Transparence du milieu marin — absorption et diffusion

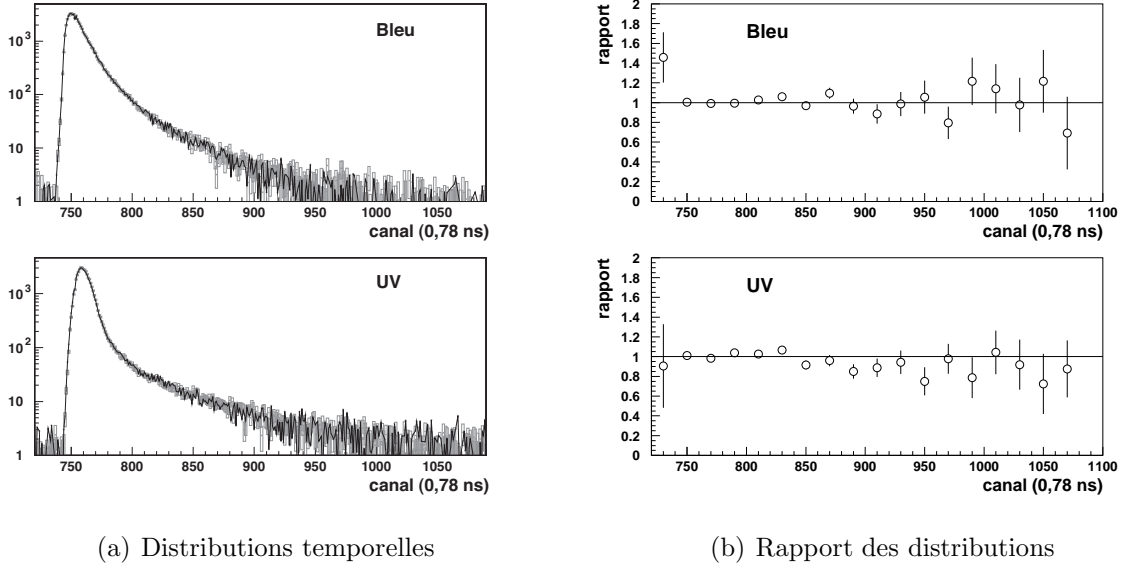


Fig. 2.14: Comparaison des distributions à 100 m du fond (points avec les boîtes d’erreur grises du (a)) et à 400 m du fond (courbe noire du (a)). Le rapport des distributions, par canal de 16 ns, est indiqué sur la figure (b).

La longueur d’absorption est de l’ordre de 60 m dans le bleu et de 25 m dans l’UV. Pour la configuration envisagée du détecteur ANTARES, ces valeurs permettent une surface effective de l’ordre de $\sim 0.1 \text{ km}^2$ pour des muons provenant de neutrinos dans la gamme d’énergie du PeV.

La diffusion n’ayant qu’un faible effet sur la distribution temporelle des photons, elle ne devrait pas affecter significativement l’efficacité de reconstruction des traces. Elle pourrait cependant avoir un effet sur la résolution angulaire du détecteur. Dans le cadre de la simulation des événements et du détecteur ANTARES, un grand nombre de paramétrisations des propriétés de diffusion a été étudié, couvrant très largement les valeurs extrêmes de η et λ_{scat} autorisées par l’analyse des données *in-situ* présentée précédemment. D’autres formes de la distribution de l’angle de diffusion que celles décrites par les équations 2.2 et 2.3 ont également été considérées.

La reconstruction puis la sélection des événements est effectuée par des critères souples afin de ne pas favoriser un modèle quelconque de diffusion. Les performances du détecteur sont définies par deux facteurs : la résolution angulaire (angle médian entre la trace Monte Carlo d’une particule et la trace reconstruite) et le volume effectif (fraction des événement générés qui franchissent les étapes de reconstruction et de sélection, multipliée par le volume de génération).

A 1 TeV, l’angle entre le muon et le neutrino dont il est issu est de 0.7° en moyenne [Aslanides et al., 1999], et c’est la contribution principale à la résolution

ANTARES et les neutrinos de haute énergie

angulaire sur le neutrino. A haute énergie cependant, le muon et le neutrino sont quasiment colinéaires (angle de 0.04° en moyenne) et c'est alors la précision de reconstruction des traces qui domine la résolution angulaire (résolution de 0.20° en moyenne). Un cas extrême de diffusion peut ensuite conduire à une résolution angulaire finale de 0.53° . Compte tenu des résultats décrits précédemment, on peut raisonnablement considérer que $200 \text{ m} < \lambda_{\text{sct}}^{\text{eff}} < 400 \text{ m}$ et que $\langle \cos \theta \rangle \sim 0.75$ en bleu. La variation de la résolution angulaire due à la diffusion, toutes gammes d'énergie confondues, est alors au niveaux de $\pm 10\%$ autour de la valeur centrale. La variation du volume effectif du détecteur ANTARES est au niveau de $\pm 5\%$, avec les modèles conduisant à la plus mauvaise résolution angulaire donnant également le plus petit volume effectif.

Dans l'état actuel du logiciel de reconstruction [Carmona, 2001], et en considérant le modèle de diffusion qui décrit le plus fidèlement les données présentes ($\lambda_{\text{sct}} \sim 55 \text{ m}$ en bleu, $\eta = 0, 17$ pour une distribution angulaire décrite par les équations 2.2 et 2.3), la résolution angulaire pour un muon montant est illustrée dans la figure 2.15. Pour des énergies $E_\mu > 300 \text{ GeV}$, la résolution angulaire pour un spectre en $E^{-1.4}$ est

$$\Delta\alpha(\mu) = 0.20^\circ \pm 0.01^\circ \text{ (stat)} \pm 0.02^\circ \text{ (syst)} \quad (2.6)$$

$$\Delta\alpha(\nu) = 0.32^\circ \pm 0.02^\circ \text{ (stat)} \pm 0.04^\circ \text{ (syst)} . \quad (2.7)$$

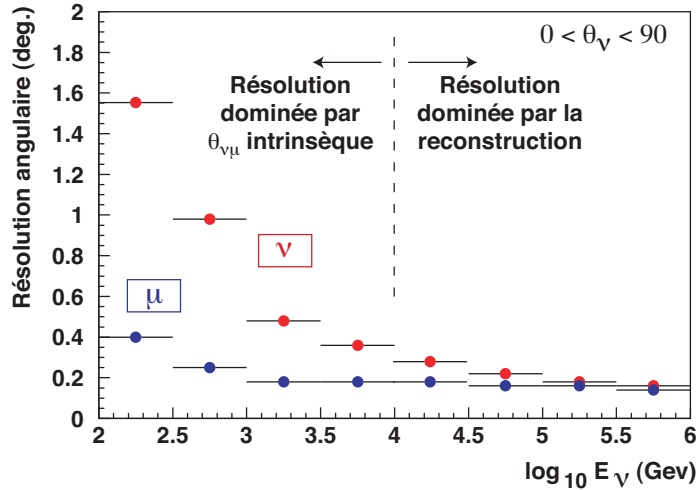


Fig. 2.15: Résolution angulaire en fonction de l'énergie du neutrino pour la reconstruction de la trace du muon (courbe du bas) ou du neutrino incident (courbe du haut), pour un détecteur de 10 lignes.

2.6 Comparaison des sites de Baïkal, ANTARES et NEMO

La ligne instrumentée décrite dans le section 2.5 a été immergée dans le lac Baïkal en mars 2002, sur le site ANTARES au large de Toulon en juillet 2002 et sur l'un des sites NEMO au large de Catagne en août 2002, afin de comparer les propriétés de transmission de la lumière sur ces trois sites considérés voire déjà utilisés pour la détection de neutrinos de haute énergie.

Une première constatation est que le niveau de bruit de fond, estimé à partir des canaux précédant le pic des photons directs, est bien plus faible sur le site de Baïkal que sur les sites Méditerranéens où de fréquents sursauts de bioluminescence peuvent momentanément augmenter de plus d'un ordre de grandeur le niveau du bruit de fond optique (cf figure 2.16).

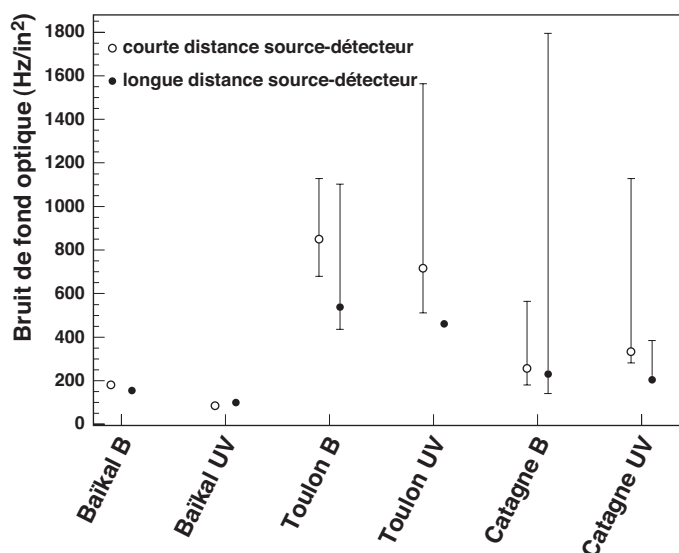


Fig. 2.16: Niveau du bruit de fond optique mesuré durant les campagnes décrites dans le texte. Les barres d'erreur indiquent la dispersion maximale observée entre les différents jeux de données pour une unique distance source-détecteur sur un site donné, les points indiquant la valeur moyenne.

