



HAL
open science

Origine du rayonnement cosmique : études multi-messagers, multi-longueurs d'onde

Gilles Maurin

► **To cite this version:**

Gilles Maurin. Origine du rayonnement cosmique : études multi-messagers, multi-longueurs d'onde. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Grenoble Alpes; Université Savoie Mont Blanc, 2017. tel-01623205

HAL Id: tel-01623205

<https://hal.science/tel-01623205>

Submitted on 25 Oct 2017

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

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

Université de Savoie-Mont Blanc

Mémoire présenté par

Gilles MAURIN

pour obtenir le diplôme de

Habilitation à Diriger des Recherches

Spécialité: Physique des Particules

Origine du rayonnement cosmique : études multi-messagers, multi-longueurs d'onde

Soutenu le 14 Avril 2017 devant le Jury composé de :

Laurent DEROME	examineur
Arache DJANNATI-ATAÏ	rapporteur
Giovanni LAMANNA	examineur
Richard TAILLET	examineur
Benoît REVENU	rapporteur
Bertrand VALLAGE	rapporteur

Université de Savoie-Mont Blanc

Mémoire présenté par

Gilles MAURIN

pour obtenir le diplôme de

Habilitation à Diriger des Recherches

Spécialité: Physique des Particules

**Origine du rayonnement cosmique :
études multi-messagers, multi-longueurs d'onde**

Soutenu le 14 Avril 2017 devant le Jury composé de :

Laurent DEROME	examineur
Arache DJANNATI-ATAÏ	rapporteur
Giovanni LAMANNA	examineur
Richard TAILLET	examineur
Benoît REVENU	rapporteur
Bertrand VALLAGE	rapporteur

Table des matières

1	Vers l'origine du rayonnement cosmique	7
1.1	Origine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie	11
1.2	Astronomie neutrino	12
1.3	Accélération de rayons cosmiques dans les restes de supernova	14
1.4	Les vents stellaires, un accélérateur possible?	16
1.5	Analyse de données <i>H.E.S.S.</i>	17
1.6	Les autres activités du chercheur...	18
1.7	... et celles de l'enseignant	19
2	Observation profonde de SN1006 en rayon X (<i>XMM-Newton</i>)	25
2.1	Estimation précise des bruits de fond	27
2.2	Nouvelles observations de SN1006	30
2.3	Analyse spectrale spatialement résolue des filaments X	32
2.4	Contraintes sur les champs magnétiques	34
2.5	Interprétations possibles	35
3	Les amas d'étoiles, une nouvelle source de rayons cosmiques?	39
3.1	Les régions jeunes de formation d'étoiles en astronomie gamma	40
3.2	Rayons cosmiques de basse énergie dans l'amas de l'Arches (<i>XMM</i>)	59
4	Analyse des données de l'expérience <i>H.E.S.S.</i>	87
4.1	Calibration électronique du télescope <i>H.E.S.S.-2</i>	88
4.2	Reconstruction monoscopique avec <i>H.E.S.S.-2</i>	90
4.3	Effet des pixels exclus sur la résolution angulaire	93
4.4	Amélioration des performances de <i>H.E.S.S.-2</i> grâce à son système de focalisation	95
5	CTA, mon avenir en astronomie gamma	105
5.1	Les télescopes de CTA	106
5.2	Gestion des données	110
5.3	Performances attendues	116
6	Le champ magnétique intergalactique	121
6.1	Ce que l'on sait sur le champ magnétique intergalactique	122
6.2	Ce que l'astronomie gamma apporte	124
6.3	Ce qu'il reste à faire	128
	Le chemin continue	131
A	Déconvolution des images aux TeV	133
B	Astronomie neutrino : simulation, prédictions et recherche de source	139
C	Liste des publications	163

Remerciements

Je tiens à remercier les membres du jury pour avoir étudié mon manuscrit, assisté à ma soutenance et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon parcours et mes travaux, en particulier messieurs Arache DJANATI-ATAÏ, Benoît REVENU et Bertrand VALLAGE (rapporteurs) qui par leurs remarques ont permis d'améliorer le manuscrit. Je remercie également monsieur Laurent DEROME (examinateur) pour sa participation à ma soutenance.

Je remercie tout particulièrement Giovanni pour m'avoir accueilli au sein du groupe *H.E.S.S.* et *CTA* au LAPP depuis 2011, de m'avoir tout de suite fait confiance et de toujours m'avoir soutenu dans les projets que j'ai menés. C'est aujourd'hui grâce à ses actions et son soutien que je dirige le groupe *H.E.S.S.* au LAPP, mais aussi que l'équipe Pipeline existe et peut travailler dans d'excellentes conditions.

Je remercie tout autant Richard pour son accueil et son soutien, mais aussi pour son dynamisme et son envie d'enseigner qu'il partage au jour le jour à l'ensemble de l'équipe pédagogique. C'est un réel plaisir de travailler avec toi et de profiter de ton expérience. J'espère que nous continuerons à travailler ensemble très longtemps.

Je remercie l'ensemble du groupe d'astronomie gamma du LAPP, les chercheurs (notamment Armand, David, Vincent, Jean-Pierre, Sylvie), tous les ingénieurs (notamment Nadine, Jean), techniciens, postdoctorants (notamment Nukri, Thomas, Florian), doctorants (notamment Fabien, Cyril, Jill, Pierre) et stagiaires. La très bonne ambiance dans notre groupe, son dynamisme et son sérieux en sont la clé de voute. J'espère que nous conserverons cela le plus longtemps possible. Je remercie plus spécifiquement le groupe Pipeline *CTA* du LAPP (notamment Jean, Pierre, Thomas et Florian). Au delà de nos excellents travaux, j'apprends de nombreuses choses tous les jours grâce à vous.

Je remercie aussi l'ensemble de mes collègues et amis enseignants-chercheurs (notamment Damir, Richard, Marie, Pablo, Pierre, Gwenaël) avec lesquels j'apprécie tout particulièrement travailler. C'est toujours un plaisir de discuter d'enseignement, de pédagogie et d'autres choses avec vous. C'est en grande partie grâce à vous que j'apprécie tellement ce métier.

Je remercie l'ensemble des membres des collaborations (Pierre Auger, *ANTARES / H.E.S.S.* et *XMM-Newton*) avec lesquels j'ai travaillé, en particulier mes plus proches collaborateurs : Alexandre MARCOWITCH, Nukri KOMIN, Fabien KRAYZEL, Anne DECOURCHELLE et Vincent TATISCHEFF.

Je tiens à remercier l'ensemble des gens (chercheurs, administratifs, techniciens, informaticiens...) du laboratoire que j'ai le plaisir de côtoyer tous les jours et qui me rendent de très nombreux services.

Je tiens à embrasser mon père, ma mère, Isabelle (merci d'être venue à ma soutenance, cela m'a fait très plaisir), toute ma famille et tous mes amis (notamment Stéphane, François et Emmanuel). Pour finir, j'embrasse de tout mon cœur Marine, Elliott et bientôt mon deuxième fils : les centres de gravité de ma vie.

Préambule

Lorsque je me suis décidé à écrire ce manuscrit, j'ai commencé par faire exactement ce que l'on fait lorsque l'on veut travailler sur un nouveau sujet scientifique : une étude bibliographique. J'ai ainsi parcouru plusieurs manuscrits d'habilitation provenant de différents domaines (physique des particules, astrophysique, astroparticules) et de différentes universités.

Je me suis très vite rendu compte qu'il y avait autant de façon d'aborder ce travail que de personnes maintenant habilitées. Il y a pourtant trois axes, plus ou moins appuyés, que l'on retrouve pratiquement tout le temps :

- une présentation des activités de recherche passées, présentes et futures, précisant le contexte, les objectifs et les résultats obtenus ;
- une réflexion sur son parcours, son évolution professionnelle et son avenir ;
- une description des responsabilités et des encadrements réalisés.

C'est dans cet esprit que j'ai abordé ma rédaction.

Le sujet de mon habilitation est celui des origines du rayonnement cosmique de l'Univers. Je m'intéresse à ce sujet depuis ma thèse en cherchant les contraintes observationnelles accessibles avec les observatoires, détecteurs et télescopes d'aujourd'hui. Ce manuscrit, divisé en six chapitres, présente mes travaux et mes projets en suivant le fil conducteur suivant :

- Le premier chapitre explique mon parcours de la thèse jusqu'à aujourd'hui. Après une courte présentation chronologique, j'expose succinctement mes activités en les regroupant par thématique (les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, l'astronomie neutrinos, les restes de supernova, les amas d'étoiles). Je finis par mes développements techniques sur *H.E.S.S.* et mes autres activités.
- Le deuxième chapitre explique mon travail sur l'observation du reste de supernova SN1006, réalisé dans le cadre d'un "large project" *XMM-Newton*. La première partie décrit mes développements sur le traitement du bruit de fond de particules. La seconde partie expose mon étude spatialement résolue des filaments en rayons X du reste de supernova SN1006 qui m'a permis de contraindre l'accélération des rayons cosmiques ainsi que le champ magnétique en aval de l'onde de choc.
- Le chapitre 3 présente mes deux études sur les Amas d'étoiles :
 - Dans la première, je me suis intéressé aux jeunes amas d'étoiles dont l'action collective des vents stellaires pourrait produire des rayons cosmiques. Cette étude utilise les données du satellite *Fermi* et celles de *H.E.S.S.* pour contraindre l'efficacité d'accélération de ce mécanisme dans plusieurs amas.
 - La deuxième partie porte sur l'amas massif de l'Arches étudié dans le domaine des rayons X avec *XMM-Newton* pour contraindre la présence de rayons cosmiques de basse énergie en son sein.

- Le chapitre 4 expose l'ensemble de mes activités d'analyse de données sur l'expérience *H.E.S.S.*, à savoir la calibration électronique, la reconstruction monoscopique des données du grand télescope *H.E.S.S.* -2, l'intérêt du système de focalisation du grand télescope et l'effet des pixels défectueux sur les analyses. Ce chapitre est indispensable pour comprendre mes futurs travaux sur *H.E.S.S.* et *CTA*.

- Enfin, les chapitres 5 et 6 décrivent mes travaux à court et moyen terme en astronomie γ . Mon projet technique d'analyse des données *CTA* avec une approche calcul haute performance est détaillé dans le chapitre 5. Mon projet scientifique sur le champ magnétique intergalactique est quant à lui introduit dans le chapitre 6. Ces deux parties concluent sur les objectifs que le groupe d'astronomie gamma et moi-même souhaiterions atteindre.

Chapitre 1

Vers l'origine du rayonnement cosmique

*« La connaissance s'acquiert par
l'expérience, tout le reste n'est que de
l'information. »*

Albert Einstein

Sommaire

1.1 Origine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie	11
1.1.1 Recherche de photons d'ultra haute énergie	11
1.1.2 Analyse statistique de la composante hadronique	11
1.2 Astronomie neutrino	12
1.2.1 Recherche de structures et de sources ponctuelles dans les données d'ANTARES	12
1.2.2 Conception du détecteur kilométrique	13
1.2.3 Modélisation des flux gamma et neutrinos dans les restes de supernova	13
1.3 Accélération de rayons cosmiques dans les restes de supernova	14
1.3.1 Astronomie Gamma (H.E.S.S.)	14
1.3.2 Astronomie X (XMM-Newton)	15
1.4 Les vents stellaires, un accélérateur possible?	16
1.5 Analyse de données H.E.S.S.	17
1.6 Les autres activités du chercheur...	18
1.6.1 Encadrement de thèses	18
1.6.2 Encadrement de stages	18
1.6.3 Jury de thèse	19
1.6.4 Organisation d'école et de colloque	19
1.6.5 Membre de commission	19
1.6.6 Vulgarisation scientifique	19
1.7 ... et celles de l'enseignant	19
1.7.1 Maître de conférence - Université Savoie Mont-Blanc (2011-2016)	20
1.7.2 Demi-ATER à l'Université Paris 7 - Denis Diderot (2005-2006)	22
1.7.3 Monitorats (2002-2005)	22
1.7.4 Tuteur à l'université Paris 6 - Pierre et Marie Curie (septembre 1998)	22

Au cours de ces quinze dernières années, écoulées depuis le début de mon DEA, j'ai orienté mes études puis mes travaux de recherche vers le domaine des astroparticules en me spécialisant dans le traitement des données, la compréhension des détecteurs, la modélisation et la confrontation des données aux modèles théoriques.

Mon goût pour l'analyse, l'envie de découvrir, d'apprendre de nouvelles techniques, de nouvelles méthodes, de la nouvelle physique et le besoin de me remettre en question m'ont fait participer à six expériences internationales d'astroparticules : l'observatoire Pierre Auger, les systèmes stéréoscopiques d'astronomie gamma au sol *H.E.S.S.* et *CTA*, l'astronomie neutrino avec *ANTARES* et ainsi que l'astronomie des rayons X avec le satellite *XMM-Newton* (Fig. 1.1).

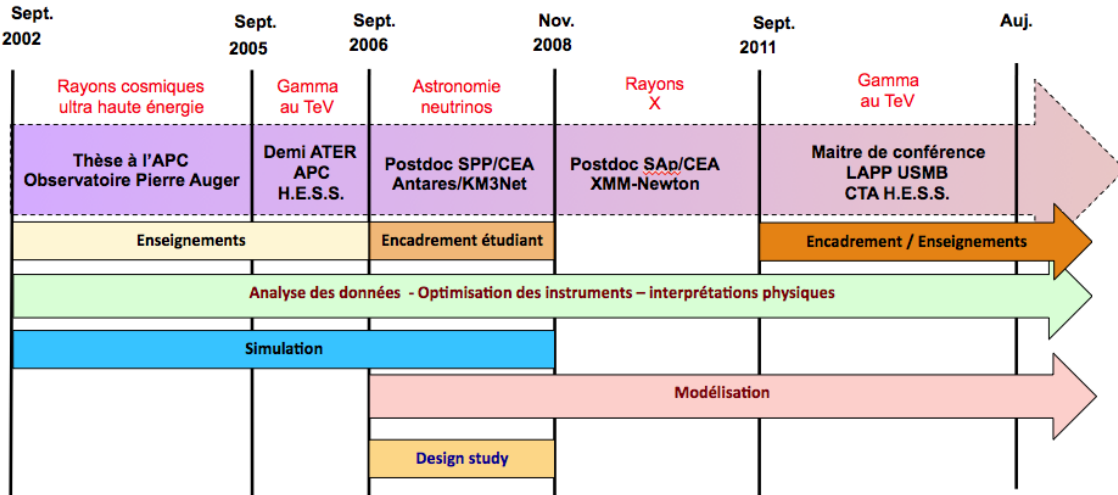


FIGURE 1.1 – Présentation chronologique de mon parcours de recherche.