Les distributions des temps d'arrivée des photons sont illustrées dans la figure 2.17 pour les données en bleu sur les trois sites, et dans la figure 2.18 pour les données en UV sur les deux sites en Méditerranée (l'absorption sur le site de Baïkal étant nettement plus importante, les données en UV ont été prises avec des séparations source-détecteur plus faibles et ne peuvent donc pas être représentées sur le même graphique). La comparaison des distributions à 24 m indique clairement que l'eau du lac Baïkal est bien plus diffusante (la queue de distribution due à la diffusion étant

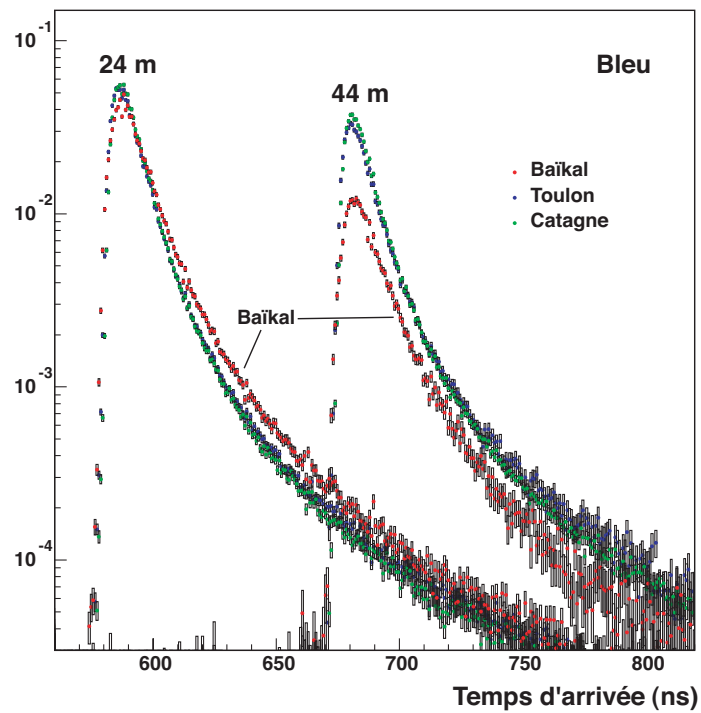


Fig. 2.17: Distribution des temps d'arrivée des photons en bleu.

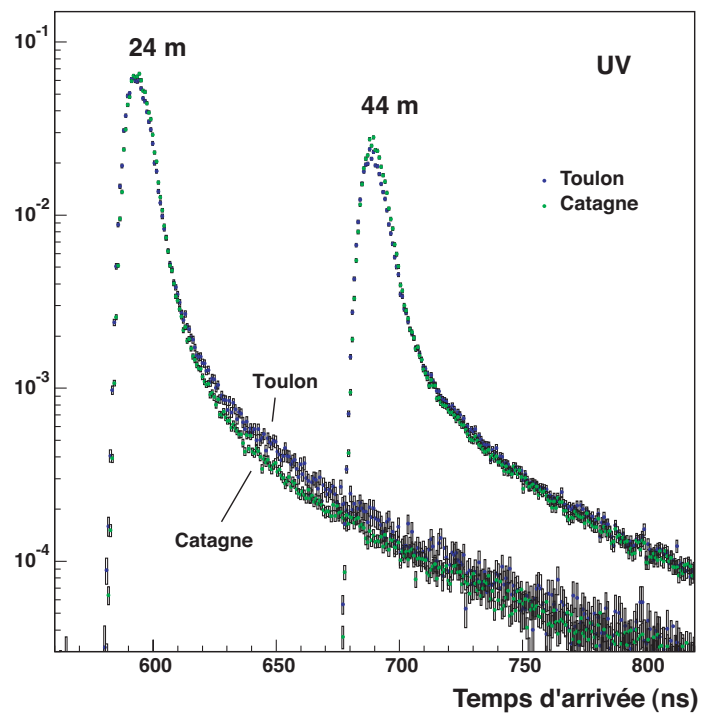


Fig. 2.18: Distribution des temps d'arrivée des photons en bleu.

2.7 Conclusion et perspectives

bien plus élevée) que celle des deux autres sites qui ne sont eux guère discernables l'un de l'autre. Ce n'est qu'en UV que le site de Catagne semble légèrement favorable à celui du Toulon de ce point de vue. Les distributions à 24 m étant toutes normalisées à l'unité, les hauteurs relatives des distributions à 44 m donnent une indications sur les longueurs d'absorption relatives. Une fois de plus, le site de Baïkal se distingue par une absorption plus forte. Un ajustement par des distributions Monte-Carlo (voir la section précédente) permet d'extraire les valeurs des paramètres de transmission de la lumière sur les différents sites, indiquées dans le tableau 2.6 (la première erreur est l'erreur statistique et la deuxième l'erreur systématique).

<i>Site</i>		λ_{abs} (m)			$\lambda_{\text{sct}}^{\text{eff}}$ (m)		
Baïkal	B	19.0	\pm 0.1	\pm 2	104	\pm 2	\pm 13
	UV	8.3	\pm 0.1	\pm 1	35	\pm 2	\pm 6
Toulon	B	50.4	\pm 0.1	\pm 2	245	\pm 3	\pm 13
	UV	26.1	\pm 0.1	\pm 2	104	\pm 3	\pm 6
Catagne	B	56.6	\pm 0.1	\pm 2	304	\pm 3	\pm 13
	UV	28.5	\pm 0.1	\pm 2	138	\pm 3	\pm 6

Tab. 2.5: Longueur d'absorption λ_{abs} et de diffusion effective $\lambda_{\text{sct}}^{\text{eff}}$ pour chaque site.

Bien que le site du lac Baïkal présente l'avantage d'être déjà en phase de prise de données, ses propriétés optiques en terme de diffusion et d'absorption sont bien moins bonnes que celles des sites méditerranéens de Toulon et de Catagne. Ceux-ci présentent des propriétés compatibles à 2σ , et les fluctuations dans le temps observées sur le site de Toulon incluent largement les valeurs mesurées en 2002 pour les deux sites étudiés, ne permettant ainsi pas de privilégier l'un des sites par rapport à l'autre.

2.7 Conclusion et perspectives

Les études intensives menées sur le site ANTARES pour sa caractérisation en vue du déploiement du détecteur final ont prouvé l'adéquation du site choisi pour l'astrophysique des neutrinos de haute énergie. Le système de déclenchement électronique du détecteur ANTARES sera en mesure de s'affranchir des sursauts intenses d'activité bioluminescente, et la reconstruction des traces ne sera pas affectée par le continuum de bruit de fond optique. La salissure sur les modules optiques du détecteur, orientés vers l'hémisphère inférieur, devrait rester faible durant toute la durée de vie du projet. Enfin, les propriétés de transmission de la lumière dans l'eau sur le site permettent une surface effective de l'ordre du dixième de kilomètre carré pour le détecteur prévu de 12 lignes séparées de ~ 60 m, et une résolution angulaire de

ANTARES et les neutrinos de haute énergie

$\sim 0.3^\circ$ pour $E_\mu > 300$ GeV. L'incertitude sur les propriétés optiques de l'eau ont un impact de 10% sur la résolution angulaire et de 5% sur le volume effectif. Ces propriétés seront toutes contrôlées régulièrement *in situ* durant toute la durée de vie du détecteur afin que les valeurs instantanées puissent être utilisées dans les logiciels de reconstruction.

La phase de R&D du projet ANTARES est achevée et la collaboration est à présent engagée dans la phase de construction et de déploiement du détecteur. De novembre 1999 à juin 2000, une ligne de photomultiplicateurs immergée sur le site ANTARES a démontré la faisabilité du projet, montrant en particulier que le système de positionnement acoustique envisagé permet la localisation de chacun des photomultiplicateurs avec une précision relative de 5 cm. En octobre 2001, le câble électro-optique de 40 km de long a été déployé entre l'emplacement du site marin ANTARES et le site de la Seyne-sur-Mer où se trouve la station de contrôle. Une ligne prototype, représentant 20% d'une ligne complète (soit 5 étages et 15 photomultiplicateurs), utilisant rigoureusement la même technologie que celle prévue pour le détecteur final a été assemblée durant l'été 2002. Cette ligne a permis la validation du système de mesure des temps : les différents photomultiplicateurs sont inter-calibrés avec une précision de l'ordre de la nano-seconde. En décembre 2002, la boîte de jonction a été connectée avec succès au câble électro-optique et immergée. La ligne prototype ainsi qu'une ligne de mesures continues des caractéristiques environnementales (courants marins, salinité, vitesse du son, transparence de l'eau) ont été déployées dans le courant de l'hiver 2003-2004, et raccordées à la boîte de jonction en mars 2004 grâce à l'intervention du sous-marin de l'IFREMER le Nautilus. Des données arrivent continuellement à terre depuis. En parallèle, la production de l'ensemble des lignes du détecteur ANTARES est en cours. Le télescope à neutrinos de haute énergie ANTARES devrait être entièrement déployé d'ici la fin 2006.

Le détecteur ANTARES n'est toutefois que la première phase d'un projet de plus grande envergure visant à développer l'astronomie des neutrinos avec un détecteur sous-marin d'un volume de l'ordre du kilomètre cube, indispensable pour détecter des sources individuelles de neutrinos de haute énergie (les sections efficaces étant très faibles) et atteindre la sensibilité suffisante pour détecter ou contraindre la matière noire non baryonique. L'étape du kilomètre cube, déjà à l'étude mais non encore approuvée, constituerait le pendant boréal du détecteur similaire ice-cube d'ores et déjà en construction et dont le déploiement en Antartique doit débuter dès 2004.

Chapitre 3

SNLS et les paramètres cosmologiques

J'ai rejoint la collaboration SNLS (SuperNova Legacy Project) en 2003, quelques mois avant le début de la prise de données avec la nouvelle caméra grand champ Megacam. J'introduirai brièvement dans la première partie de ce chapitre les enjeux de l'expérience. Je me suis impliquée sur plusieurs aspects du projet.

J'ai tout d'abord développé un logiciel destiné à l'extraction systématique des spectres pris au VLT à partir de deux algorithmes, présentés dans la deuxième partie de ce chapitre, l'un permettant la reconstruction du spectre total de la supernova et de la galaxie sous-jacente, l'autre permettant, dans certaines configurations de flux et de position relatifs, d'extraire individuellement les spectres de chacune des deux composantes (supernova et galaxie). Ces spectres sont utilisés pour confirmer le type de la supernovae et pour en déterminer le décalage spectral.

Lors des premières prises de données, le jeu de candidats supernovae présélectionnés par les filtres existants s'avérant largement dominé par des détections fortuites, nous avons mis au point, avec un étudiant en stage de DEA, des critères supplémentaires de sélection permettant de réduire considérablement l'échantillon à visualiser ensuite manuellement. Je présenterai cette étude dans la troisième section de ce chapitre. Supervisant à chaque nouvelle lune cette étape de visualisation des candidats potentiels, j'ai formé plusieurs personnes à l'utilisation des outils existants et aux critères de sélection mis au point petit à petit.

Avec Vincent LUSSET actuellement en thèse sous ma direction et avec Eric AUBOURG, nous avons élaboré une méthode de calcul d'un catalogue astrométrique précis pour les observations faites avec des décalages de pointés pouvant atteindre la largeur d'un CCD d'une pose à l'autre. Ces catalogues permettent l'alignement astrométrique des poses et sont utilisés lors d'une étude en cours, que je mène avec

V. LUSSET, destinée à produire les courbes de lumière de tous les objets potentiellement intéressants. Une analyse automatique encore en développement nous permettra ensuite de retrouver les supernovae présentes dans les données. La comparaison avec les supernovae sélectionnées par la chaîne de traitement fonctionnant à Hawaï permettra de déterminer les éventuels biais lors de la sélection des candidats à spectrer. Le calcul de l'efficacité de détection permettra la détermination du taux d'explosion des supernovae. J'indiquerai les grandes lignes de cette analyse dans la dernière partie de ce chapitre.

3.1 Les supernovae de type Ia et le projet SNLS

Le SuperNova Legacy Survey (SNLS) est une expérience franco-canadienne dédiée à la recherche de supernovae avec le Canada-France-Hawaï Telescope (CFHT) au Mauna Kea, à Hawaï. Elle a pour but d'étudier en détail l'expansion de l'univers depuis le Big-Bang, qui dépend de façon caractéristique de la nature et des proportions de son contenu. En raison de l'attraction gravitationnelle qui relie les objets entre eux, l'expansion de l'univers tend à se ralentir au cours du temps. En 1998, deux équipes ont simultanément constaté que la luminosité de supernovae distantes était plus faible d'un facteur de l'ordre de 40% par rapport à ce qui était naturellement attendu dans l'hypothèse ci-dessus (cf figure 3.1), suggérant que les photons émis lors de l'explosion se sont propagés plus longtemps dans l'univers, ce qui nécessite un taux d'expansion plus lent par le passé et une phase récente d'accélération, à l'opposé du ralentissement attendu. Dans le cadre de la relativité générale, l'accélération déduite de ces observations peut être expliquée par une énergie du vide, équivalente à la célèbre « constante cosmologique » à effet répulsif.

Comme ses prédécesseurs, l'expérience SNLS observe des supernovae de type Ia. Selon le schéma habituellement adopté, ces supernovae seraient issues de l'explosion thermonucléaire de naines blanches de carbone et d'oxygène accréant la matière d'une étoile compagne. Lorsque la masse de la naine blanche atteint la « masse de Chandrasekhar » ($1,4 M_{\odot}$), l'étoile brûle rapidement son carbone et son oxygène en ^{56}Ni et l'énergie dégagée provoque l'explosion de l'étoile. Les désintégrations beta qui s'ensuivent, réduisant le ^{56}Ni en ^{56}Fe , définissent la courbe de lumière de la supernova. Au maximum de sa luminosité, l'objet est aussi lumineux que $10^9 L_{\odot}$ environ. Les supernovae de type Ia sont ainsi observables à des distances cosmologiques, les plus lointaines ayant été détectées à un décalage spectral $z \simeq 1,5$. Le décalage spectral est responsable du facteur d'expansion $(1+z)$ de la longueur d'onde des photons entre leur émission et leur détection par l'observateur. En cosmologie standard, ce facteur est le même que celui de l'augmentation de la taille de l'univers entre l'instant de l'explosion et celui de l'observation. Par ailleurs, le flux de photons issus d'une supernova

3.1 Les supernovae de type Ia et le projet SNLS

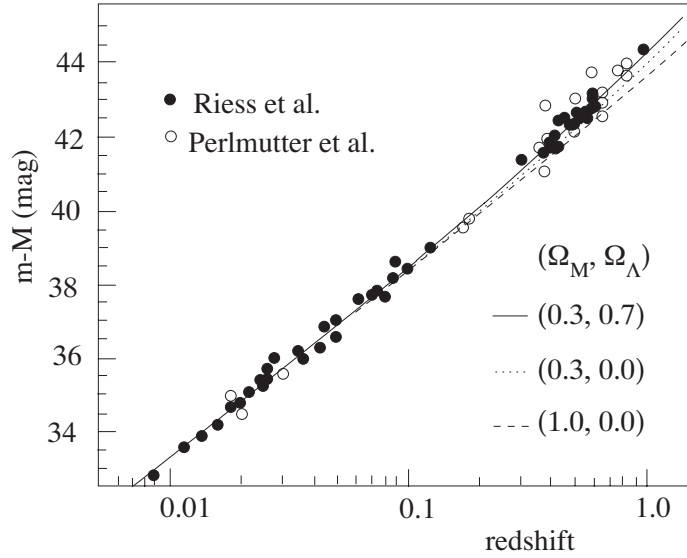


Fig. 3.1: Diagramme de Hubble des supernovae de type Ia obtenu par [Riess et al., 1998] et [Perlmutter et al., 1999], mettant en évidence la présence d'une énergie du vide effective. La magnitude apparente est indiquée en fonction du décalage spectral z . Les supernovae à grand décalage spectral sont plus faibles d'un facteur de l'ordre de 40% par rapport à ce qui est prédit pour un univers dominé par la matière ($\Omega_M = 1$), et suivent au contraire la courbe prédite pour un univers dominé par une énergie du vide ($\Omega_M = 0,3$ et $\Omega_\Lambda = 0,7$).

donne une mesure de la distance actuelle à la position où l'explosion s'est produite. Plus cette distance est importante, plus le flux est faible. En utilisant conjointement l'information du décalage spectral et celle de la distance déduite du flux observé, il est possible d'estimer le temps nécessaire pour l'expansion d'un facteur $(1 + z)$. On en déduit alors si l'univers est en expansion accélérée ou décélérée.

Pour une meilleure caractérisation de l'accélération de l'expansion, le projet SNLS vise à augmenter significativement le nombre de supernovae détectées à grand décalage spectral et à mesurer leur courbe de lumière avec une précision accrue. Dans ce but, SNLS utilise la caméra CCD « Megacam » de 360 millions de pixels montée depuis mars 2003 sur le CFHT, télescope de 3,6 m de diamètre. Les recherches sont effectuées sur un total de quatre champs de un degré carré chacun, observables environ 6 mois par an chacun, dans quatre bandes de fréquence (fréquences centrales : $\lambda_{g'} = 477$ nm, $\lambda_{r'} = 623$ nm, $\lambda_{i'} = 763$ nm et $\lambda_{z'} = 913$ nm). Les supernovae sont découvertes en recherchant, par photométrie différentielle, des augmentations locales de flux, comme illustré sur la figure 3.2.

Les champs sont observés en moyenne toutes les trois ou quatre nuits autour de la nouvelle lune, offrant une couverture fréquente et régulière de l'ensemble de la courbe

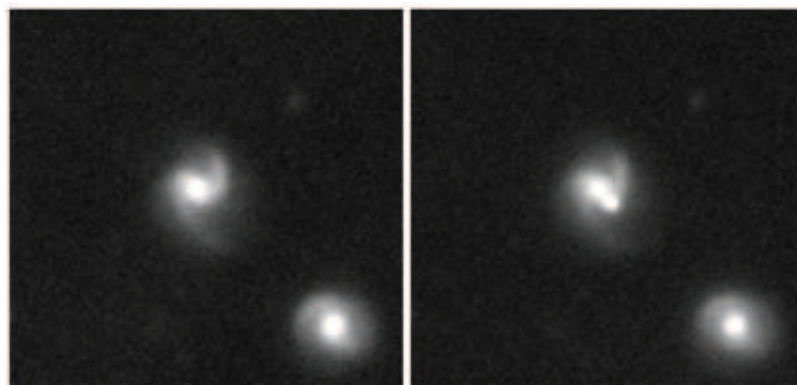


Fig. 3.2: Deux galaxies observées par Megacam, avant (photo de gauche) et après (photo de droite) l'explosion d'une supernova dans la galaxie centrale.