Mon parcours a été guidé depuis le début par un seul et même thème de recherche : l'origine et l'étude du rayonnement cosmique dans l'Univers. Ce sujet est le sujet multi-longueurs d'onde et multi-messagers par excellence. En effet, l'étude complète d'une source requiert dans l'idéal tous les types d'astronomies actuelles : les photons de la radio aux rayons γ , les neutrinos, les rayons cosmiques et pourquoi pas les ondes gravitationnelles récemment observées. Et c'est donc naturellement que je me suis intéressé à ces différentes astronomies.

Mon approche a toujours été d'obtenir des données observationnelles pour contraindre la production de rayons cosmiques dans les sources étudiées. Je me suis impliqué dans l'analyse des données et la compréhension des détecteurs des six expériences sur lesquelles j'ai travaillé. Mes travaux variés m'ont ainsi permis de développer des connaissances et des compétences transverses en physique des particules, astrophysiques, modélisation, simulation mais aussi en informatique et en mathématiques. Durant ces années, j'ai également participé aux différents stades d'une expérience d'astroparticules : la conception de *KM3Net* et celle de *CTA*, la construction de l'observatoire Pierre Auger et d'*ANTARES*, la production scientifique de *H.E.S.S.* et le maintien en service du satellite *XMM-Newton*.

Côté sources, j'ai étudié les candidats classiques que sont les vestiges de supernova et les noyaux actifs de galaxie. J'ai également travaillé sur d'autres sources potentielles comme les amas d'étoiles et les mécanismes exotiques (matière noire super massive).

Mon parcours de recherche

Après ma thèse, je voulais approfondir mes connaissances astrophysiques en poursuivant mes études sur l'origine des rayons cosmiques. Je me suis donc tout naturellement intéressé au reste de supernova ainsi qu'à l'expérience *H.E.S.S.* qui proclamait ses premiers résultats. J'ai ainsi rejoint l'équipe *H.E.S.S.* du laboratoire d'**AstroParticules et Cosmologie** (APC) pendant un an, en tant que **demi-ATER** de l'université Paris 7 (2005-2006).

Suite à ce travail, le groupe d'astronomie neutrino du **service de physique des particules (SPP) du CEA** m'a contacté et proposé de participer à la définition du design de la future expérience *KM3Net* tout en poursuivant mes études sur les restes de supernova. J'ai accepté ce **postdoc** (2006-2008) de deux ans qui correspondait à mon profil et mes envies.

Durant mon postdoc au SPP, j'ai initié une collaboration avec le **service d'astrophysique du CEA (SAp)** sur la modélisation des restes de supernova. A la fin de mon postdoc au SPP, le groupe du SAp m'a proposé de venir travailler sur l'analyse des observations profondes du reste de supernova SN1006 avec *XMM-Newton*. Cette étude étant le prolongement de mes recherches, j'ai tout naturellement accepté ce **postdoc** de trois ans (2008-20011).

Le 1 septembre 2011, j'ai été recruté en tant que **Maître de conférence de l'Université Savoie Mont-Blanc** rattaché au **laboratoire d'Annecy le Vieux de physique des particules (LAPP)** et à l'UFR des sciences fondamentales et appliquées (SFA) devenu récemment Sciences et Montagnes (ScEM). Depuis, je travaille sur les expériences *H.E.S.S.* et *CTA*.

A mon arrivée, le cinquième télescope (CT5) du réseau *H.E.S.S.* était en cours d'installation. La collaboration orientait ses efforts vers la calibration et l'analyse des données. Je me suis donc tout de suite engagé sur le traitement des données de l'expérience *H.E.S.S.* Depuis 2015, je poursuis ces travaux en travaillant sur la chaîne d'analyse de l'expérience *CTA*.

Scientifiquement, j'ai choisi de travailler sur les régions de formation d'étoiles : d'un côté l'étude de l'amas de l'Arches avec *XMM-Newton* ; de l'autre l'étude des jeunes régions de formation d'étoiles en astronomie gamma avec *Fermi* et *H.E.S.S.*

Côté responsabilités internes, Giovanni Lamanna, à l'époque chef de groupe, m'a confié dès 2012 l'animation scientifique de l'équipe. Depuis septembre 2015, je suis devenu le nouveau **chef du groupe H.E.S.S.** au sein du LAPP et le responsable interne du groupe CTApipeline en charge des développements logiciels concernant le futur pipeline de l'analyse *CTA*.

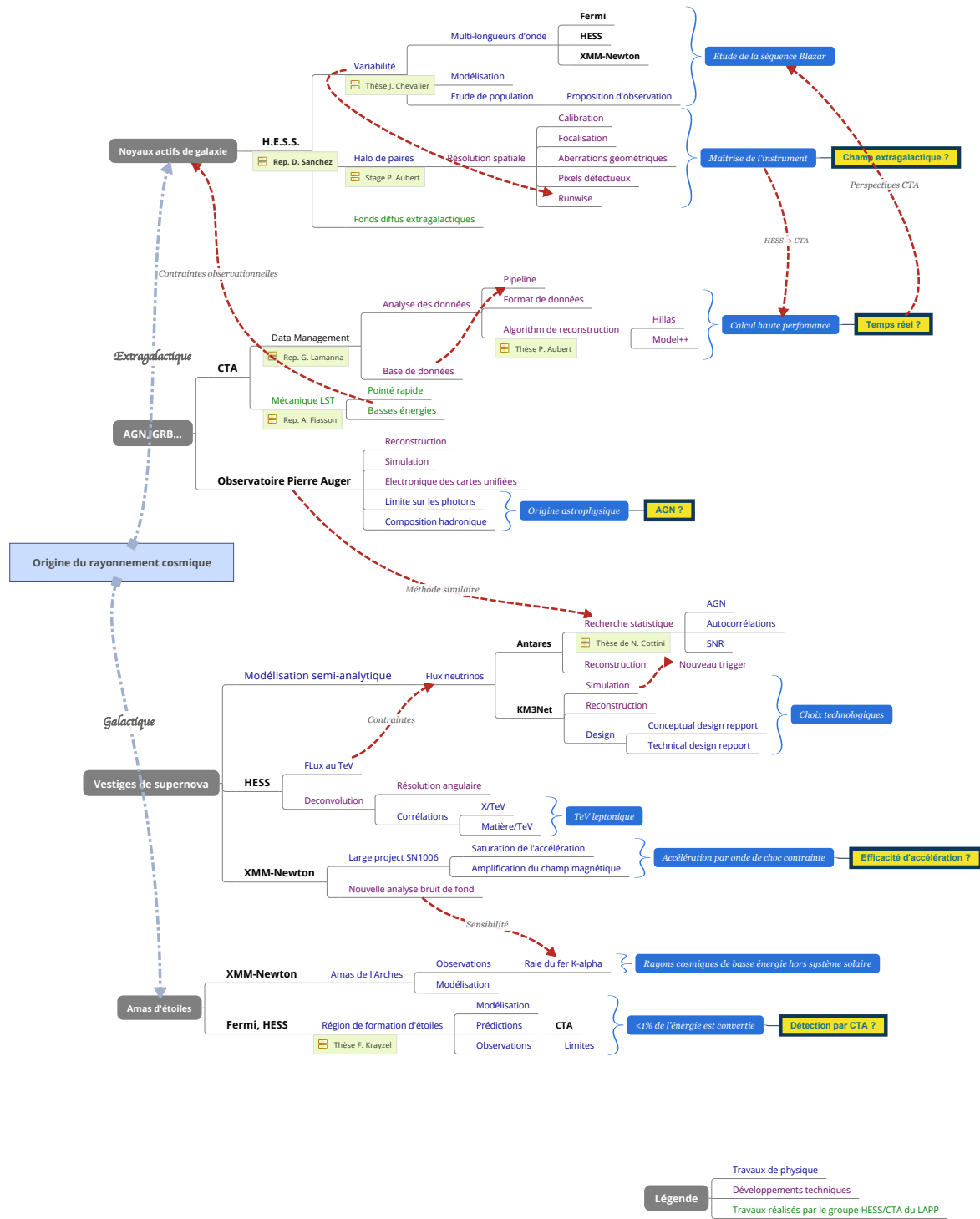
Au niveau international, je suis membre actif dans les collaborations *H.E.S.S.* et *CTA*. Depuis mai 2015, je suis également membre du projet *Asterics* (regroupant les projets ESFRI Horizon2020), représentant de l'expérience *H.E.S.S.*

J'ai participé à une période de prise de données (dec. 2012 - jan. 2013) sur le site Namibien, juste après la mise en service du grand télescope (CT5).

La suite de ce chapitre présente les thématiques de recherche sur lesquelles j'ai travaillé, en précisant mes activités techniques associées.

Synthèse thématique

La carte mentale ci-dessous schématise mon parcours de recherche par thématiques. Elle met l'accent sur les liens que j'ai réalisés entre différents travaux. Elle présente également les points clefs de mes études et les questions qui restent en suspens. C'est la grille de lecture pour comprendre mon parcours et mon projet de recherche.



1.1 Origine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie

L'observatoire Pierre Auger a pour but d'étudier les rayons cosmiques d'ultra haute énergie (RCUHE - $E > 10^{19}$ eV), c'est-à-dire de déterminer leur origine, leur nature (proton, photon, noyaux légers...) ainsi que l'énergie maximale qu'ils peuvent atteindre.

Lorsque j'ai débuté ma thèse, le réseau test était en fonctionnement et le réseau de cuves Tche-renkov au sol débutait son déploiement. La collaboration préparait activement l'analyse des données. J'ai ainsi choisi de participer à ces développements en orientant mes recherches sur l'étude des origines du rayonnement cosmique d'ultra haute énergie à partir de sa composition (voir thèse [1]).

Partant de la simulation des gerbes atmosphériques puis de la simulation du détecteur, j'ai défini un ensemble de paramètres permettant l'identification du rayon cosmique primaire. Ce travail m'a conduit à étudier la simulation des gerbes atmosphériques et du détecteur, à participer au programme officiel de reconstruction des événements et à étudier les signaux observés par les cuves du détecteur de surface. L'analyse des premières données enregistrées depuis janvier 2004 m'a alors permis d'obtenir les deux principaux résultats suivant (§1.1.1, 1.1.2) :

1.1.1 Recherche de photons d'ultra haute énergie

La présence de photons d'ultra haute énergie est une contrainte importante pour les modèles de production de rayons cosmiques d'ultra haute énergie (top-down, bottom-up...). A "basse énergie" (entre 5×10^{18} et 4×10^{19} eV), là où l'observatoire enregistre de nombreux événements, j'ai développé une analyse comparant les rayons de courbure des événements aux rayons de courbure attendus pour les photons. Ce travail a finalement permis d'obtenir une limite supérieure sur la fraction de photons dans les rayons cosmiques (voir figure 1.2) qui contraignait déjà la majorité des modèles top-down (publication [2]).

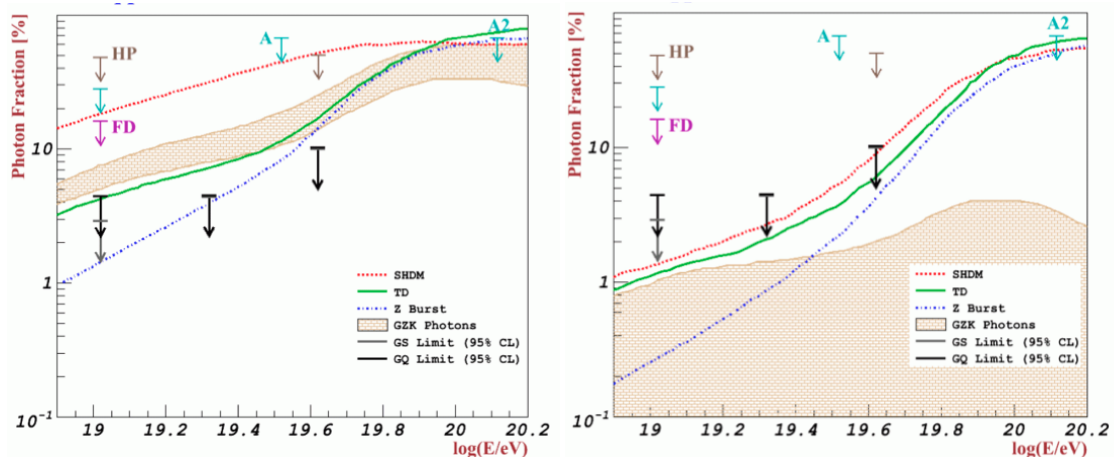


FIGURE 1.2 – Limite sur la fraction de photon dans les RCUHE comparée aux modèles dans l'hypothèse sans et avec la coupure GZK respectivement à gauche et à droite [1].

1.1.2 Analyse statistique de la composante hadronique

J'ai également étudié la composition hadronique des rayons cosmiques au-dessus de $10^{18.3}$ eV. Ce travail montrait certaines différences entre la simulation des signaux du détecteur de surface et la réalité. J'ai cependant obtenu, à partir de l'information du front de gerbe, la variation de composition en fonction de l'énergie des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Cette évolution semblait confirmer le passage éléments lourds vers éléments légers observé par les expériences

de fluorescence (Fly's Eyes et Hires) et a donné une première information à plus haute énergie. Ce travail préliminaire à l'époque a été confirmé aujourd'hui par les résultats publiés en 2007.

Ces deux résultats allaient dans le sens d'une origine astrophysique extragalactique des rayons cosmiques d'ultra haute énergie (noyaux actifs de galaxie, sursauts gamma...).

1.2 Astronomie neutrino

Les premiers télescopes à neutrino tels que l'expérience *ANTARES* en cours de construction, devaient ouvrir une nouvelle fenêtre sur l'univers. Mais les flux prédits à partir des récentes découvertes en astronomie gamma ont montré qu'il était nécessaire d'avoir un volume de détection plus important pour réaliser des études astrophysiques. Les expériences européennes ont alors décidé d'associer leur savoir faire pour définir un détecteur de taille kilométrique dans la mer Méditerranée : le projet

Afin de rechercher tout de même des sources dans les premières données d'*ANTARES*, j'ai proposé d'adapter un algorithme de recherche de structures, et donc de sources ponctuelles, utilisé dans la collaboration *PIERRE AUGER* pour l'étude des anisotropies. Ce travail (§1.2.1) que j'ai réalisé avec Niccolo COTTINI, un étudiant en thèse, fut réellement ma première expérience d'encadrement [3].