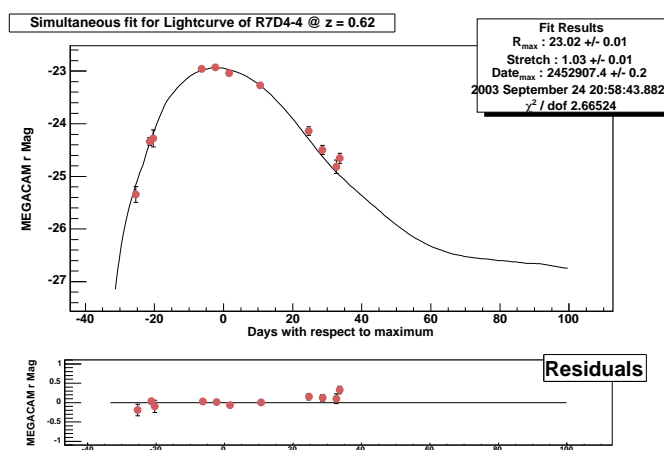


Fig. 3.3: Courbe de lumière (flux de photons en fonction du temps) pour l'une des supernovae observées avec Megacam.

de lumière des supernovae détectées, comme le montre l'exemple de la figure 3.3, y compris dans la période précédent le maximum de luminosité. Cette stratégie, rendue possible par la taille importante de la caméra Megacam, apporte une amélioration notable par rapport aux programmes antérieurs qui détectaient les supernovae en comparant des images prises à 3 semaines d'intervalle, et ne pouvaient donc couvrir, en général, que la partie décroissante de la courbe de lumière.

L'expérience SNLS prendra des données durant les 5 prochaines années, au bout desquelles elle devrait avoir accumulé un lot de plusieurs centaines de supernovae. Le diagramme de Hubble attendu aura environ dix fois la statistique présentée dans la figure 3.1, et permettra d'obtenir de meilleures contraintes sur les paramètres cosmologiques qui définissent l'accélération.

3.2 Spectrométrie

Le décalage spectral des supernovae découvertes par SNLS est déterminé à partir de leur spectre, pris sur des télescopes de 8 m de diamètre. La plupart des spectres sont obtenus avec le Very Large Telescope (VLT) de l'observatoire européen austral (ESO) au Paranal, Chili, et leur analyse est sous la responsabilité du groupe français. Ces observations servent également à déterminer le type de la supernova : thermonucléaire (Ia) ou gravitationnelle (Ib, Ic ou II).

Les supernovae étudiées étant situées dans des galaxies lointaines de décalage spectral entre 0,2 et 1,0, la résolution des télescopes utilisés (0,2 arcsec par pixel et un seeing¹ de l'ordre de 0,7 arcsec, que ce soit pour la photométrie avec Megacam ou la spectroscopie au VLT) ne permet généralement pas d'isoler la supernova de la galaxie sous-jacente. Les spectres des deux composantes supernova et galaxie sont donc superposés l'un à l'autre. La présence de raies fortes en émission ou en absorption dans le spectre de certaines galaxies permet parfois de mesurer le décalage spectral sans avoir recours à la séparation des deux objets. C'est dans cette optique que l'extraction selon l'algorithme développé par [Horne, 1986] est utilisée. Le type de la supernova est alors déterminé par ajustement global de spectres typiques de galaxies et de supernovae jusqu'à obtention du meilleur jeu de spectres selon le critère du χ^2 minimal.

Il est toutefois préférable d'identifier chacune des composantes individuellement, ce qui permet de lever certaines dégénérescences dans l'ajustement décrit ci-dessus. C'est ce qui est tenté par un algorithme développé spécifiquement dans cette optique, basé sur l'indépendance des deux spectres dans l'image d'origine. Au lieu de ne travailler que sur le spectre mono-dimensionnel $S(\lambda)$ obtenu par l'algorithme de Horne, le travail a lieu en amont, sur l'image bi-dimensionnelle $i(\lambda, y)$ où y est la dimension parallèle à la fente du spectrographe, contenant l'information spatiale. L'extraction des deux spectres galaxie et supernova se fait alors après ajustement de chacun des profils spatiaux.

L'image brute $i_0(\lambda, y)$ est tout d'abord nettoyée des pixels touchés par des rayons cosmiques selon l'algorithme de détection de bord de [van Dokkum, 2001]. L'émission de l'atmosphère terrestre, déterminée sur les zones de l'image en dehors du spectre de l'objet, est ensuite soustraite, conduisant à l'image bi-dimensionnelle $i(\lambda, y)$ sur laquelle est appliqué l'un des deux algorithmes d'extraction mentionnés ci-dessus.

1. Largeur à mi-hauteur de l'image sur le CCD d'un objet « ponctuel », due à l'optique du télescope et aux perturbations atmosphériques

Algorithme de Horne

La méthode classique d'analyse de spectres consiste à sommer le spectre sur un ensemble de pixels incluant la supernova dans la dimension spatiale. Une meilleure précision est obtenue par un plus grand nombre de pixels, mais l'information est alors noyée dans un bruit important provenant des pixels en bordure du spectre ne contenant qu'une faible fraction de la lumière de l'objet. L'algorithme de Horne résout ce dilemme en appliquant un poids non uniforme dans la somme de façon à réduire au minimum le bruit statistique tout en conservant la précision photométrique. La méthode est fondée sur l'hypothèse que le profil spatial ne varie que lentement avec la longueur d'onde (corrections polynomiales).

L'extraction selon l'algorithme de Horne se fait en trois étapes.

- Un spectre initial $f(\lambda)$ est obtenu selon la méthode classique.
- Le profil spatial en fonction de la longueur d'onde $P_y(\lambda)$ est initialisé au rapport $i(\lambda, y)/f(\lambda)$ puis optimisé par itérations successives en ajustant par un polynôme de bas degré, supprimant à chaque étape les pixels les plus extrêmes, jusqu'à convergence de l'algorithme.
- Le profil spatial étant fixé, le spectre est calculé par itérations successives selon la loi $S(\lambda) = \left[\sum_y (P_y(\lambda) i(\lambda, y) / \text{var}(\lambda, y)) \right] / \left[\sum_y (P_y(\lambda)^2 / \text{var}(\lambda, y)) \right]$ où $\text{var}(\lambda, y)$ est la variance du pixel calculée d'après le bruit de photon, éliminant à nouveau les pixels les plus divergents.

Ajustement des profils spatiaux

Le principe de la méthode est de déterminer dans un premier temps les profils spatiaux des deux composantes, supernova et galaxie. Les profils individuels sont supposés suivre des distributions gaussiennes, dont les variations de la position des centres avec la longueur d'onde sont identiques et suivent un polynôme de bas degré. L'indépendance des informations spatiales et spectrales permet la détermination de ces profils à partir d'une image composite obtenue en regroupant les pixels de l'image initiale en une vingtaine d'intervalles de longueur d'onde, ce qui réduit considérablement le nombre de paramètres de l'ajustement et met mieux en valeur les caractéristiques propres de chacun des spectres, diminuant ainsi les corrélations entre paramètres.

Une fois les profils individuels obtenus, les spectres de la galaxie et de la supernova sont calculés simultanément, par ajustement analogue à la procédure décrite dans la méthode de Horne.

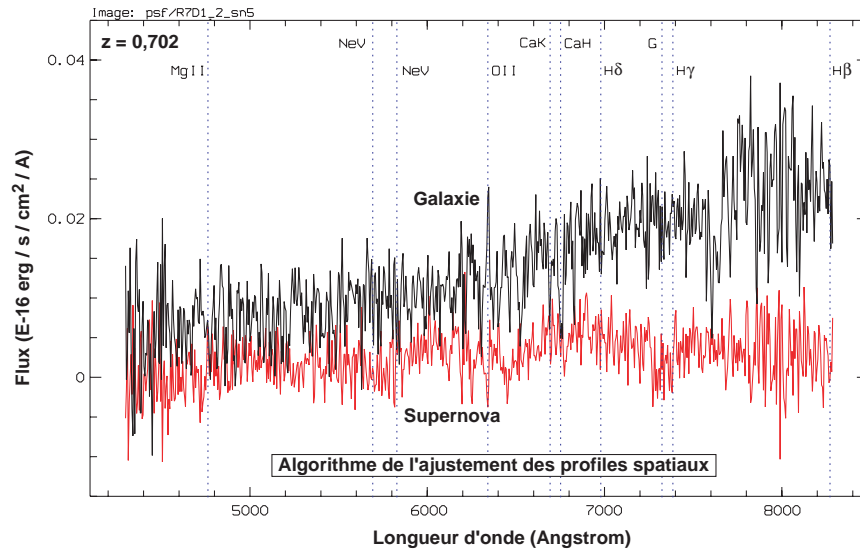


Fig. 3.4: Extraction des spectres de la galaxie (spectre du haut) et de la supernova (spectre du bas) avec l'algorithme de l'ajustement des profils spatiaux. La raie en émission de OII ($\lambda_0 = 3728 \text{ \AA}$ au repos) apparaît clairement dans le spectre de la galaxie, ainsi que les raies en absorption du calcium H et K ($\lambda_0 = 3968 \text{ \AA}$ et $\lambda_0 = 3934 \text{ \AA}$ respectivement), signant ainsi précisément le décalage spectral à la valeur $z = 0,702$.