Côté mon travail a porté sur deux aspects. D'une part, j'ai travaillé sur la physique accessible par un tel instrument en participant à la modélisation des flux de neutrinos émis par les restes de Supernova en incluant les contraintes de l'astronomie gamma au TeV. Ce travail (§1.2.3) a été réalisé en collaboration avec le Service d'Astrophysique du CEA. D'autre part, j'ai travaillé sur la définition des caractéristiques techniques du détecteur indispensables pour atteindre les objectifs de physique. J'ai réalisé cette étude (§1.2.2) en collaboration avec les ingénieurs du SÉDI du groupe *ANTARES* /

J'ai aussi participé à la prise de données lors de deux séjours sur le site en février 2007 juste après l'installation des lignes 3, 4 et 5 et en janvier 2008.

1.2.1 Recherche de structures et de sources ponctuelles dans les données d'*ANTARES*

La méthode fait principalement deux hypothèses. L'ensemble du détecteur est soumis à un bruit de fond d'événements isotropes nettement supérieur au signal recherché. L'efficacité du détecteur ne varie pas avec le temps. Dans ce cas, la distribution des provenances des événements (azimut et zénith) reflète directement l'acceptance du détecteur. Une carte de couverture de l'observatoire peut donc être obtenue en permutant les angles de provenance (θ , ϕ) et les temps des événements (méthode du *scrambling*). On compare alors la distribution des distances angulaires entre deux événements, *i.e.* la fonction d'auto corrélation, des données réelles avec celle des événements simulés. La comparaison de ces fonctions à différentes échelles (méthode de *scanning*) permet ainsi d'estimer la taille et la significativité des structures éventuelles de la carte.

Nous avons également ajouté un calcul de pénalité sur l'estimation de cette significativité due au fait que nous essayions plusieurs ouvertures. En ce qui concerne la recherche de corrélations entre les événements *ANTARES* et les objets connus (SNRs, PWN, AGN...) ou les événements d'autres expériences (Auger, IceCube...), nous avons mis au point une méthode similaire à la recherche de structures. Comme précédemment, une fonction de corrélation entre les événements réels et les objets étudiés est comparée à celle obtenue par la méthode du *scrambling*.

Ce travail m'a conduit à participer au groupe intitulé "recherche de sources ponctuelles" dans l'expérience *ANTARES* et à entrer dans les discussions liées à la recherche de sources. J'ai également implémenté dans le code officiel de la collaboration les calculs des coordonnées galactiques et équatoriales.

Ce travail est décrit dans une note interne à la collaboration ANTARES en annexe B.

1.2.2 Conception du détecteur kilométrique

J'ai participé à la formation d'un petit groupe de travail composé de 4 personnes de laboratoires différents. Nous avons choisi de réaliser une simulation complète (incluant la reconstruction des événements) en MATHEMATICA permettant d'obtenir rapidement des résultats pour différentes configurations possibles. J'ai participé au développement du code de simulation (production de lumière Tcherenkov ; pertes catastrophiques ; diffusion de la lumière dans l'eau ; conversion des photo-électrons en signaux ; estimation du prix du détecteur).

Ce code a alors été directement utilisé pour l'expérience *ANTARES* afin de développer une nouvelle sélection d'événements (trigger T3) nettement moins sensible au taux de bioluminescence dans l'eau et afin de reconstruire les premières données. Ce code m'a permis de tester différentes configurations (cube, hexagone, anneaux concentriques...) et d'en déterminer les principaux paramètres ayant une influence sur les performances de détection (voir figure 1.3 de gauche).

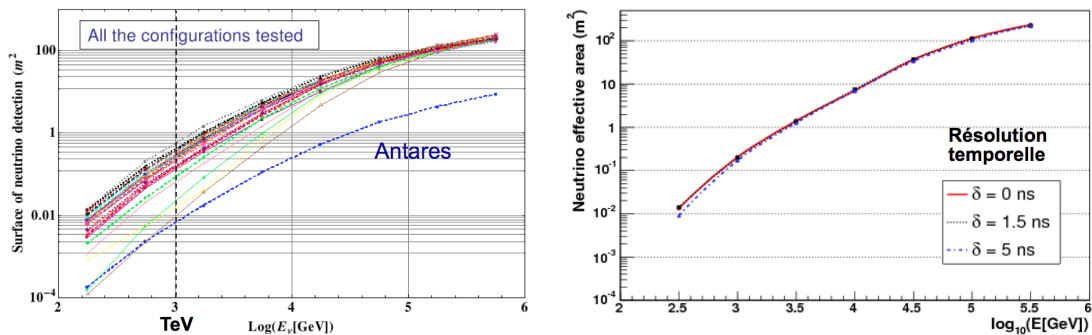


FIGURE 1.3 – Figure de gauche : surfaces efficaces en fonction de l'énergie obtenue pour différentes configurations hexagonales du détecteur; à droite : surface effective en fonction de la résolution temporelle de l'électronique.

Ces tests ont également contraint les caractéristiques de l'électronique d'acquisition (résolution temporelle $< 3\text{ns}$) et la structure des lignes (taille des câbles, nombres d'instruments...) dont le groupe avait besoin dans le cadre de ses études sur l'électronique frontale et la transmission des données (voir figure 1.3 de droite). Ce travail a été ensuite incorporé dans le Conceptual Design Report [4] de *KM3Net* publié en Avril 2008 et dans le Technical Design Report [5] publié en 2009. Trois proceedings ont également été publiés ([6–8]).

Les deux proceedings de l'ICRC'7 ([6; 7]) qui décrivent ce travail sont en annexe B.

1.2.3 Modélisation des flux gamma et neutrinos dans les restes de supernova

L'émission gamma (du GeV au TeV) des restes de supernovae (SNRs) peut être expliquée par des processus soit leptoniques soit hadroniques. Le Sap développant un modèle hydrodynamique complet de propagation de reste de supernova, j'ai ajouté les processus de physique des particules à haute énergie (Inverse Compton, bremsstrahlung, interactions hadroniques...). Cela m'a permis, entre autre, d'étudier l'origine de l'émission gamma provenant du reste de supernova RXJ1713-3946, où à l'époque les deux interprétations étaient possibles (voir figure 1.4). Il faudra attendre les données de l'instrument *Fermi-LAT* pour trancher en faveur du modèle leptonique.

J'ai ainsi implémenté les processus leptoniques (inverse Compton) et hadroniques (diffusifs, non diffusifs et résonnants) engendrant des photons gamma, mais aussi des neutrinos. Les principaux paramètres du modèle sont les champs magnétiques, le rapport hadrons/leptons et la densité du milieu ambiant. Afin de contraindre ces paramètres, j'ai confronté les flux de photons prédits aux mesures dans les domaines Radio, X et gamma enregistrées sur différents vestiges. Pour un jeu de paramètres, j'ai alors prédit le flux de neutrinos au niveau de la Terre. Cela a permis ensuite d'évaluer le nombre d'événements générés dans nos configurations de détecteur de taille kilométrique.

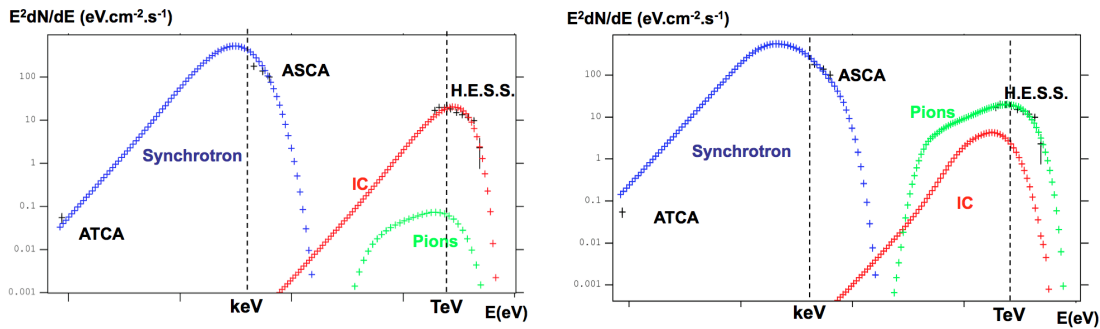


FIGURE 1.4 – Modélisation leptonique à gauche et hadronique à droite du reste de supernova RXJ1713-3946.

1.3 Accélération de rayons cosmiques dans les restes de supernova

1.3.1 Astronomie Gamma (*H.E.S.S.*)

En 2005, plusieurs restes de supernova en coquille avaient été détectés en astronomie gamma au TeV mais l'origine hadronique ou leptonique n'était pas encore tranchée.

Afin de contraindre cette problématique, j'ai décidé d'étudier les corrélations spatiales entre les émissions aux TeV enregistrées par *H.E.S.S.* et les autres longueurs d'onde (X, radio, optique...) : une origine leptonique devant présenter des corrélations TeV/X et TeV/Radio ; une origine hadronique, des corrélations TeV/matière (CO, optique).

Cela m'a amené à travailler sur la fonction d'étalement spatial du système *H.E.S.S.* (la PSF *Point Spread Function*) et à développer une méthode inédite de déconvolution d'images (§1.3.1.1).

1.3.1.1 Déconvolution des images de la fonction "instrument" et morphologie des sources étendues

H.E.S.S. est un réseau de télescopes qui détecte de façon stéréoscopique l'émission Tcherenkov des gerbes atmosphériques. A l'époque, seuls les quatre petits télescopes étaient installés.

Toute image obtenue par un télescope est une réalisation, au sens statistique, de la distribution des sources réelles convoluées par la PSF auquel s'ajoute un certain niveau de bruit.

Mon travail consistait à corriger cet effet en adaptant la méthode de RICHARDSON-LUCY, basée sur un maximum de vraisemblance (cherchant la distribution de sources la plus probable) au cas des images observées par les télescopes *H.E.S.S.* où le bruit de fond est important [9]. Ce travail m'a tout d'abord amené à étudier la PSF en fonction des différents paramètres dont elle dépend (angle zénithal, énergie des rayons gamma...). Les simulations de l'instrument et des gerbes m'ont permis de modéliser la PSF, que j'ai ensuite validée en les comparant aux sources ponctuelles déjà observées (notamment PKS2155).

Afin de tester cette nouvelle méthode, j'ai réalisé des simulations de sources simples et de bruit proche de ceux des sources observées. Ces tests ont permis d'estimer les performances de la méthode pour l'étude des données. J'ai alors appliqué la méthode de déconvolution sur différentes sources, en particulier le vestige de supernova RXJ1713,7-3946. Cette étude augmente la corrélation entre l'émission dans le domaine des rayons X (satellite ASCA et XMM) et les rayons gamma. Cette corrélation est **très en faveur des modèles leptoniques** où l'émission au TeV serait due au processus Compton-inverse des électrons avec les photons du fond diffus cosmologique (CMB).

Ce travail est décrit dans un proceeding de l'ICRC'7 en annexe A.

Application de la méthode de déconvolution

Appliquée aux données H.E.S.S. du centre galactique (figure 1.5), la déconvolution augmente également fortement les corrélations spatiales avec les nuages moléculaires du plan galactique.

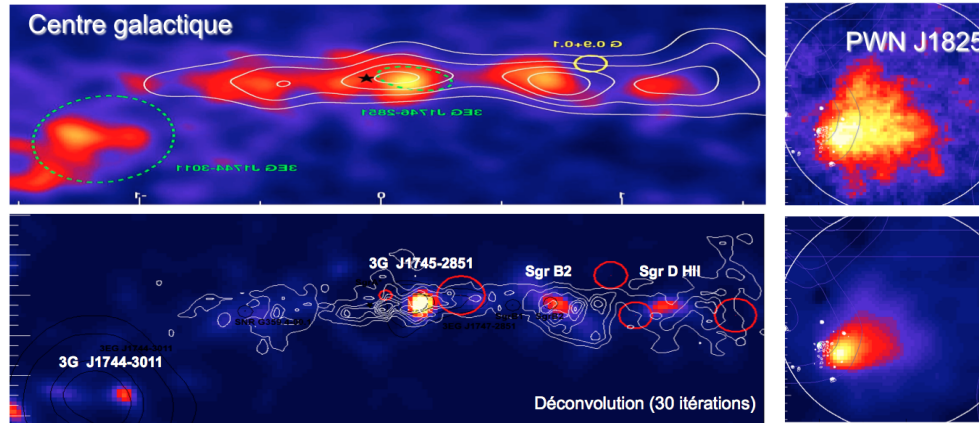


FIGURE 1.5 – Amélioration des cartes du centre galactique et de la nébuleuse de pulsar J1825 grâce à la méthode de déconvolution. Les contours blancs correspondent aux nuages moléculaires présents sur le plan galactique.

1.3.2 Astronomie X (*XMM-Newton*)

L'astronomie X apporte de nombreuses contraintes sur l'accélération de particules dans les SNRs (densité et nature des particules balayées par l'onde de choc, intensité du champ magnétique, morphologie de l'onde...). Nous avons ainsi choisi d'approfondir l'étude d'un vestige dans un milieu "le plus simple possible" (principalement l'absence de nuage moléculaire autour de la source). Mon travail a consisté à analyser les 950 ks de données obtenues sur SN1006.

Lorsque j'ai débuté mon PostDoc en 2008, les premières données *XMM-EPIC* du "large project" sur SN1006 venaient d'être enregistrées.

J'ai dans un premier temps développé une nouvelle méthode d'analyse de données pour *XMM-Newton* (§1.3.2.1), qui m'a ensuite permis de faire l'étude spatialement résolue des filaments X du reste de supernova (§1.3.2.2).

XMM-Newton

Le *X-ray Multi-Mirror* est un satellite de l'ESA lancé en 1999 voué à la détection des rayons X mous (0.1-12 keV). Parmi les instruments embarqués, le spectro-imageur EPIC, composé lui-même de trois caméras (MOS1&2, PN) est capable de fournir des images d'une grande sensibilité sur l'ensemble du champ optique (30 arcmin) entre 0.15 et 15 keV.

1.3.2.1 Mise au point d'une nouvelle analyse des données d'*XMM-Newton* plus performante

La grande quantité de données obtenues pour l'observation de SN1006 a permis de mettre en évidence un certain nombre de problèmes dans l'analyse standard des données de *XMM-Newton* développée depuis plus de 10 ans : mauvaise estimation du bruit de fond, problème de CCD bruyant non pris en compte, problème de décalage sur les cartes d'exposition... Ces problèmes

limitaient fortement le gain que nous attendions avec notre "large project". J'ai donc décidé de reprendre l'ensemble du traitement des bruits de fond afin de corriger ces problèmes et ainsi obtenir une analyse plus performante.

Cette analyse fonctionnant parfaitement a notamment permis d'extraire des spectres et des images à plus haute énergie et d'avoir une meilleure sensibilité tout particulièrement aux fonds diffus. Nous nous en sommes servi pour étudier les données de SN1006, mais également pour ré-étudier celles de Tycho, de Kepler et celles du centre galactique.

Ce travail est décrit dans ce mémoire chapitre 2.1.

1.3.2.2 Observation de SN1006 par XMM-Newton

L'analyse que j'ai développée ainsi que les 730ks de données m'ont permis d'étudier l'évolution des paramètres d'accélération des électrons le long des filaments présents au nord-est de la source avec une résolution spatiale inférieure à la taille des filaments. Cette étude spectroscopique spatialement résolue a permis de mettre en évidence un phénomène de saturation de la fréquence de coupure des spectres dans la direction du champ magnétique extérieure à SN1006 combiné à un indice spectral quasi constant légèrement plus faible que les prédictions théoriques.

Ces résultats présentés plusieurs fois, nous ont ensuite permis d'obtenir une nouvelle observation XMM-Newton de 120ks sur les filaments de la partie sud-ouest de SN1006. Ces nouvelles données montrent un comportement similaire (saturation de la fréquence de coupure et indice spectral constant) dans le deuxième arc de la coquille de SN1006.

La taille des filaments nous renseigne également sur l'amplification du champ magnétique, et ainsi, sur l'accélération des particules hadroniques. Les résultats tendent à montrer que le champ en aval du choc est pratiquement constant quel que soit l'angle par rapport au champ magnétique extérieur : résultat qui contraint fortement les modèles. Son intensité est faible, ce qui va dans le sens des modèles leptoniques.

Ce travail est décrit dans ce mémoire chapitre 2.2.

1.4 Les vents stellaires, un accélérateur possible ?

Les étoiles massives naissent en grande majorité au sein de groupes stellaires que l'on nomme associations OB. Ces étoiles se caractérisent par une perte de masse importante sous forme de vents stellaires. Après un temps négligeable devant la durée de vie des étoiles, ces vents peuvent se combiner et produire une onde de choc dans le milieu interstellaire. L'énergie déposée s'accroît encore lorsque les étoiles les plus massives qui ont les durées de vie les plus courtes, explosent en supernova. A ce stade, l'ensemble est alors nommé super bulle.

Plusieurs mécanismes prévoient que ces objets accélèrent des particules chargées et ainsi émettent un rayonnement non-thermique [10]. Il se pourrait même que ces structures soient les principales sources des rayons cosmiques galactiques (75 % des supernovae surviennent dans ce type de région). Plusieurs super bulles ont d'ailleurs déjà été détectées en astronomie gamma (Cygnus OB2 [11], Westerlund 1 [12] 2 [13]). Il est cependant très difficile de savoir si les rayons cosmiques sont produits par les effets collectifs (interaction des vents stellaires/supernova) ou s'ils proviennent directement des objets évolués (supernova, pulsars) présents. Parallèlement, aucun amas jeune n'a été détecté à ce jour.

J'ai donc choisi de travailler sur les deux aspects :

- D'un côté, j'ai travaillé sur l'amas évolué de l'Arches. L'objectif était de contraindre la présence d'ions accélérés à basse énergie à partir des données *XMM-Newton*. En collaboration avec Vincent TASTISCHEFF et Anne DECOURCHELLE, nous avons ainsi développé un modèle collisionnel leptonique et hadronique que nous avons confronté aux données. Après deux analyses, nous avons obtenu une limite supérieure de 70 % de la contribution des protons accélérés dans les émissions X non-thermiques observées. Ces analyses ont donné lieu à deux publications [14; 15].
- Pour l'étude des amas jeunes, je me suis intéressé aux données *Fermi* et *H.E.S.S.* lors de la thèse de Fabien KRAYZEL (2011-2014).

Notre étude s'est tout d'abord focalisée sur quelques cas prometteurs d'amas d'étoiles massives. A partir des données *H.E.S.S.*, une émission gamma au TeV a pu être mise en évidence (signal $\geq 3\sigma$ mais $\leq 5\sigma$) sur l'amas de la Rosette (NGC 2244). C'est un amas d'étoiles massives très jeune encore intégré au nuage moléculaire géant qui lui a donné naissance. Les données étant insuffisantes, nous avons demandé, dès 2012, une ré observation de NGC 2244 afin d'obtenir une détection. Obtenues début 2015, elles n'ont finalement pas confirmé le signal.

En attendant les données de 2015, nous avons analysé les données *Fermi*. Aucun signal significatif n'a pu être observé, que ce soit sur NGC 2244 et sur sept autres amas. Parallèlement, nous avons entamé une collaboration avec Alexandre MARCOWITH (LUPM/IN2P3) pour modéliser ces objets. Le modèle contraint par les limites *Fermi* a finalement permis d'obtenir une première limite supérieure sur la quantité d'énergie transmise à l'accélération de particules au sein des huit amas étudiés. Ces objets restent des sources potentiellement détectables par *CTA*. L'ensemble de ce travail a donné lieu à une publication [16] et a été présenté en conférence.

Ces travaux sont décrits dans ce mémoire chapitre 3.

1.5 Analyse de données *H.E.S.S.*

Lorsque je suis arrivé en 2011 sur *H.E.S.S.*, le cinquième télescope (CT5) était en fin d'installation. La collaboration se préparait à collecter et analyser les premières données de CT5. Je me suis donc investi sur plusieurs sujets attendant à la compréhension de CT5 :

- la reconstruction des événements monoscopiques (seulement CT5). J'ai ainsi poursuivi les développements de Julien MASBOU basés sur une double analyse Hillas des images et une série d'arbres de décision pour reconstruire la direction et l'énergie de l'événement et identifier sa nature (photon ou hadron).
- la calibration des données *H.E.S.S.*. J'ai développé une page web en php/mysql pour suivre l'état de la calibration et vérifier cette dernière. Cela nous a permis de corriger de nombreux problèmes dans l'algorithme de calibration. Cet outil est toujours utilisé par la collaboration.
- l'impact du système de focus sur les taux de déclenchement du grand télescope. Avec Fabien KRAYZEL, nous avons ainsi montré l'influence de ce système et proposé un réglage pour la distance focale, retenu encore par la collaboration. Cette étude préliminaire a ensuite été largement étoffée par les travaux d'Armand FIASSON et la thèse de Cyril TRICHARD. L'ensemble de ces travaux ont donné lieu à plusieurs publications ([17–19])

Je me suis ensuite intéressé à l'ensemble du système *H.E.S.S.* . J'ai principalement travaillé sur deux sujets :

- l'effet des pixels manquants (broken pixels) sur les résultats physiques obtenus. Lors du stage de Pierre AUBERT que j'ai co-encadré avec David SANCHEZ, nous avons montré que les pixels défectueux dégradaient sensiblement la résolution angulaire du système *H.E.S.S.* . Cette étude est aujourd'hui poursuivie dans la thèse de Jill CHEVALIER, en collaboration avec le LLR. Elle étudie l'effet des conditions d'observation sur l'ensemble de l'analyse.
- l'optimisation informatique de l'analyse des données *H.E.S.S.* . Lors du stage de Master 2 d'informatique de Pierre AUBERT, nous avons très fortement optimisé le temps de calcul de la reconstruction Hillas et en partie la reconstruction Model++. Nous avons également exploré la possibilité de porter nos algorithmes sur GPU.

L'expertise sur l'analyse des données hybrides d'un système de télescope d'astronomie gamma au TeV, me permet aujourd'hui de m'engager sur le développement de la chaîne d'analyse CTA-Pipe du projet *CTA*. L'objectif est double : produire des algorithmes de reconstruction performants scientifiquement tout en étant capables de traiter les données suffisamment rapidement. Ce dernier point nous amène aujourd'hui à travailler sur le format et la compression de données *CTA* ainsi que sur la refonte et la vectorisation des algorithmes de reconstruction.

Ces travaux sont décrits dans ce mémoire chapitre 4.

1.6 Les autres activités du chercheur...

1.6.1 Encadrement de thèses

Depuis ma soutenance de thèse, j'ai encadré et co-encadré plusieurs thèses :

- PIERRE AUBERT (2015 -) "Calcul haute performance pour la détection de rayon Gamma" thèse d'informatique co-encadrée avec Nahid EMAD, professeur à l'université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines, membre du laboratoire PRiSM (UMR CNRS 8144) et de la Mission de la Simulation (USR 3441)
- FABIEN KRAYZEL (2011 - 2014) "Étude de phénomènes non-thermiques dans les amas d'étoiles jeunes : modélisation et analyse des données de H.E.S.S" thèse de physique co-encadrée avec Giovanni Lamanna
- NICOLO COTTINI (2006 - 2009) "Recherche d'un signal de neutrinos dans les premières données de l'expérience *ANTARES*" thèse de physique dirigée par Thierry Stolarczyk. J'ai participé à son encadrement sur les méthodes statistiques de recherche systématique de sources.

1.6.2 Encadrement de stages

Depuis mon recrutement en 2011, j'ai encadré et co-encadré plusieurs stages :

- PIERRE AUBERT (2015 - stage de M2 Master Informatique Hautes Performances - 4 mois) "Optimisation de la reconstruction pour les expériences H.E.S.S. et *CTA*"
- PIERRE AUBERT (2014 - stage de M2 Physique subatomique et astroparticules - 4 mois) "Etude du champ magnétique extragalactique par la mesure du phénomène de Paire Halo avec H.E.S.S et l'observation du noyau actif de galaxie PKS 2155-304 en prenant en compte les pixels morts" co-encadré avec David Sanchez.
- ANTOINE FELDMAN (2014 - stage de L3 - 3 semaines) "Étude multi-longueurs d'onde du spectre de la galaxie active PKS 2155-304 incluant les nouvelles données des expériences H.E.S.S. et Fermi" co-encadré avec David Sanchez.

1.6.3 Jury de thèse

Depuis mon recrutement, j'ai participé à une soutenance de thèse en tant que rapporteur :

- FLORIAN GATÉ (26 octobre 2016) "Estimation of the composition of cosmic rays using the radio signal" thèse de physique encadrée par BENOÎT REVENU et réalisée au laboratoire Subatech de Nantes.

1.6.4 Organisation d'école et de colloque

Depuis mon recrutement en 2011, j'ai participé à l'organisation de deux écoles et un colloque :

- "Colloque WIMS 2016 - WIMSATHON" au LAPP en Juin 2016
- "Summer school in particle and astroparticle physics" au LAPP en 2013, 2014 et 2015.
- L'école de Gif sur "Le rayonnement cosmique de haute énergie" au LAPP en 2013.

1.6.5 Membre de commission

Je suis membre de plusieurs commissions :

- Membre élu du conseil national des universités CNU29 depuis 2015
- Membre élu du conseil du pôle PAGE de l'Université Grenoble Alpes depuis 2015. Dans ce conseil, je suis membre de la commission des ressources humaines.
- Membre élu du conseil consultatif CNU29 de l'université Savoie Mont-Blanc depuis 2012

1.6.6 Vulgarisation scientifique

- Encadrement de stages découvertes pour les élèves de collège en 3ème
- Auteur de l'exposition IN2P3 en 2012 pour les 100 ans de la découverte des rayons cosmiques
- Participation à la fête de la science (séminaires, stands)
- Participation aux journées "Ouf D'astro" au planétarium de Vaulx-en-Velin en 2015

1.7 ... et celles de l'enseignant

Enseignant-Chercheur

Enseignement et recherche, deux activités complémentaires et indissociables, et non pas la simple addition de deux mi-temps, plaident Nicolas CHIGNARD, Gaël ORIEUX et Philippe LE ROUZIC, maîtres de conférences à l'université Pierre et Marie Curie. Convaincu de cela, je tiens à présenter succinctement mes activités d'enseignement qui permettent autant de nourrir mes recherches que mes recherches nourrissent mes enseignements.

Depuis le début de mes études, j'ai toujours cherché à enseigner, que ce soit par des cours particuliers, des actions de vulgarisation scientifique (monitorat au palais de la découverte, fêtes des sciences, de l'astronomie...), des travaux dirigés ou travaux pratiques à l'université. Ces expériences effectuées dans des contextes très différents ont confirmé mon goût pour l'enseignement ainsi que pour la pédagogie et la vulgarisation scientifique. Aujourd'hui, je suis heureux d'être devenu maître de conférence à l'Université Savoie Mont-Blanc (USMB). Voici le résumé de mes activités d'enseignement, dans l'ordre inversement chronologique.

1.7.1 Maître de conférence - Université Savoie Mont-Blanc (2011-2016)

Le 1 septembre 2011, j'ai été recruté en tant que Maître de conférence de l'Université Savoie Mont-Blanc rattaché à l'UFR des sciences fondamentales et appliquées (SFA) devenu récemment Sciences et Montagnes (SceM). L'équipe des physiciens, composée d'une dizaine de personnes très dynamiques et investies, est dirigée par Richard TAILLET. J'enseigne directement avec Richard TAILLET, Marie GINIBRE, Damir BUSKULIC et Gwenaël GABORIT, avec lesquels j'apprécie tout particulièrement travailler.

1.7.1.1 Enseignements effectués

La majorité de mes enseignements a été et est réalisée dans le cadre des licences universitaires (physique, chimie, mathématiques, informatique et technologies) et dans le master MEEF (Métiers de l'enseignement, de l'éducation et de la formation). Voici mes enseignements récents :

1.7.1.1.1 Cours Magistraux et travaux dirigés

- **Forces et énergie en Licence 1** (cours 13.5h - environ 120 étudiants + TD 13.5h \times 2 groupes de 30 étudiants) : principes fondamentaux de la dynamique, hydrostatique, énergie cinétique et potentielle
- **Optique géométrique en Licence 1** (cours 13.5h - environ 120 étudiants + TD 13.5h - 1 groupe de 30 étudiants) : Lois de Snell-Descartes, Miroirs sphériques et lentilles minces, instruments d'optique (télescopes, microscopes)
- **Relativité restreinte en Licence 2** (TD 15h - 1 groupe de 30 étudiants) : principe de la relativité restreinte, transformation de Lorentz, quadrivecteur énergie-impulsion
- **Optique ondulatoire en Licence 3** (Cours 19.5h + TD 19.5h - environ 20 étudiants) : propagation de la lumière dans un diélectrique, ondes planes réfléchies, réfractés et évanescentes, interférences, diffraction
- **Optique géométrique et ondulatoire en Master 1 MEEF** (Cours/TD 13.5h - environ 15 étudiants) : révision des deux cours de licence en vue du concours CAPES

1.7.1.1.2 Travaux pratiques

- **Mécanique du point en Licence 1** (12h \times 2 groupes de 16 étudiants)
- **Optique géométrique en Licence 1** (12h \times 2 groupes de 16 étudiants)
- **Mathématiques pour les sciences physiques en Licence 1** (18h \times 2 groupes de 16 étudiants)
- **Séquences pédagogiques en Master MEEF** (7.5h groupe de 16 étudiants)

J'ai également enseigné en **Master 1 de physique** (USMB) pendant l'année universitaire 2012-13 avant que ce dernier ne ferme. Je m'occupais des TP en physique nucléaire (réalisé sur la plateforme de Grenoble), sur les rayons X, l'électronique numérique et le magnétisme.