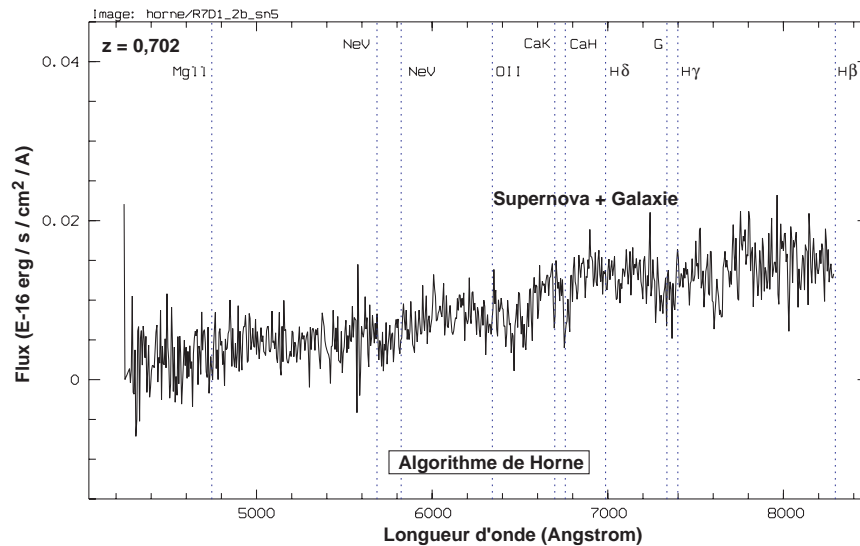


Fig. 3.5: Extraction avec l'algorithme de Horne autour de la position de la supernova. Le spectre de la supernova est contaminé par celui de la galaxie dont quelques raies (OII, CaK et CaH en particulier) apparaissent encore et dont la couleur rouge de la galaxie domine manifestement le spectre obtenu.

Résultats

Les spectres pris sont généralement composés de 3 à 5 images de 750 s de temps de pose chacune. Ils sont analysés simultanément à l'aide de l'une des deux procédures décrites précédemment, en fonction de la position et du flux relatifs de la galaxie et de la supernova. Un exemple d'extraction du spectre d'un même candidat supernova par les deux méthodes est illustré sur les figures 3.4 et 3.5. Le candidat est une supernova de type Ia situé à un décalage spectral $z = 0,702$. L'extraction par la méthode de l'ajustement des profils spatiaux indique deux composantes séparées de 3 pixels (soit 0,6 arcsec) dont les profils gaussiens ont des largeurs $\sigma = 1,5$ pixel pour la supernova et $\sigma = 2,8$ pixels pour la galaxie.

La figure 3.6 illustre un exemple du spectre d'une supernova clairement identifiée comme étant de type Ia, superposé à celui de la galaxie hôte.

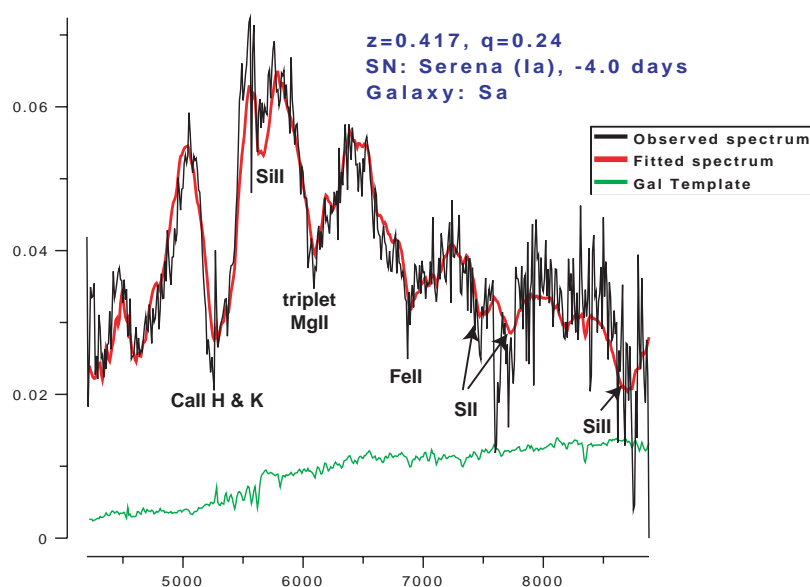


Fig. 3.6: Spectre d'une supernova de type Ia au décalage spectral $z = 0,417$, pris 4 jours avant le maximum de luminosité, superposé à celui de sa galaxie hôte (24% de contamination) — une galaxie spirale de type Sa. Les caractéristiques spectrales d'une SNIa, indiquées sur le graphique, sont clairement identifiables.

Après environ un an de prise de données, 141 candidats ont été spectrés mais tous n'ont pas pu être identifiés, souvent parce que trop faibles ou indiscernables de la galaxie hôte, parfois parce que ne correspondant à aucun phénomène physique prévu. Une estimation du décalage spectral peut toutefois être obtenue dans la moitié des cas environ à partir des raies galactiques, permettant alors de poursuivre l'analyse avec une détermination du type de l'objet à partir de la courbe de lumière uniquement. Les objets pour lesquels un spectre a été mesuré (jusqu'en septembre 2004) se répartissent de la façon suivante :

3.3 Sélection en ligne des candidats supernovae

- 61 SNIa clairement identifiées + 22 SNIa possibles,
- 12 SN gravitationnelles (type II, Ib ou Ic),
- 11 noyaux actifs de galaxie ou quasars,
- 34 non identifiés.

Les supernovae de type Ia se répartissent uniformément entre les décalages spectraux $z = 0,2$ et $z = 1$, la limite inférieure provenant du faible volume couvert avec la stratégie actuelle pour les objets proches (4 degrés carrés uniquement), tandis que la limite supérieure est liée à la résolution des instruments et aux temps de pose utilisés. Les supernovae de type II, moins lumineuses, se trouvent en général à des distances plus faibles ($z < 0,6$). L'échantillon spectré est dominé par les supernovae de type Ia car les courbes de lumières disponibles lors de la demande de spectre (contenant au moins 2 points dans chacun des filtres i' et r' , parfois 1 point en g') permettent déjà une bonne discrimination entre les différents objets variables possibles.

3.3 Sélection en ligne des candidats supernovae

La chaîne de détection tournant à Hawaï fournit plusieurs milliers d'événements potentiels par CCD à chaque nouvelle prise de données. La sélection ultime des candidats pour lesquels un spectre sera pris est effectuée manuellement, après visualisation de l'ensemble des événements de la nuit. Il est donc indispensable de réduire le nombre d'événements par des critères fiables et objectifs, avant de procéder à l'étape manuelle.

Un grand nombre des détections ne sont que des artefacts photométriques plus ou moins reproductibles. La photométrie différentielle [Alard and Lupton, 1998] utilisée pour la détection engendre en effet des problèmes de mauvaises soustractions de certaines régions du ciel, par exemple en proximité d'étoiles saturées et des aigrettes qui l'encadrent². La plupart de ces problèmes techniques peuvent néanmoins être identifiés par des critères de formes (amas connexe de pixels négatifs adjacent à un amas connexe de pixels positifs de taille semblable, par exemple), ce qui permet d'exclure ces détections.

Il reste alors un nombre important d'événements correspondants à des phénomènes physiques autres que supernovae, comme des étoiles variables ou des noyaux actifs de galaxie (dont l'émission est également variable). Sur chacun des champs de 1 degré carré se trouvent environ 5000 étoiles dont plusieurs centaines sont variables et contribuent au lot d'objets temporairement amplifiés détectés par la chaîne de traitement, alors que le taux de supernovae attendu n'est que de deux ou trois par champ pour chaque nuit d'observation. Pour exclure les événements liés aux étoiles

2. Des thèses entières sont consacrées à cette technique photométrique puissante mais difficile à mettre en œuvre, cf. le travail récent de [le Guillou, 2003] par exemple.

SNLS et les paramètres cosmologiques

variables, chaque détection est associée à l'objet le plus proche sur l'image de référence dans un rayon de $3''$, appelé son hôte. L'événement est systématiquement conservé en l'absence d'hôte (supernova dans une galaxie distante et très faible, ou astéroïde) ou si l'hôte est galactique, mais il est rejeté si son hôte est stellaire.

Une ségrégation des objets détectés sur l'image de référence en étoiles et galaxies est donc utile. Compte tenu de la résolution du télescope et du seeing moyen de l'observatoire, les étoiles paraissent plus piquées que les galaxies, ce qui est clairement visible sur la figure 3.7 où le rapport f/f_{\max} du flux f de l'objet sur le flux f_{\max} dans son pixel central est indiqué en fonction de la magnitude en i' de l'objet.

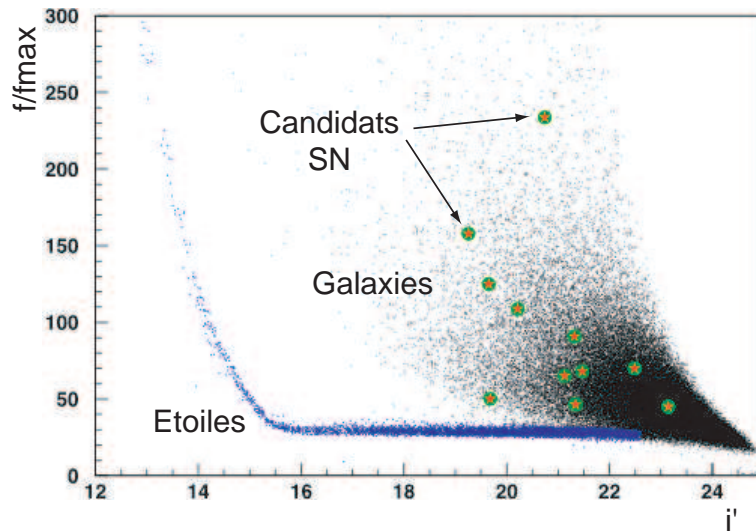


Fig. 3.7: Distribution des valeurs du rapport f/f_{\max} du flux de l'objet sur le flux dans son pixel central en fonction de sa magnitude en i' , pour l'ensemble des objets détectés sur un champ de 1 degré carré. Les deux populations étoiles et galaxies sont clairement identifiables jusqu'à une magnitude de 22,6.