J'ai aussi enseigné en **Licence 3 professionnelle (USMB-MISIV) sur les techniques du vide**. J'étais en charge du cours et des TD sur la physique du vide.

Enfin, j'ai enseigné en 2015, avec Pierre AUBERT, au **Master 2 d'informatique haute performance et simulation** (MIHPS) de l'université Versailles Saint Quentin-en-Yvelinnes, en présentant les activités hautes performances développées au LAPP pour l'expérience *CTA* et en encadrant un projet étudiant.

1.7.1.2 Responsabilités

Depuis 2011, je suis **responsable du soutien en physique** organisé dans le cadre du plan “réussir en licence” et ouvert à l’ensemble des étudiants de licence 1 (30h pour environ 120 étudiants/an). Je gère les séances de soutien (planning, affectation des enseignants) et leur contenu. Le soutien n’étant pas obligatoire, j’ai mis en place un système d’inscription informatisé qui permet de gérer le nombre d’étudiants à chaque séance. Ce système permet également à l’enseignant de sonder les étudiants et de préparer une séance adaptée à leur demande.

Depuis la rentrée 2016, je suis **responsable des travaux pratiques d’optique** en Licence 1 (rotation, matériel, affectation des enseignants). En 2017, je deviendrai **responsable de la 3ème année de licence de physique** à l’USMB.

1.7.1.3 Innovations pédagogiques

1.7.1.3.1 WIMS : Depuis mon arrivée en 2011, je travaille avec Damir Buskulic sur la plateforme collaborative WIMS de l’USMB. J’ai ainsi développé de nombreux exercices auto-corrigés d’optique géométrique, de mécanique et de mathématiques. Publiés et maintenus, ces exercices nous servent aujourd’hui à : tester les étudiants à leur arrivée en Licence, faire des séances encadrées d’exercice sur ordinateur ; et les noter en leur proposant des exercices à faire chez eux ou à l’université tout au long du semestre (cette note correspond à la note de contrôle continu).

En Juin 2016, j’ai également participé à l’organisation du Colloque “WIMS’2016 - innovation pédagogique” qui a eu lieu au LAPP. J’ai tout particulièrement proposé et organisé les 2 jours supplémentaires du colloque, appelés “WIMSATHON” durant lesquels les participants ont développé de nombreux exercices mis à la disposition de toute la communauté WIMS.

1.7.1.3.2 Salle aux multiples tableaux : Durant mes premières années d’enseignement, j’ai cherché une façon de rendre plus actif les étudiants en travaux dirigés. Depuis 2012, j’essaie de faire travailler au maximum les étudiants par groupe sur des tableaux individuels. Dans un premier temps, je déplaçais, dans toute l’université, un tableau double face à roulettes pour mes séances de TD et de soutien. Devant le succès de cette méthode, j’ai demandé l’installation de quatre tableaux noirs dans une salle de travaux dirigés. Depuis, l’idée a été suivie à l’USMB par plusieurs enseignants et plusieurs salles ont été équipées de quatre ou cinq tableaux pour ce type de séance. Aujourd’hui, j’alterne entre séance classique et séance sur tableau, principalement en fonction de la difficulté du sujet traité.

Services

Lors de ma prise de fonction en 2011, j’ai obtenu une décharge de 64h de service en tant que nouvel arrivant. Cette décharge a été reconduite l’année suivante. J’ai depuis eu un service complet de 192hEqTD (équivalent TD) à effectuer chaque année. Le tableau 1.1 présente les heures que j’ai effectué.

Année	2011-12	2012-13	2013-14	2014-15	2015-16	2016-17
Service attendu (EqTD)	128	128	192	192	192	192
Heures effectuées (EqTD)	135	189	233	189	195	265*

TABLEAU 1.1 – Service effectué en équivalent heure de TD (*service prévisionnel)

1.7.2 Demi-ATER à l'Université Paris 7 - Denis Diderot (2005-2006)

Dans le cadre de mon demi-ATER, j'ai enseigné les modules, projets expérimentaux de L1 (DEUG première année) et informatique pour physicien de L2 (DEUG deuxième année) au second semestre.

Pour le module de **physique expérimentale**, j'ai été en charge de deux projets (chaque enseignant encadre 2 à 3 projets), chacun constitué de deux à trois étudiants : "l'eau liquide à -10°C " et "l'étude des chocs sur un billard", à raison de 4h par semaine répartis sur 12 semaines (soit environ 48h). Ce module consistait à faire suivre une démarche scientifique aux étudiants, pour étudier le phénomène physique qu'ils avaient choisi. J'ai également participé à l'évaluation du travail réalisé en corrigeant le rapport théorique remis après les 5 premières séances et j'ai participé à l'évaluation du rapport expérimental rendu à la fin du module pour mes deux groupes. J'ai également fait parti du jury final devant lequel chaque groupe a présenté à l'oral son travail. Le responsable de cette unité d'enseignement était Cyril LACHAUD.

En ce qui concerne le module d'**informatique appliqué à la physique**, j'ai été en charge des cours et des travaux pratiques d'un groupe de TD constitué d'une quinzaine d'étudiants. Ce module m'a amené à concevoir et rédiger des cours de C, à écrire des TP, et surtout à écrire et corriger de nombreux contrôles donnés au début de chaque séance. Durant les 3 dernières séances, j'ai également encadré les projets informatiques de chaque étudiant avant leur soutenance orale. Ce module dont le responsable était Olivier CARDOSO, constituait le reste de ma charge d'enseignement (environ 48h).

1.7.3 Monitorats (2002-2005)

Durant ma thèse, j'ai eu la chance d'obtenir un monitorat. J'ai effectué les deux premières années au Palais de la découverte sous la tutelle de Kamil FADEL. J'y ai effectué environ 5 semaines de présentations à temps complet chaque année. Le fait de travailler durant la semaine m'a permis d'enseigner à des publics de tous les niveaux allant de la maternelle aux classes préparatoires, aux membres de différentes entreprises très variées (EDF, SNCF...), à des sourds-muets et évidemment aux visiteurs du Palais de la Découverte. J'ai présenté l'**électromagnétisme, la physique des fluides, l'optique, la thermodynamique ainsi que les rayons cosmiques** devant des assemblées pouvant atteindre plus de 100 personnes ou en petit comité (voir même en tête à tête). Chaque présentation durait environ une heure (50 minutes d'exposé et 10 minutes de questions).

Le fait de présenter les mêmes notions scientifiques à des publics très différents fait que chaque présentation est unique. Ceci permet à l'enseignant de tester différentes approches et surtout d'apprendre à sonder, juger et appréhender un auditoire et à s'y adapter.

J'ai effectué ma dernière année de monitorat à l'université Paris 7 - Denis Diderot, sous la tutelle de Atef ASNACIOS. J'ai eu en charge un groupe de travaux dirigés de première année de MIAS (Mathématiques et informatique appliquées aux sciences) durant le premier semestre 2004-2005. L'enseignement portait sur l'**hydrostatique et la mécanique du point**. Le volume horaire de cette activité était d'un tiers de service soit environ 64 heures.

1.7.4 Tuteur à l'université Paris 6 - Pierre et Marie Curie (septembre 1998)

A la fin de ma première année de DEUG science de la Matière à l'université Paris 6, on m'a proposé de donner des TD de remise à niveau aux étudiants entrant à l'université. Ce tutorat d'environ 30h réparties sur 2 semaines était divisé à part égale entre des TD de **chimie, de physique et de mathématiques**. J'ai ainsi été responsable d'un groupe d'environ 15 étudiants volontaires.

Références

- [1] Gilles Maurin. *Etude de la nature des rayons cosmiques d'ultra haute énergie à partir des premières données de l'Observatoire Pierre Auger*. Theses, Université Paris-Diderot - Paris VII, September 2005. :tel-00011023
- [2] J. Abraham et al. An upper limit to the photon fraction in cosmic rays above 10^{19} -eV from the Pierre Auger Observatory. *Astropart. Phys.*, 27 :155–168, 2007. :2006ar
- [3] Niccolo Cottini. *Recherche d'un signal de neutrinos dans les premières données de l'expérience ANTARES*. Theses, Université Paris-Diderot - CEA/Irfu, June 2009.
- [4] KM3NeT Consortium. Conceptual design for a deep-sea research infrastructure incorporating a very large volume neutrino telescope in the Mediterranean Sea. 2008.
- [5] P. Bagley et al. KM3NeT :Technical Design Report for a Deep-Sea Research Infrastructure in the Mediterranean Sea Incorporating a Very Large Volume Neutrino Telescope. 2009. :2009wwa
- [6] J. Carr, D. Dornic, F. Jouvenot, and G. Maurin. Configuration studies for a cubic-kilometre deep-sea neutrino telescope - KM3NeT - with NESSY, a fast and flexible approach. In *Proceedings, 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007)*, volume 5, pages 1413–1416, 2007. [5,1413(2007)]. :2007za
- [7] J. Carr, D. Dornic, F. Jouvenot, U. F. Katz, S. Kuch, G. Maurin, and R. Shanidze. Sensitivity studies for the cubic-kilometre deep-sea neutrino telescope KM3NeT. *International Cosmic Ray Conference*, 5 :1417–1420, 2008.
- [8] J. Carr, F. Cohen, D. Dornic, F. Jouvenot, G. Maurin, and C. Naumann. Detector design studies for a cubic kilometre Deep Sea neutrino telescope - KM3NeT. *J. Phys. Conf. Ser.*, 136 :042063, 2008. :2008zz
- [9] Gilles Maurin, A. Djannati-Ataï, and P. Espigat. A Deconvolution technique for VHE Gamma-ray Astronomy, and its application to the morphological study of shell-type supernova remnants. In *Proceedings, 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007)*, volume 2, pages 727–730, 2007. :2007zd
- [10] Parizot, E., Marcowith, A., van der Swaluw, E., Bykov, A. M., and cheff, V. Tati. Superbubbles and energetic particles in the galaxy. *AA*, 424(3) :747–760, 2004.
- [11] Ackermann et al. A cocoon of freshly accelerated cosmic rays detected by fermi in the cygnus superbubble. *Science*, 334(6059) :1103–1107, 2011.
- [12] Abramowski, A. et al. Discovery of extended vhe -ray emission from the vicinity of the young massive stellar cluster westerlund 1. *AA*, 537 :A114, 2012.
- [13] S. Ohm, D. Horns, O. Reimer, J. Hinton, G. Rowell, E. O. Wilhelmi, M. V. Fernandes, F. Acero, and A. Marcowith. H.E.S.S. Observations of Massive Stellar Clusters. In J. Martí, P. L. Luque-Escamilla, and J. A. Combi, editors, *High Energy Phenomena in Massive Stars*, volume 422 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 265, May 2010.
- [14] Vincent Tatischeff, Anne Decourchelle, and Gilles Maurin. Nonthermal X-rays from low-energy cosmic rays : Application to the 6.4 keV line emission from the Arches cluster region. *Astron. Astrophys.*, 546 :A88, 2012. :2012uz
- [15] Maïca Clavel, S. Soldi, R. Terrier, V. Tatischeff, G. Maurin, G. Ponti, A. Goldwurm, and A. Decourchelle. Variation of the X-ray non-thermal emission in the Arches cloud. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 443 :129, 2014. :2014oaa

- [16] Maurin, G., Marcowith, A., Komin, N., Krayzel, F., and Lamanna, G. Embedded star clusters as sources of high-energy cosmic rays. *AA*, 591 :A71, 2016.
- [17] F. Krayzel et al. Improved sensitivity of H.E.S.S.-II through the fifth telescope focus system. In *Proceedings, 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC2013) : Rio de Janeiro, Brazil, July 2-9, 2013*, page 0923, 2013. :2013fra
- [18] J. Bolmont et al. The camera of the fifth H.E.S.S. telescope. Part I : System description. *Nucl. Instrum. Meth.*, A761 :46–57, 2014. :2013xma
- [19] C. Trichard, A. Fiasson, G. Maurin, and G. Lamanna. Enhanced H.E.S.S. II low energies performance thanks to the focus system. In *Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015)*, 2015. :2015oca

Chapitre 2

Observation profonde de SN1006 en rayon X (*XMM-Newton*)

« Dans la communication, le plus compliqué n'est ni le message, ni la technique, mais le récepteur. »

Dominique Wolton

Sommaire

2.1 Estimation précise des bruits de fond	27
2.2 Nouvelles observations de SN1006	30
2.3 Analyse spectrale spatialement résolue des filaments X	32
2.4 Contraintes sur les champs magnétiques	34
2.5 Interprétations possibles	35

Sur le plan théorique, les restes de supernova (SNR) seraient responsables d'une portion importante des rayons cosmiques (RC) produits dans la galaxie, jusqu'au niveau du genou du spectre [1]. C'est en effet la seule population galactique connue dont la fréquence et l'énergie sont suffisantes pour maintenir le flux de RC dans la Voie lactée. D'un point de vue observationnel, la présence d'électrons accélérés au GeV dans les SNRs est connue depuis plus de cinquante ans, avec la découverte en radio des émissions synchrotron au niveau de l'onde de choc [2]. Les caméras CCD des expériences *ASCA*, *Chandra* et *XMM-Newton* ont plus récemment permis d'observer les émissions synchrotron dans le domaine des rayons X (500 eV-10 keV). Elles ont alors fourni la preuve que les ondes de choc des SNRs accélèrent des électrons à des énergies proches du genou [3].

Ces dix dernières années, un grand pas a encore été franchi grâce aux astronomies gamma au TeV (*H.E.S.S.*, *MAGIC*, et *VERITAS*) et puis au GeV avec le satellite *Fermi*. Ces expériences ont en effet observé une émission non-thermique, provenant des nuages moléculaires proches de certains restes de supernova. Ces émissions sont la signature de l'interaction de protons accélérés interagissant par diffusion inélastique avec les atomes du nuage, créant ainsi des pions neutres, donnant à leur tour des rayons gammas [4]. D'autres observations confirment aujourd'hui cette accélération, comme par exemple la mesure en rayon X du facteur de compression du choc [5].