La région à $i' < 16$ est uniquement peuplée d'étoiles, et la remontée du rapport f/f_{\max} s'explique par la saturation de ces objets très lumineux³. Pour les magnitudes comprises entre 16 et 22,6, les étoiles ont un profil essentiellement gaussien dû à la résolution de l'optique, et un f/f_{\max} presque constant, de l'ordre de 30, provenant directement du rapport entre hauteur et volume de la distribution gaussienne. Au delà de la magnitude $i' = 22,6$, la séparation étoiles/galaxies n'est plus fiable, et les objets sont de plus majoritairement des galaxies. Les hôtes stellaires étant exclus lors des recherches de supernovae, l'approche conservatrice consiste à considérer tous les objets à $i' < 22,6$ comme des galaxies. Sur la figure 3.7 sont également indiquées les

3. La valeur du flux dans le pixel central est plafonnée à 65000 ADU, tandis que le flux total peut continuer à croître.

valeurs de f/f_{\max} pour les premiers candidats supernovae détectés, qui se trouvent bien toutes dans la région peuplée par les galaxies.

Ces coupures permettent de diminuer le nombre de candidats à visualiser manuellement. Avec quelques critères supplémentaires sur le rapport signal sur bruit cumulé sur l'ensemble de la courbe de lumière d'un candidat ainsi que sur la stabilité antérieure de l'objet, il reste au plus une dizaine de candidats par CCD à visualiser individuellement.

3.4 Recherche de supernovae

La recherche de supernovae sur l'ensemble des données de l'expérience SNLS, indépendamment de la chaîne de traitement « en ligne », est un travail de longue haleine effectué dans le cadre de la thèse de V. Lusset, sous ma direction. Cette étude est en cours, et je me contenterai donc dans cette partie d'en décrire le principe.

Le projet SNLS cherche à obtenir un lot homogène d'environ 700 SN Ia à des décalages spectraux de 0,2 à 1,0 environ. Le diagramme de Hubble que l'on pourra construire à partir de ces mesures permettra une estimation des paramètres cosmologiques avec des précisions bien meilleures qu'aujourd'hui. Par la qualité, la quantité et la régularité temporelle des observations Megacam, SNLS présente des avantages indéniables par rapport aux projets de génération antérieure. En particulier, SNLS sera en mesure de déterminer les taux d'explosion de supernovae des différents types sur une large gamme de décalage spectral, à condition de connaître l'efficacité de détection. L'analyse que nous menons avec V. Lusset permettra le calcul de cette efficacité de détection. Elle permettra également de mieux quantifier les éventuels biais introduits lors de l'étape de visualisation pour la sélection des candidats par la chaîne de traitement à Hawaï, ainsi que lors du choix (subjectif) des candidats à spectrer (biais de Malmquist en particulier).

Avec un an de recul, il est possible de construire une image de référence pour chaque champ à partir d'images de bonne qualité exemptes de toute contamination par un flux résiduel de supernova en cours d'étude⁴. La fabrication de l'image de référence nécessite un travail conséquent compte tenu de décalages de pointé pouvant aller jusqu'à 1 CCD d'une pose à une autre. Il n'est donc pas possible techniquement de gérer les données CCD par CCD, et ces décalages impliquent la gestion simultanée de l'ensemble de la mosaïque (360 millions de pixels).

4. La durée maximale de visibilité d'une supernova est de l'ordre de 2,5 mois. Même à un décalage spectral $z = 1,0$ la dilatation de la courbe de lumière n'augmente cette durée qu'à 5 mois, ce qui reste inférieur à l'intervalle de temps entre périodes de visibilité d'un champ. Il suffit alors, pour rechercher des supernovae sur une période donnée, de construire la référence à partir d'images d'une autre année de données.

SNLS et les paramètres cosmologiques

Le traitement des données est ensuite fondé sur la chaîne de photométrie différentielle développée par L. le Guillou dans le cadre de l'analyse des données de l'expérience EROS [le Guillou, 2003]. Des courbes de lumière (évolution du flux en fonction de la date) sont fabriquées pour tous les objets apparaissant plusieurs fois sur les images soustraites. Ces courbes de lumière couvrent toute la durée de visibilité d'un champ (environ 7 mois) et sont analysées pour rechercher celles compatibles avec un signal correspondant à celui d'une supernova de type Ia ou de type II. Les principaux critères de sélection envisagés à ce jour portent sur la présence d'une variation unique pour un objet donné, suffisamment importante statistiquement, suivant un profil asymétrique semblable à celui d'une supernova et associée à un hôte galactique (ou sans hôte). Afin de pouvoir utiliser à des fins cosmologiques (sur un diagramme de Hubble par exemple) des supernovae ainsi découvertes et n'ayant pas été identifiées lors de la recherche online, il est envisagé de faire une demande de spectre pour celles dont la galaxie hôte est visible afin de déterminer le décalage spectral de la galaxie hôte et donc de la supernova. La supernova elle-même n'étant plus visible sur ces spectres compte tenu du délai entre l'analyse et la prise de données, le type spectral ne pourra être déterminé en l'absence d'hôte qu'à partir des courbes de lumière dans les quatre filtres g' , r' , i' et z' .

3.5 Perspectives

Le projet SNLS n'en est encore qu'à ses débuts. La recherche de supernovae de type Ia associée à des mesures précises de l'efficacité de détection aboutira à une estimation de leur taux d'explosion. La stratégie observationnelle et la qualité des mesures fournira sous peu des contraintes sur la densité d'énergie noire Ω_Λ et la densité de matière Ω_M avec une précision de l'ordre de 10%, comme l'illustre la figure 3.8 des contours prévus sur ces deux quantités d'après le document de proposition de l'expérience. Près d'une centaine de supernovae ont déjà été découvertes dans la première année de données, et le diagramme de Hubble préliminaire que l'on en tire est compatible avec les valeurs privilégiées ($\Omega_M = 0,3$, $\Omega_\Lambda = 0,7$) issues des analyses antérieures.

Les contraintes obtenues avec les supernovae présentent inévitablement une dégénérescence dans le plan Ω_M - Ω_Λ . Il est donc particulièrement intéressant de confronter les résultats obtenus par SNLS avec ceux publiés par des projets conduisant à des contraintes affectées de dégénérescences orthogonales, comme celles obtenues par les mesures du fond diffus cosmologique avec le satellite WMAP [Spergel et al., 2003] par exemple. Les résultats concordent aujourd'hui parfaitement, comme illustré sur la figure 3.9.

Les différents projets en cosmologie aboutissent à un modèle qui repose sur des

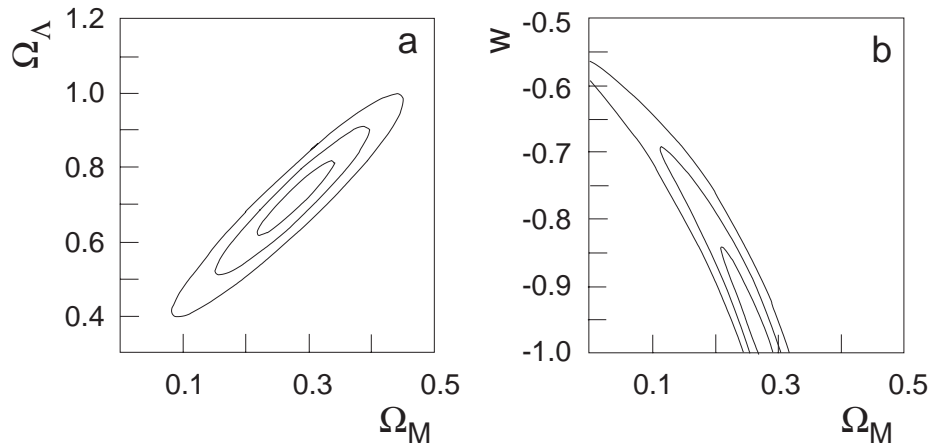


Fig. 3.8: Contours à 1σ , 2σ et 3σ prévus après 5 ans de données avec SNLS. La figure de gauche montre les contraintes attendues sur la densité de matière Ω_M et la densité d'énergie noire Ω_Λ . La figure de droite montre les contraintes attendues sur la densité de matière Ω_M et le paramètre w décrivant l'évolution avec le temps de l'énergie noire ($w = -1$ correspond à une densité d'énergie constante).

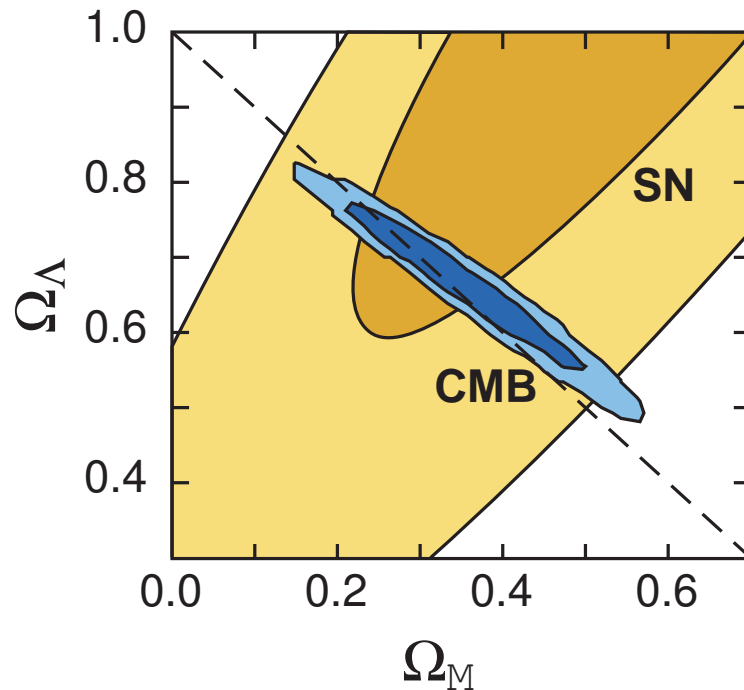


Fig. 3.9: Contours à 1σ , 2σ dans le plan Ω_M - Ω_Λ illustrant l'accord entre les expériences de mesure des anisotropies du fond diffus cosmologique et les expériences de recherche de supernovae de type Ia.