De nombreuses questions restent cependant sans réponse : quelle fraction d'énergie de la supernova est réellement convertie en particules accélérées? Quel est le rôle du champ magnétique et de son orientation dans l'accélération diffusive par onde de choc? Quel processus permet l'injection des particules dans le processus d'accélération?... Pour tenter de répondre à ces questions, différents restes ont été étudiés. L'un d'eux est le reste de supernova RX J1713.7-3946 grandement observé par l'expérience *H.E.S.S.*. Malheureusement, la complexité de son environnement circonstellaire et interstellaire entrave les conclusions [6; 7]. L'origine leptonique des émissions gamma a tout de même été démontrée grâce à l'association des mesures au GeV et au TeV [8].

Afin de mieux comprendre le mécanisme d'accélération mis en jeu, il est finalement nécessaire d'orienter les études sur des vestiges connus dans un milieu le plus simple possible. SN 1006 est un reste de supernova thermonucléaire de type Ia, chandelle standard en cosmologie, pour lequel il est peu probable qu'un vent stellaire ait été présent avant l'explosion (ce qui est tout de même le cas pour Kepler [9]). Il évolue à haute latitude galactique dans une région de faible densité relativement uniforme où le champ magnétique du milieu interstellaire doit être relativement homogène. Ce reste de supernova est ainsi un cas idéal pour étudier en profondeur le mécanisme d'accélération de particules par ondes de choc.

Les premières observations *XMM-Newton* de SN1006 ont montré que la brisure de spectre X non-thermique semblait se produire à plus haute énergie au niveau des deux lobes lumineux. L'énergie maximale $E_{e^-}_{max}$ atteinte par les électrons serait donc plus élevée dans les lobes sud-est et nord-ouest, là où il y a plus d'électrons accélérés [10].

Cependant, afin d'obtenir une estimation correcte de $E_{e^-}_{max}$, il est nécessaire d'extraire les spectres X le long de chaque filament pour éviter la contamination des autres régions émettrices. Il faut donc mesurer la fréquence de coupure ν_{cutoff} du spectre synchrotron avec une résolution spatiale correspondant à la taille angulaire des filaments (typiquement 12 secondes d'arc). Cela n'était pas le cas avec les premières observations. La faible exposition et donc la faible statistique ne permettaient d'extraire que des spectres sur des régions de 1 minute d'arc. En outre, l'estimation de l'énergie maximale des protons $E_{p_{max}}$ nécessite également d'obtenir $E_{e^-}_{max}$ le long des filaments mais aussi de supposer une valeur de champ magnétique. Il est cependant possible à partir de la taille des filaments de contraindre ce champ magnétique.

Le *large project XMM-Newton* que nous avons demandé et obtenu en 2008 avait entre autre ces deux objectifs. Il consistait en un million de secondes d'observation avec les caméras *XMM-EPIC* (MOS & PN) répartis sur les deux lobes synchrotron de SN1006. A l'époque, très peu de sources avaient été observées avec autant de temps d'observation. Nos études préliminaires ont alors mis en évidence un certain nombre de problèmes dans l'analyse standard des données développée depuis plus de 10 ans, en particulier une mauvaise estimation du bruit de fond et un problème de décalage des cartes d'exposition. Ces problèmes limitaient fortement l'étude de SN1006, j'ai donc été amené à reprendre l'ensemble du traitement du bruit de fond.

2.1 Estimation précise des bruits de fond

Afin de comprendre l'amélioration du traitement du bruit de fond, il est nécessaire de comprendre les principales étapes de la reconstruction et de l'analyse des données. La reconstruction suit les étapes suivantes :

- Une fois les données brutes des caméras *XMM-EPIC* (MOS+PN) rapatriées et enregistrées, les événements peuvent être reconstruits par un des deux programmes (*Emchain*, *Epchain*) de la chaîne d'analyse officielle (*Science Analysis System - SAS*). Pour chaque événement, l'analyse notifie la qualité de la reconstruction grâce à une balise (FLAG).
- Un algorithme recherche alors les pixels bruyants ou éteints des caméras CCD durant l'observation.
- Une première reconstruction des images à basses énergies (0.3-1 keV), sans traitement de bruit de fond, permet ensuite d'identifier les CCD bruyants. Ce problème provient du vieillissement des caméras. A l'époque, l'identification se faisait manuellement, mais un algorithme a depuis été développé par le Service d'astrophysique du CEA (Sap/IRFU/CEA) pour automatiser cette tâche.
- On exclut ensuite à partir de la courbe de lumière enregistrée durant l'observation, les périodes d'activité solaire grâce à la méthode des 3σ développée également au Sap [11].

Une fois la liste des événements créée, l'extraction des spectres peut être réalisée. Dans la méthode standard, le spectre ψ_{In}^{Obs} au niveau de la région d'intérêt est extrait de l'observation. Ce spectre contient le signal astrophysique que l'on souhaite étudier, mais aussi plusieurs bruits de fond :

- le bruit électronique principalement à basse énergie ($E < 0.3$ keV)
- l'interaction des RC avec le détecteur, générant un continuum et des raies de fluorescence
- un bruit de fond astrophysique local due à la présence de sources lointaines (AGNs), du disque galactique...

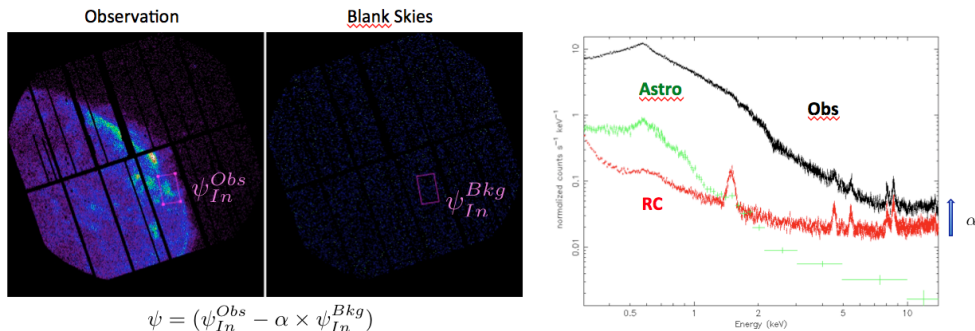


FIGURE 2.1 – Illustration du traitement standard du bruit de fond dans *XMM-Newton* .

Cette méthode standard présente deux erreurs majeures :

- Elle considère que le bruit de fond est le même quelle que soit la région du ciel étudiée. Cette hypothèse est largement remise en cause lorsque l'on étudie des objets astrophysiques proches du plan galactique où la présence d'un fond diffus a clairement été identifiée. Pour pallier ce problème, la méthode de double soustraction a été développée. Elle consiste à extraire deux spectres soustraits des bruits de fond dans deux régions distinctes de l'observation : la région d'intérêt (région *In*) et une région permettant d'estimer au mieux le bruit de fond local (région *Out*). Le flux Ψ final extrait est alors donné par la différence des deux, à savoir :

$$\Psi = \left(\Psi_{In}^{Obs} - \alpha \times \Psi_{In}^{Bkg} \right) - \delta \times \left(\Psi_{Out}^{Obs} - \alpha' \times \Psi_{Out}^{Bkg} \right) \quad (2.1)$$

où δ est un coefficient qui corrige les différences de taille et d'exposition des deux régions choisies.

- La méthode standard suppose également que les différents fonds n'évoluent pas dans le temps ou à défaut qu'ils évoluent de la même façon. Ce n'est évidemment pas valable, le bruit de fond dû aux rayons cosmiques étant fortement lié au cycle solaire. Ce phénomène est directement observable avec *XMM-Newton* à partir des données de calibration obtenues lorsque le capot des caméras est fermé (observation dites *CLOSED*). Le détecteur n'enregistre alors que le bruit électronique à basse énergie et le passage des RC. La figure 2.2 montre l'évolution temporelle observée. On distingue deux époques : une première avant 2007 où le flux dû aux RC est pratiquement constant, puis une deuxième phase présentant une augmentation quasi linéaire, jusqu'en 2011.

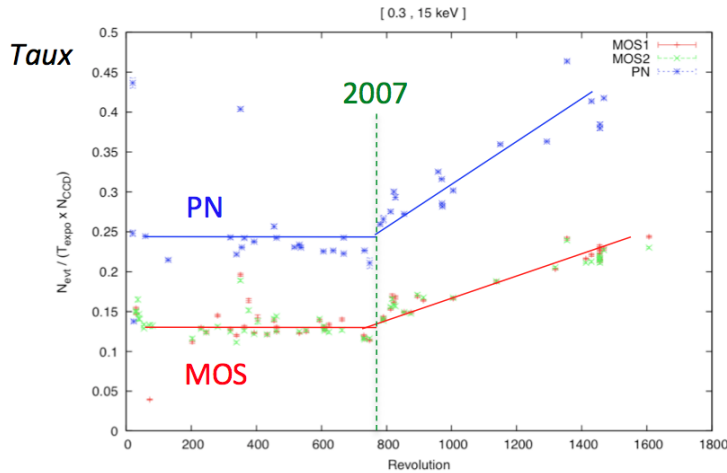


FIGURE 2.2 – Évolution du bruit de fond dû aux RC en fonction du temps (nombre de révolutions du satellite) obtenue à partir des mesures *CLOSED* (camera fermée).

La solution à ce problème est d'utiliser les observations *CLOSED* à la place des *Blank Skies* et d'effectuer la méthode de la double soustraction. On retranche donc successivement au signal enregistré, le bruit de fond électronique et celui des particules, puis le bruit de fond astrophysique local et global (voir illustration 2.3).

Dans l'idéal, il faudrait utiliser les observations *CLOSED* prises en même temps que l'observation étudiée. On se heurte alors à la faible statistique des observations *CLOSED* qui ne permet pas d'extraire des spectres assez précis.

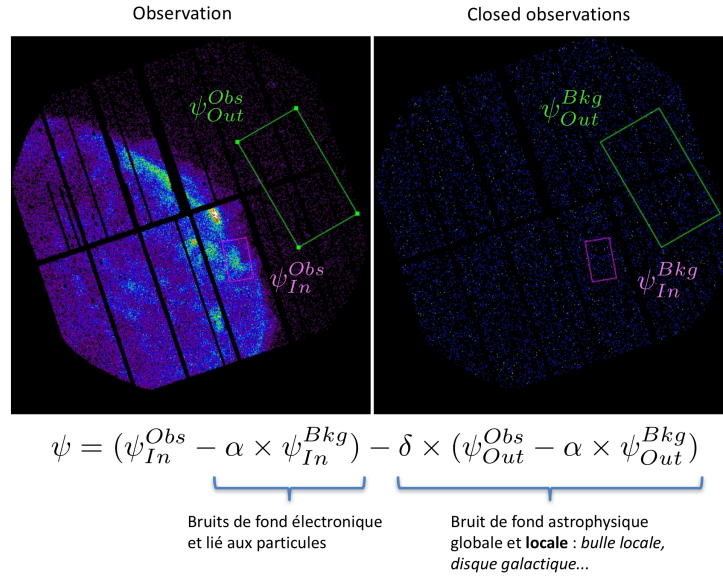


FIGURE 2.3 – Illustration du traitement corrigé des données *XMM-Newton*.

Cependant, l'étude fine de l'évolution du fond dû aux rayons cosmiques (2.4) m'a permis de montrer que sa forme spectrale n'évoluait pas significativement avec le temps, mais augmentait de façon homothétique : l'intensité du continuum et des raies augmentent d'un même facteur multiplicatif.

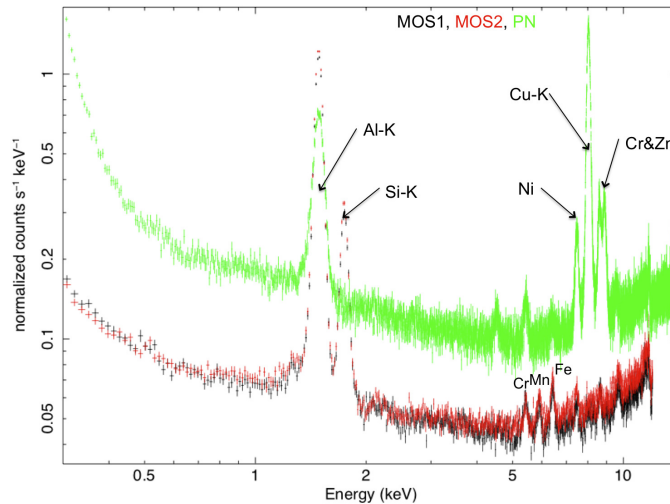


FIGURE 2.4 – Bruit de fond total des 3 caméras *XMM-EPIC*.

Les figures 2.5 illustrent cette étude en présentant l'évolution du flux de la raie Al-K et du flux à basse énergie entre 0.7 et 1 keV par rapport à celui observé entre 2 et 3 keV. Aucune variation temporelle significative ne peut être observée. Les trois flux semblent augmenter de la même façon. L'étude de l'ensemble du spectre présente le même comportement. Il est donc possible d'empiler les observations en mode *CLOSED* pour estimer plus précisément le fond dû aux rayons cosmiques.

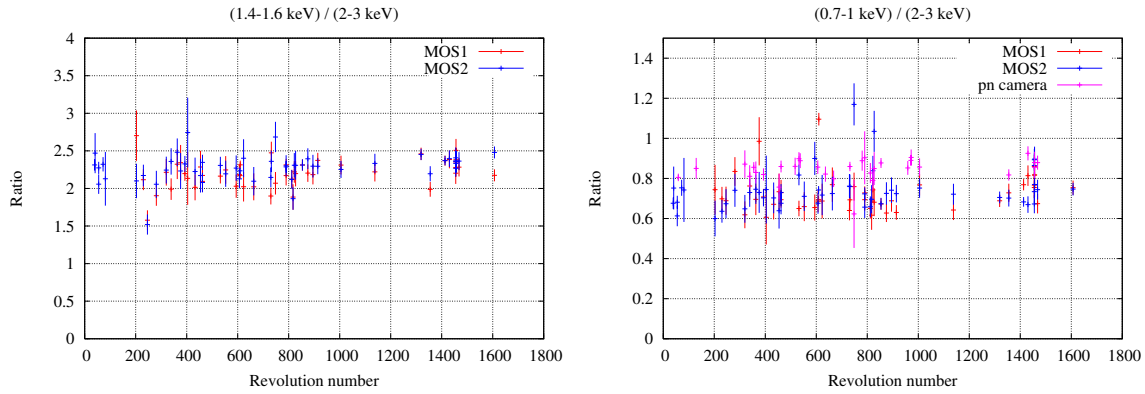


FIGURE 2.5 – Évolution du rapport $(1.4-1.6 \text{ keV}) / (2-3 \text{ keV})$ correspondant au flux de la raie Al-K sur celui du continuum pour MOS 1 & 2 (*figure de gauche*). Évolution du rapport $(0.7-1 \text{ keV}) / (2-3 \text{ keV})$ pour les caméras MOS 1 & 2 et PN (*figure de droite*).