SNLS et les paramètres cosmologiques

ingrédients dont l'origine et la nature sont mal connus : la matière noire (dont 4% seulement de matière noire sous forme baryonique et plus de 20% sous une forme encore non identifiée à ce jour), l'énergie noire (réintroduite récemment dans les équations d'Einstein après avoir été supposée nulle par des générations de physiciens, et composant 70% de l'énergie de notre univers), et les champs fondamentaux de l'inflation. La compréhension de ces ingrédients fait l'objet de plusieurs projets futurs dédiés à cette thématique. C'est le cas du projet satellite Planck qui, dans le domaine des mesures du fond diffus cosmologique, fait suite aux expériences en ballon telles Boomerang, Maxima et Archeops et à l'expérience satellite WMAP, et fournira des mesures du spectre de puissance des anisotropies avec un gain en sensibilité d'un facteur ~ 100 par rapport aux projets antérieurs. Les expériences sur le rayonnement micro-onde sondent l'univers à un décalage spectral $z \sim 1100$, alors que l'univers est âgé de trois cent mille ans seulement. L'énergie noire dominant le bilan énergétique de l'univers à de bien plus faibles décalages spectraux sera plus adéquatement étudiée grâce aux observations dédiées aux objets bien plus proches ($z \sim 1$). Les recherches de supernovae de type Ia ou les mesures de cisaillement gravitationnel effectuées sur des distributions de galaxies ou sur la polarisation du fond cosmologique offrent des outils adaptés. Ces deux thématiques sont envisagées conjointement dans le cadre de plusieurs projets futurs encore à l'étude à l'heure actuelle. En Europe, le projet DUNE (Dark UNiverse Explorer) prévoit la mise en œuvre dans l'espace en 2012–2015 d'un télescope de 1,5 m de diamètre couvrant un champ de vue de 0,5 à 1,0 degré carré. Durant trois années, la mission serait consacrée simultanément à la couverture d'un champ de 1200 à 7500 degrés carrés (en fonction des choix technologiques) pour la mesure du cisaillement gravitationnel et à l'obtention d'un champ profond pour le suivi photométrique de plusieurs milliers de supernovae. Simultanément, aux Etats-Unis, la mission JDEM (Joint Dark Energy Mission, collaboration entre la NASA et le Department of Energy) prévoit le lancement vers 2014 d'un satellite emportant un télescope de ~ 2 m de diamètre couvrant un champ de 1 degré carré pour la mesure de l'énergie noire avec un contrôle sévère des systématiques.

Ma participation à l'un de ces deux projets est la suite naturelle de mon engagement en astroparticule sur les projets destinés à la compréhension de notre univers et des lois qui régissent son évolution. J'envisage donc de mener à terme mes activités de recherche sur SNLS pour poursuivre ensuite sur des projets de prochaine génération en cosmologie, tels ceux mentionnés ci-dessus. Je consacre dès à présent une fraction de mon temps aux études menées dans le cadre des projets DUNE et JDEM.

Chapitre 4

Activités de formation et communication scientifique grand public

Depuis 1998, je participe activement à la promotion de la science auprès des étudiants et du grand public. Je regroupe dans ce chapitre mes activités de formation, d'enseignement, de communication grand public et d'encadrement. La liste de mes publications scientifiques est donnée séparément.

Enseignements

Lors de mon PhD à the University of Chicago, j'ai été assistant d'enseignement en physique niveaux DEUG à maîtrise, avec une charge d'environ 200 heures d'enseignements en TD, TP et soutien personnalisé aux étudiants (1992-1994). J'ai obtenu en 1994 le prix « Excellence in teaching of undergraduates ».

A plusieurs reprises, j'ai été conviée à participer à des écoles pour étudiants en thèse. J'ai ainsi coordonné les étudiants de la session « neutrinos » aux « Journées Jeunes Chercheurs » tenues à Saumur en décembre 2001. J'ai également présenté des cours aux écoles suivantes (la durée du cours est indiquée entre parenthèses) :

- « Ecole de Cosmologie de Luminy » (1 h), Luminy, septembre 1998
- « Physique Sans Frontière » (1/2 h), Sarajevo, octobre 1998
- « Ecole de Cosmologie de Cargèse » (1h), Cargèse, avril 2000
- « Journées Jeunes Chercheurs » (1h), Saumur, décembre 2001
- « Physique Sans Frontière » (2 fois 1/2 h), Salonique, avril 2002
- « Summer Student Lecture Programme 2004 » (3h + 1h de discussion), CERN, août 2004
- « Physique Sans Frontière » (1/2 h), Istanbul, septembre 2004

Activités de formation et communication scientifique grand public

Communication grand public

Au cours de ma carrière de chercheur, j'ai eu l'occasion de présenter mes travaux de recherche au grand public à travers des articles de vulgarisation (voir la liste des publications), des conférences de presse, des émissions télévisées ou d'un bar des sciences :

- Conférence de Presse, « Petits Déjeuners de la DSM », mars 1998
- Entretiens avec journalistes de Science et Vie, le Républicain Essonne, Le Figaro, juillet 1998
- Entretiens télévisés pour Antenne 2, journal de 13h et journal de 20h, La Silla, Chili, mars 1998
- Entretien télévisé pour Arte, émission *Archimède*, Sarajevo, Bosnie Herzegovine, octobre 1998
- Entretien télévisé pour Antenne 2 : émission *Equation ultime*, juillet 2000
- Entretien télévisé : émission « Science Info » de LCI sur les neutrinos, juin 2001
- Bar Des Sciences « Galilée, Newton, Einstein... et après ? » organisé par la SFP, Paris, juillet 2003
- « XIV^{ème} Festival d'Astronomie » (1h30), Fleurance, août 2004

Encadrement d'étudiants en stage ou thèse

J'ai participé ponctuellement à l'encadrement d'étudiants en thèse dans ANTARES, soit sur des aspects généraux de l'expérience et de la physique des neutrinos, soit dans le cadre des études que j'ai menées sur l'évaluation des propriétés de sites marins en vue du déploiement d'un détecteur à neutrinos :

- François Blondeau (CEA), thèse soutenue en 1999,
- Antoine Kouchner (CEA), thèse soutenue en 2001,
- Wolfgang Schuster (University of Oxford), thèse soutenue en 2002.

J'ai encadré un étudiant lors de son stage de DEA en mai 2003 sur le projet SNLS :

- Vincent Lusset (CEA).

Je suis actuellement la directrice de thèse de

- Vincent Lusset (CEA)

dans le cadre de la thèse (2003–2006) qu'il effectue au CEA au sein de l'expérience SNLS et dont j'assume entièrement l'encadrement.

Bibliographie

- [Afonso et al., 1999] Afonso, C. et al. (1999). Microlensing towards the small magellanic cloud — EROS2 two-year analysis. *A & A*, 344 :L63–L66. (EROS collaboration).
- [Afonso et al., 2003a] Afonso, C. et al. (2003a). Bulge microlensing optical depth from EROS2 observations. *A & A*, 404 :145. (EROS collaboration).
- [Afonso et al., 2003b] Afonso, C. et al. (2003b). Limits on galactic dark matter with 5 years of EROS SMC data. *A & A*, 400 :951–956. (EROS collaboration).
- [Aguilar et al., 2004] Aguilar, J. et al. (2004). Transmission of light in deep sea water at the site of the ANTARES neutrino telescope. *submitted to AP*. (ANTARES collaboration).
- [Alard and Lupton, 1998] Alard, C. and Lupton, R. (1998). A method for optimal image subtraction. *AJ*, 503 :325.
- [Alcock et al., 2000] Alcock, C. et al. (2000). The MACHO project : microlensing results from 5.7 years of Large Magellanic Cloud observations. *Ap J*, 542 :281. (MACHO collaboration).
- [Alcock et al., 2001] Alcock, C. et al. (2001). MACHO project limits on black hole dark matter in the 1–30 M_{\odot} range. *Ap J*, 550 :L169–L172. (MACHO collaboration).
- [Alves and Nelson, 2000] Alves, D. and Nelson, C. (2000). The rotation curve of the Large Magellanic Cloud and the implications for microlensing. *Ap J*, 542 :789–803.
- [Amram et al., 2000] Amram, P. et al. (2000). Background Light in Potential Sites for the ANTARES Undersea Neutrino Telescope. *AP*, 13 :127 – 136. (ANTARES collaboration).
- [Amram et al., 2003] Amram, P. et al. (2003). Sedimentation and Fouling of Optical Surfaces at the ANTARES Site. *AP*, 19 :253 – 267. (ANTARES collaboration).
- [Ansari et al., 1996] Ansari, R. et al. (1996). Observational limits on the contribution of sub-stellar and stellar objects to the galactic halo. *A & A*, 314 :94. (EROS collaboration).
- [Aslanides et al., 1999] Aslanides, E. et al. (1999). A deep sea telescope for high energy neutrinos. *astro-ph/9907432*. (ANTARES collaboration).
- [Aubourg et al., 1999] Aubourg, E., Palanque-Delabrouille, N., Salati, P., Spiro, M., and Taillet, R. (1999). Microlensing optical depth of the Large Magellanic Cloud. *A & A*, 347 :850–859.