Et après...

Cette méthode reste aujourd’hui la plus précise pour évaluer les différents fonds dans les observations *XMM-EPIC*. Je l’ai naturellement utilisée pour l’ensemble des études que j’ai menées, en particulier l’étude des données du *large project* sur SN1006 (§2.2), l’étude de l’amas de l’Arches (§3.2) et plus récemment l’étude de la variabilité des émissions multi-longueurs d’onde du noyau actif de galaxie PKS2155-304 [12].

2.2 Nouvelles observations de SN1006

Dans le cadre du *large project XMM-Newton*, le reste de supernova SN1006 a été longuement ré-observé entre juillet 2008 et août 2010. Afin d’avoir le maximum de statistique, nos études ont également utilisé les données d’archive prises entre 2000 et 2008. Ces dernières ont été enregistrées et complétées par deux observations *Chandra* pour déceler une éventuelle variabilité des émissions X dans la région nord-est du vestige [13]. Aucune variabilité significative ne fut observée. Les données peuvent ainsi être empilées sans biais.

L’ensemble des données a été enregistrée avec le filtre moyen en mode *Full Frame* pour les caméras MOS et *Extended Full Frame* pour la caméra PN (à l’exception des premières données (AO1) réalisées en mode *Full Frame*).

Les données sont étudiées par l’analyse présentée précédemment (§2.1). Les deux paragraphes suivants, très techniques, donnent des précisions sur les différents points de l’analyse. Le lecteur néophyte pourra les survoler rapidement.

Précisions sur l’analyse des données

Les données sont reconstruites avec la version 8.0.0 de SAS. Seuls les événements ayant un PATTERNs ≤ 12 pour MOS et ≤ 4 pour PN sont conservés. Ceux ayant un FLAG=XMMEA_SM pour MOS et un FLAG= 0 pour PN sont utilisés pour les courbes de lumière et les spectres. Pour les images, nous utilisons des coupures plus relâchées : FLAG=XMMEA_EM pour MOS et XMMEA_EP

Reg	AO	OBSID	$T_{\text{obs}}^{\text{M1}}$	$T_{\text{good}}^{\text{M1}}$	$T_{\text{good}}^{\text{M2}}$	$T_{\text{good}}^{\text{PN}}$	N_{CCD}
NE	GT	0111090101	7	7	7	3	-
SE	GT	0111090601	16	7	7	6	-
NW	AO1	0077340101	65	29	32	23	-
NE	AO1	0077340201	58	23	24	11	-
NE	AO2	0143980201	30	17	17	12	-
SW		0202590101	43	27	29	21	-
SE	AO4	0306660101	34	7	8	2	4/M1
NW	AO7	0555630501	127	85	95	62	5/M2
E	AO7	0555630201	109	82	91	58	-
SE	AO7	0555630101	45	44	44	29	5/M2
SE	AO7	0555601001	66	60	61	50	5/M2
NW	AO7	0555630401	104	73	80	50	4/M1
NE	AO7	0555630301	122	91	93	75	-
SW	AO8	0653860101	126.5	103.2	104.2	91.4	-

TABLEAU 2.1 – Observations *XMM-EPIC* réalisées sur le vestiges de la supernova SN 1006. T_{obs} correspond au temps d’observation pour MOS 1 (presque le même pour MOS 1 et PN). T_{good} est le temps en ks après réjection des périodes d’activité. N_{CCD} indique les CCD bruyants lors de l’observation.

pour PN. Le code *EVIGWEIGHT* décrit dans [14] corrige alors l’effet de vignettage.

Les bruits de fond sont estimés grâce à la méthode présentée dans le paragraphe 2.1. Les données *CLOSED* nécessaires à l’estimation du bruit de fond de particules sont analysées de la même façon que les observations réalisées sur SN1006. Un total de 680 ks pour MOS1, 821 ks pour MOS2 et 474 ks pour PN est ainsi obtenu. Le bruit de fond astrophysique local est extrait dans une région observée, proche de SN1006, aussi large que possible. Les images 2.6 sont obtenues grâce à *EMOSAIC*, puis sont lissées par *ASMOOTH*. Seul le bruit de fond dû aux rayons cosmiques est soustrait.

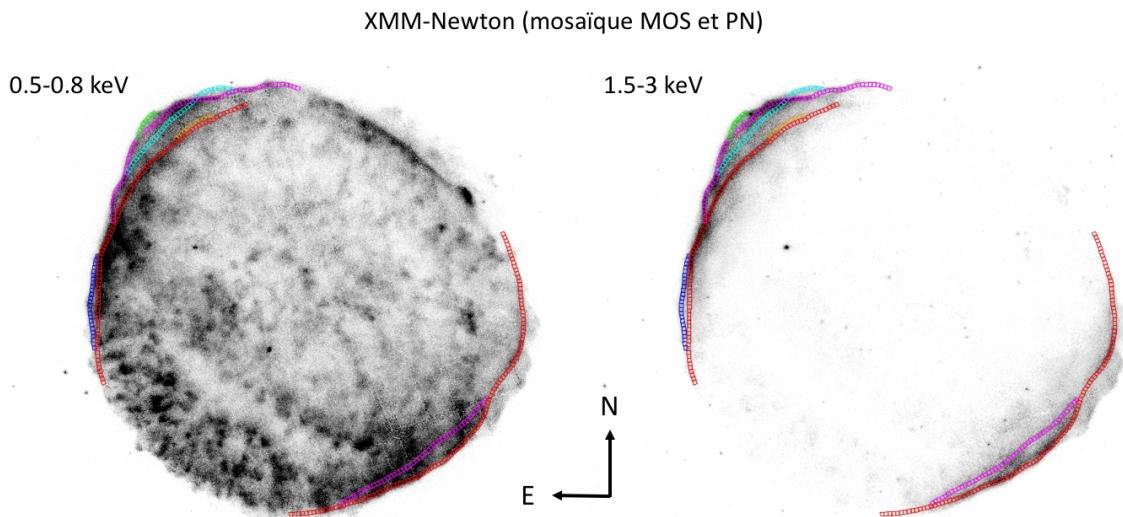


FIGURE 2.6 – Cartes des flux observés par les caméra *XMM-EPIC* du vestige de supernova SN1006 entre 0.5-0.8 keV (à gauche) et 1.5-3 keV (à droite). Les régions d’extraction spectrale, le long des filaments X, y sont sur imprimées en couleur.

Entre 0.5 et 0.8 keV (carte de gauche), le flux est nettement dominé par les émissions thermiques. Entre 1.5 et 3.0 keV (carte de droite), l’émission non-thermique provenant du synchro-

tron des électrons domine. Elle se concentre en filaments X dont la largeur est généralement plus grande que la résolution angulaire de *XMM-Newton* (entre 5 et 36 arcsec, [15]). Au nord-est, le filament intérieur (boîtes rouges) est la structure la plus longue. Elle s'étend de l'est vers le nord suivant un arc presque circulaire dont le centre coïncide assez bien avec le centre géométrique de SN 1006. Ce filament apparaît comme dupliqué dans la section est (boîtes bleues foncées). Les boîtes violettes suivent la structure principale du filament extérieur. Cette structure présente deux ondulations (en bleu clair et en vert). Au sud, la situation est plus simple. Un long filament extérieur (en rouge) est dédoublé en partie par un second filament (violet) vers l'intérieur.

2.3 Analyse spectrale spatialement résolue des filaments X

Afin de déterminer les caractéristiques de l'émission synchrotron, on réalise une étude spectrale spatialement résolue le long de chaque filament X. Les spectres sont extraits des régions carrées de 16 arcsec de côté. Les spectres des trois instruments EPIC (M1, M2 ET PN) obtenus avec les différentes observations sont traités simultanément avec XSPEC, par un modèle constitué de :

- une loi de puissance avec une coupure exponentielle (SRCUT, [16]) pour simuler l'émission synchrotron des électrons accélérés au TeV par le choc avant. En plus des données X, on utilise les mesures radio (observations interférométriques du VLA), qui bénéficient d'une résolution spatiale (7.7×4.8 arcsec²) similaire à celle de *XMM-Newton*. Ces données [17] ancrent à basse fréquence (1 GHz) le flux du modèle SRCUT. La fréquence de coupure $\nu_{\text{cut-off}}$ ainsi que l'indice du spectre non-thermique α_{RX} sont laissés libres.
- l'émission d'un plasma choqué à température constante (VPSHOCK, [18]) pour reproduire les émissions thermiques des éjecta choqués (l'émission du milieu ambiant choqué étant nettement dominé par celle des éjecta). Les abondances sont fixées par une étude précédente [19] effectuée dans deux grandes régions, l'une au sud-est, l'autre au nord-est. Cette étude permet également de fixer l'échelle d'ionisation τ à 1.6×10^{10} s cm⁻³. Il reste alors deux paramètres libres : la température électronique kT_e ainsi que l'intensité de l'émission EM.
- Afin de prendre en compte la présence des raies K de l'oxygène O VII (K_δ à 714 eV, K_ϵ à 723 eV, et K_ζ à 730 keV - non inclus dans VPSHOCK), trois raies gaussiennes avec des flux liés entre eux sont ajoutées [19–21].

Ces trois composantes sont absorbées par la présence de matière dans la ligne de visée. Cette absorption est modélisée par le model WABS dans lequel la valeur N_{H} est fixée à 7×10^{20} cm⁻² [22].

Les variations azimutales, le long des filaments X, de la fréquence de coupure $\nu_{\text{cut-off}}$, de l'indice spectral α_{RX} et de la normalisation radio à 1 GHz de l'émission non-thermiques sont présentées sur la figure 2.7.

Au nord-est, une forte augmentation de la fréquence de coupure est observée dans les filaments rouge et vert sur 15-20 degrés, suivie d'un plateau sur 30-40 degrés et d'une diminution sur un peu plus de 20 degrés. Les autres filaments chevauchent ces deux plateaux, mais avec un léger décalage. Plus un filament est proche de l'extérieur, plus la fréquence de coupure semble élevée. On observe le même comportement dans la région sud.

Contrairement aux études précédentes [19; 23], l'indice spectral du spectre synchrotron est laissé libre. Son comportement azimutal est présenté dans la figure 2.7 (panneau du milieu) pour chaque filament. Ce dernier est pratiquement constant au niveau des plateaux. Sa valeur est proche de 0.52. Aux niveaux des extrémités des filaments, l'indice décroît légèrement pour atteindre la valeur de 0.47.

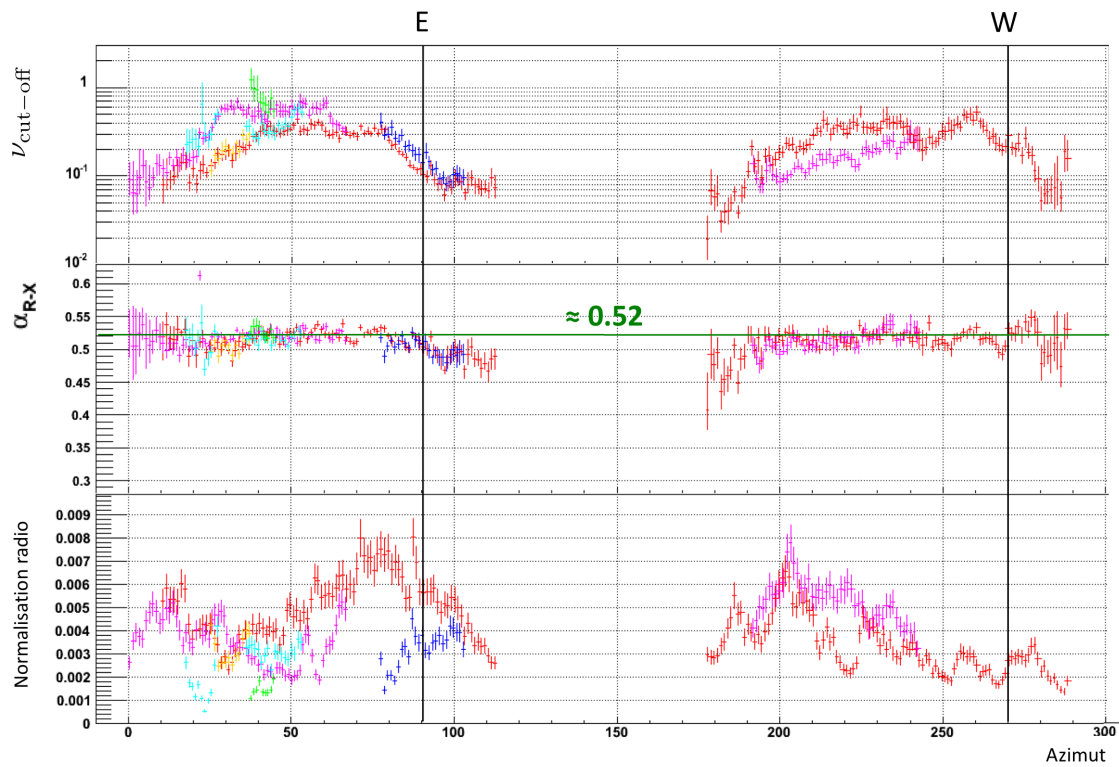


FIGURE 2.7 – Fréquence de coupure (haut), indice spectral (milieu) et normalisation radio à 1 GHz du spectre non-thermique en fonction de l’azimut le long des filaments synchrotron X (différentes couleurs voir texte).

Ces deux constatations ne semblent pas directement corrélées à la normalisation du flux synchrotron donnée par les mesures radio. Elles restent valables si l’on utilise d’autres cartes radio (Rothenflug 2004, Petruk 2008, Reynoso 2010).

2.4 Contraintes sur les champs magnétiques

La taille des filaments permet d'estimer le champ magnétique présent dans les restes de supernova. Après avoir été accélérée par l'onde de choc, une grande proportion des électrons ne s'échappe pas du reste de supernova mais se retrouve par advection et diffusion dans le milieu interstellaire choqué. Ne pouvant plus acquérir d'énergie, les électrons perdent alors leur énergie par émission synchrotron formant ainsi les filaments X.