BIBLIOGRAPHIE

- [Bauer et al., 1997] Bauer, F. et al. (1997). *Proceedings du workshop « Optical detectors for astronomy », ESO.* (EROS collaboration).
- [Belokurov et al., 2004] Belokurov, V., An, J., Evans, N., et al. (2004). The POINT-AGAPE survey II : an unrestricted search for microlensing events towards M31. *soumis à MNRAS, astro-ph/0411186.*
- [Caldwell and Coulson, 1986] Caldwell, J. and Coulson, I. (1986). The geometry and distance of the Magellanic Clouds from Cepheid variables. *MNRAS*, 218 :223.
- [Carmona, 2001] Carmona, E. (2001). Reconstruction methods for the ANTARES neutrino telescope. *27th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2001), 7-15 Aug 2001, Hamburg, Germany.*
- [Fukuda et al., 1998] Fukuda, Y. et al. (1998). Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :1562–1567. (SuperKamiokande collaboration).
- [Goldman et al., 2002] Goldman, B. et al. (2002). EROS 2 proper motion survey : Constraints on the halo white dwarfs. *A & A*, 389 :L69. (EROS collaboration).
- [Gould, 1995] Gould, A. (1995). Self-lensing by a stellar disk. *Ap J*, 441 :77.
- [Gould et al., 1997] Gould, A., Bahcall, J., and Flynn, C. (1997). M Dwarfs from Hubble Space Telescope Star Counts. III. The Groth Strip. *Ap J*, 482 :913.
- [Gould and Schreder, 1966] Gould, R. and Schreder, G. (1966). Opacity of the Universe to high energy photons. *Phys. Rev. Lett.*, 16 :252–254.
- [Greisen, 1966] Greisen, K. (1966). End to the cosmic-ray spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, 16 :748–754.
- [Gyuk et al., 2000] Gyuk, G., Dalal, N., and Griest, K. (2000). Self-lensing models of the Large Magellanic Cloud. *Ap J*, 535 :90–103.
- [Hardin et al., 2000] Hardin, D. et al. (2000). Type Ia supernova rate at $z \sim 0.1$. *A & A*, 362 :419–425. (EROS collaboration).
- [Hatzidimitriou and Hawkins, 1989] Hatzidimitriou, D. and Hawkins, M. (1989). Stellar populations and large-scale structure of the SMC. II - Geometry of the north-eastern and south-western outlying regions. *MNRAS*, 241 :667.
- [Horne, 1986] Horne, K. (1986). An optimal extraction algorithm for CCD spectroscopy. *PASP*, 98 :609–617.
- [Hughes and others., 1991] Hughes, S. and others. (1991). Long-period variables in the Large Magellanic Cloud. III - Evidence of a kinematic spheroidal population. *AJ*, 101 :1304.
- [Jelley, 1966] Jelley, J. (1966). High energy γ -ray absorption in space by a 3.5° K microwave field. *Phys. Rev. Lett.*, 16 :479–481.
- [Jetzer et al., 2004] Jetzer, P., Milsztajn, A., and Tisserand, P. (2004). Microlensing towards LMC and M31. *Proceedings IAU Symposium No. 225 (astro-ph/0409496).*
- [Kamaya and Silk, 2002] Kamaya, H. and Silk, J. (2002). Observing baryonic dark matter with ALMA. *MNRAS*, 335 :L62 – L66.
- [Lacey and Ostriker, 1985] Lacey, C. G. and Ostriker, J. P. (1985). Massive black holes in galactic halos? *Ap J*, 299 :633–652.

BIBLIOGRAPHIE

- [Lasserre et al., 2000] Lasserre, T. et al. (2000). Not enough stellar mass Machos in the Galactic halo. *A & A*, 355 :L39. (EROS collaboration).
- [le Guillou, 2003] le Guillou, L. (2003). *Recherche de matière noire galactique par détection de microlentilles gravitationnelles en photométrie différentielle*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6.
- [Mancini et al., 2004] Mancini, ., Calchi Novati, ., Jetzer, ., and Scarpetta, . (2004). LMC self-lensing from a new perspective. *A& A*, 427 :61–77.
- [Martin et al., 1990] Martin, N. et al. (1990). *A&A*, 215 :219.
- [Mathewson et al., 1986] Mathewson, D., Ford, V., and Visvanathan (1986). The structure of the Small Magellanic Cloud. *Ap J*, 301 :664.
- [Meatheringham et al., 1988] Meatheringham, S. et al. (1988). The kinematics of the planetary nebulae in the Large Magellanic Cloud. *Ap J*, 327 :651.
- [Millard and Seaver, 1990] Millard, R. and Seaver, G. (1990). An index of refraction algorithm over temperature, pressure, salinity and wavelength. *Deep Sea Res.*, 37 :121.
- [Milsztajn and Lasserre, 2001] Milsztajn, T. and Lasserre, T. (2001). . *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 91 :413. (EROS collaboration).
- [Mobley et al., 1993] Mobley, C. et al. (1993). *Appl. Opt.*, 32 :7484.
- [Morel and Loisel, 1998] Morel, A. and Loisel, H. (1998). *Appl. Opt.*, 37 :4765.
- [Paczynski, 1986] Paczynski, B. (1986). Gravitational microlensing by the galactic halo. *Ap J*, 304 :1.
- [Palanque-Delabrouille, 1997] Palanque-Delabrouille, N. (1997). *Research on galactic dark matter implied by gravitational microlensing*. PhD thesis, Université Paris 7 et University of Chicago.
- [Palanque-Delabrouille et al., 1998] Palanque-Delabrouille, N. et al. (1998). Microlensing towards the small magellanic cloud; EROS2 first year survey. *A & A*, 332 :1–9. (EROS collaboration).
- [Paulin-Henriksson and Calchi Novati, 2004] Paulin-Henriksson, S. and Calchi Novati, S. (2004). The POINT-AGAPE microlensing survey : first constraints on MACHOs towards M31. *Proceedings of the XXXIXth Rencontres de Moriond, La Thuile, March 2004, astro-ph/0408204*.
- [Perlmutter et al., 1999] Perlmutter, S. et al. (1999). Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. *Ap J*, 517 :565–586.
- [Quan and Fry, 1995] Quan, X. and Fry, E. (1995). Empirical equation for the index of refraction of seawater. *Appl. Opt.*, 34 :18.
- [Radakovitch and Heussner, 1999] Radakovitch, O. and Heussner, S. (1999). *Deep Sea Research II*, 46 :2175–2203.
- [Renault et al., 1997] Renault, C. et al. (1997). . *A & A*, 324 :L69. (EROS collaboration).
- [Renault et al., 1998] Renault, C. et al. (1998). . *A & A*, 329 :522. (EROS collaboration).

BIBLIOGRAPHIE

- [Riess et al., 1998] Riess, A. et al. (1998). Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *AJ*, 116 :1009.
- [Sackett and Gould, 1993] Sackett, P. and Gould, A. (1993). MACHOs in a Flattened Halo. *Ap J*, 419 :648.
- [Sahu, 1994] Sahu, K. C. (1994). Stars within the Large Magellanic Cloud as potential lenses for observed microlensing events. *Nature*, 370 :275.
- [Salati et al., 1999] Salati, P., Taillet, R., Aubourg, E., Palanque-Delabrouille, N., and Spiro, M. (1999). Kinematics of LMC stellar populations and self-lensing optical depth. *A & A*, 350 :L57–L61.
- [Spergel et al., 2003] Spergel, D. et al. (2003). First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters. *ApJ Suppl.*, 148 :175–194.
- [Tisserand, 2004] Tisserand, P. (2004). *Recherche d’astres sombres massifs du halo galactique par la technique des microlentilles gravitationnelles avec les caméras d’EROS-2*. PhD thesis, Université Nice-Sophia Antipolis.
- [van der Marel et al., 2002] van der Marel, R., Alves, D., Hardy, E., and Suntzeff, N. (2002). New understanding of Large Magellanic Cloud structure, dynamics, and orbit from Carbon star kinematics. *AJ*, 124 :2639–2663.
- [van der Marel and Cioni, 2001] van der Marel, R. and Cioni, M. (2001). Magellanic Cloud structure from near-infrared surveys. I. The viewing angles of the Large Magellanic Cloud. *AJ*, 122 :1807–1826.
- [van Dokkum, 2001] van Dokkum, P. (2001). Cosmic-ray rejection by Laplacian edge detection. *PASP*, 113 :1420–1427.
- [Wielen, 1977] Wielen, R. (1977). The diffusion of stellar orbits derived from the observed age-dependence of the velocity dispersion. *A&A*, 60 :263.
- [Wu, 1994] Wu, X. P. (1994). Gravitational microlensing by the MACHOs of the Large Magellanic Cloud. *Ap J*, 435 :66.
- [Yoo et al., 2004] Yoo, J., Chanamé, J., and Gould, A. (2004). The end of the macho era : Limits on halo dark matter from stellar halo wide binaries. *Ap J*, 601 :311–318.
- [Zaritsky et al., 1999] Zaritsky, D. et al. (1999). Constraints on Intervening Stellar Populations toward the Large Magellanic Cloud. *AJ*, 117 :2268.
- [Zatsepin and Kuz’min, 1966] Zatsepin, G. and Kuz’min, V. (1966). Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *JETP Lett.*, 4 :78–80.