Afin de mesurer la taille l des filaments, quatre cartes de l'émission synchrotron sont produites : deux à partir de l'ensemble des données XMM et deux à partir des données Chandra préalablement analysées par la chaîne d'analyse standard de la NASA. Deux cartes sont ainsi obtenues entre 1.5 et 3 keV et deux autres entre 3 et 6 keV. On extrait alors des 4 cartes le profil longitudinal d'intensité dans des boîtes de 200×40 arcsec perpendiculaires au filament (voir illustration 2.8).

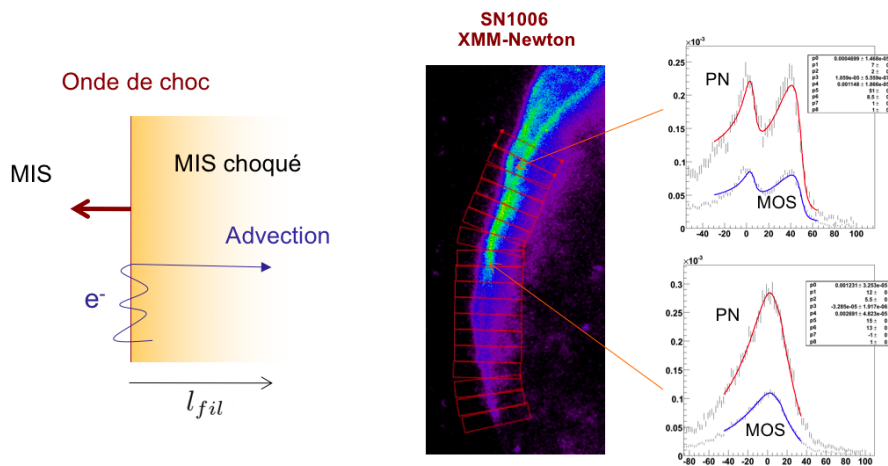


FIGURE 2.8 – Illustration de la méthode d'estimation du champ magnétique dans le milieu interstellaire choqué.

Une fonction formée d'une exponentielle croissante et d'une exponentielle décroissante, convoluée par la PSF de l'instrument considéré (supposée gaussienne) est utilisée pour ajuster les profils des filaments. Le centre du filament est obtenu grâce aux cartes Chandra, dont la résolution angulaire d'environ 0.5 arcsec est huit fois meilleure que celle de XMM. L'ajustement est réalisé en même temps sur les données XMM et Chandra à une énergie donnée. L'algorithme de recherche développé sous ROOT utilise MINUIT pour identifier et mesurer jusqu'à trois filaments.

La figure 2.9 présente la taille des filaments obtenue avec les cartes entre 1.5 et 3 keV en fonction de l'azimut. Le résultat principal de cette étude est qu'aucune structure spatiale n'est significativement présente, que ce soit le long d'un filament ou entre les différents filaments. Le champ en aval du choc semble pratiquement constant quel que soit l'angle par rapport au champ magnétique extérieur.

L'hypothèse la plus simple est donc de supposer que les filaments possèdent une taille constante. La taille moyenne du filament principal est de 0.58 pc. On peut alors en déduire une limite sur le champ magnétique si l'on suppose que les filaments sont créés par advection ou par diffusion.

En régime advectif, on peut obtenir une limite sur l'intensité du champ magnétique B_{adv} présent dans le milieu interstellaire choqué [24], connaissant la vitesse du choc v , le facteur de compression r , le temps de survie des électrons (lui-même fonction du champ magnétique B) et la taille du filament l .

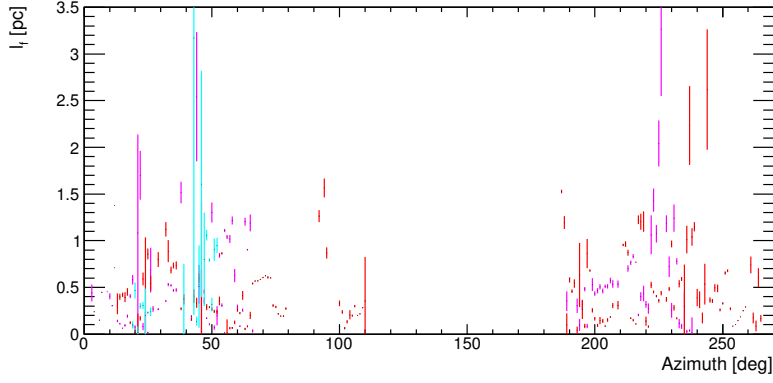


FIGURE 2.9 – Mesure de la taille des filaments principaux de SN1006 en fonction de l’azimut (code couleur sur 2.6).

$$B_{adv}[\mu\text{G}] \geq 15 \times E_{keV}^{-1/3} \left(\frac{P v 10^3 km s^{-1}}{r} \right)^{2/3} l_{pc}^{-2/3} \quad (2.2)$$

Avec $r = 6$, $v = 4600 m.s^{-1}$, $P = 4.6$ (le facteur de projection) et $D = 2180 pc$, on obtient un champ magnétique moyen d’advection $B_{adv} \geq 31 \mu\text{G}$.

En régime diffusif, avec $P = 4.6$, on obtient avec l’équation (12) de [24], un champ magnétique moyen $B_{diff} \geq 44 \mu\text{G}$.

Les limites inférieures sur le champ magnétique aval, estimées dans les deux hypothèses restent compatibles avec une origine leptonique des émissions au TeV (observées par H.E.S.S. [25]), puisque de tels champs permettent la survie des électrons face aux pertes synchrotron et ainsi les émissions de gamma au TeV par émission Compton Inverse.

2.5 Interprétations possibles

L’interprétation de ces observations reste ouverte. Je ne donnerai ici que quelques pistes.

Le fait que la fréquence de coupure augmente pour les filaments les plus éloignés du centre du reste, peut simplement être expliqué par le fait que la vitesse du choc doit également y être plus importante. Les électrons atteignent donc des énergies plus grandes dans les filaments extérieurs.

La présence des plateaux dans la fréquence de coupure au niveau des deux lobes semble indiquer un phénomène de saturation de l’énergie des électrons accélérés par l’onde de choc.

Si l’émission synchrotron des calottes polaires est due à la présence d’un champ magnétique régulier dans le milieu interstellaire orienté selon l’axe nord-est sud-ouest, l’injection de particules peut être amplifiée sur ce même axe. Les perturbations du champ magnétique alors engendrées peuvent à leur tour écranter le champ magnétique local. Cela réduit l’effet initial d’amplification de l’injection, limite l’énergie maximale des électrons et crée le phénomène de saturation observé.

Enfin, la taille des filaments mesurée le long des filaments ne met pas en évidence la présence d’une structure spatiale significative. Le champ magnétique pourrait y être constant, relativement faible et donc compatible avec une origine leptonique des émissions au TeV.

Références

- [1] R. D. Blandford and J. P. Ostriker. Particle acceleration by astrophysical shocks. *ApJ*, 221 :L29–L32, April 1978.
- [2] R. Hanbury Brown. The remnants of supernovae as radio sources in the Galaxy. *The Observatory*, 74 :185–194, October 1954.
- [3] K. Koyama, R. Petre, E. V. Gotthelf, U. Hwang, M. Matsuura, M. Ozaki, and S. S. Holt. Evidence for shock acceleration of high-energy electrons in the supernova remnant SN1006. *Nature*, 378 :255–258, November 1995.
- [4] L. O. Drury, D. E. Ellison, F. A. Aharonian, E. Berezhko, A. Bykov, A. Decourchelle, R. Diehl, G. Meynet, E. Parizot, J. Raymond, S. Reynolds, and S. Spangler. Test of galactic cosmic-ray source models - Working Group Report. *Space Sci. Rev.*, 99 :329–352, October 2001.
- [5] M. Miceli, F. Bocchino, A. Decourchelle, G. Maurin, J. Vink, S. Orlando, F. Reale, and S. Broersen. XMM-Newton evidence of shocked ISM in SN 1006 : indications of hadronic acceleration. *Astron. Astrophys.*, 546 :A66, 2012. :2012wm
- [6] G. Cassam-Chenaï, A. Decourchelle, J. Ballet, J.-L. Sauvageot, G. Dubner, and E. Giacani. XMM-Newton observations of the supernova remnant RX J1713.7-3946 and its central source. *A&A*, 427 :199–216, November 2004.
- [7] F. Acero, J. Ballet, A. Decourchelle, M. Lemoine-Goumard, M. Ortega, E. Giacani, G. Dubner, and G. Cassam-Chenaï. A joint spectro-imaging analysis of the XMM-Newton and HESS observations of the supernova remnant RX J1713.7-3946. *A&A*, 505 :157–167, October 2009.
- [8] A. A. Abdo et al. Observations of the young supernova remnant rx j1713.7–3946 with the fermi large area telescope. *The Astrophysical Journal*, 734(1) :28, 2011.
- [9] S. P. Reynolds, K. J. Borkowski, U. Hwang, J. P. Hughes, C. Badenes, J. M. Laming, and J. M. Blondin. A Deep Chandra Observation of Kepler’s Supernova Remnant : A Type Ia Event with Circumstellar Interaction. *ApJ*, 668 :L135–L138, October 2007.
- [10] R. Rothenflug, J. Ballet, G. Dubner, E. Giacani, A. Decourchelle, and P. Ferrando. Geometry of the non-thermal emission in SN 1006. Azimuthal variations of cosmic-ray acceleration. *A&A*, 425 :121–131, October 2004.
- [11] G. W. Pratt and M. Arnaud. The mass profile of <ASTROBJ>A1413</ASTROBJ> observed with XMM-Newton : Implications for the M-T relation. *A&A*, 394 :375–393, November 2002.
- [12] Jill Chevalier, Max Anton Kastendieck, Frank Rieger, Gilles Maurin, Jean-Philippe Lenain, and Giovanni Lamanna. Long term variability of the blazar PKS 2155-304. In *Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015)*, 2015. :2015gia
- [13] S. Katsuda, R. Petre, K. Mori, S. P. Reynolds, K. S. Long, P. F. Winkler, and H. Tsunemi. Steady X-ray Synchrotron Emission in the Northeastern Limb of SN 1006. *ApJ*, 723 :383–392, November 2010.
- [14] M. Arnaud, D. M. Neumann, N. Aghanim, R. Gastaud, S. Majerowicz, and J. P. Hughes. Measuring cluster temperature profiles with XMM/EPIC. *A&A*, 365 :L80–L86, January 2001.
- [15] A. Bamba, R. Yamazaki, M. Ueno, and K. Koyama. Small-Scale Structure of the SN 1006 Shock with Chandra Observations. *ApJ*, 589 :827–837, June 2003.
- [16] S. P. Reynolds and J. W. Keohane. Maximum Energies of Shock-accelerated Electrons in Young Shell Supernova Remnants. *ApJ*, 525 :368–374, November 1999.

- [17] O. Petruk, G. Dubner, G. Castelletti, F. Bocchino, D. Iakubovskiy, M. G. F. Kirsch, M. Miceli, S. Orlando, and I. Tezhinsky. Aspect angle for interstellar magnetic field in SN 1006. *MNRAS*, 393 :1034–1040, March 2009.
- [18] K. J. Borkowski, W. J. Lyerly, and S. P. Reynolds. Supernova Remnants in the Sedov Expansion Phase : Thermal X-Ray Emission. *ApJ*, 548 :820–835, February 2001.
- [19] M. Miceli, F. Bocchino, D. Iakubovskiy, S. Orlando, I. Tezhinsky, M. G. F. Kirsch, O. Petruk, G. Dubner, and G. Castelletti. Thermal emission, shock modification, and X-ray emitting ejecta in SN 1006. *A&A*, 501 :239–249, July 2009.
- [20] H. Yamaguchi, K. Koyama, S. Katsuda, H. Nakajima, J. P. Hughes, A. Bamba, J. S. Hiraga, K. Mori, M. Ozaki, and T. G. Tsuru. X-Ray Spectroscopy of SN 1006 with Suzaku. *PASJ*, 60 :S141–S152, January 2008.
- [21] F. Acero, J. Ballet, and A. Decourchelle. The gas density around SN 1006. *A&A*, 475 :883–890, December 2007.
- [22] G. M. Dubner, E. B. Giacani, W. M. Goss, A. J. Green, and L.-Å. Nyman. The neutral gas environment of the young supernova remnant SN 1006 (G327.6+14.6). *A&A*, 387 :1047–1056, June 2002.
- [23] R. Rothenflug, J. Ballet, G. Dubner, E. Giacani, A. Decourchelle, and P. Ferrando. Geometry of the non-thermal emission in SN 1006. Azimuthal variations of cosmic-ray acceleration. *A&A*, 425 :121–131, October 2004.
- [24] E. Parizot, A. Marcowith, J. Ballet, and Y. A. Gallant. Observational constraints on energetic particle diffusion in young supernovae remnants : amplified magnetic field and maximum energy. *A&A*, 453 :387–395, July 2006.
- [25] H.E.S.S. Collaboration. First detection of VHE γ -rays from SN 1006 by HESS. *A&A*, 516 :A62, June 2010.

Chapitre 3

Les amas d'étoiles, une nouvelle source de rayons cosmiques ?

« La vérité scientifique sera toujours plus belle que les créations de notre imagination et que les illusions de notre ignorance. »

Claude Bernard

Sommaire

3.1 Les régions jeunes de formation d'étoiles en astronomie gamma	40
3.1.1 Modélisation	40
3.1.2 Contraintes observationnelles	42
3.1.3 Interprétations physiques	45
3.2 Rayons cosmiques de basse énergie dans l'amas de l'Arches (XMM)	59
3.2.1 1er acte - interaction des rayons cosmiques	59
3.2.2 2ème acte - réflexion de rayons X par le nuage moléculaire	59

Dans le paradigme actuel de la formation stellaire, on considère les nuages moléculaires comme les précurseurs. L'essentiel des étoiles de la Voie lactée naît ainsi dans les Nuages Moléculaires Géants (NMG). Ces derniers, très massifs ($10^5 - 3 \times 10^6 M_{\odot}$), présentent un taux de formation d'étoiles deux fois plus élevé que la moyenne dans la Galaxie, les étoiles étant d'autant moins nombreuses qu'elles sont plus massives. A un stade avancé de leur évolution, les NMG hébergent en leur sein des amas d'étoiles. Les plus massifs contiennent des étoiles de type O (masse $> 16 M_{\odot}$ et température > 25000 K) et de type B (masse $\in 2.1 - 16 M_{\odot}$ et température $\in 10000 - 25000$ K), gravitationnellement associées (association OB). Le rayonnement ultraviolet émis par ces dernières ionise le nuage moléculaire environnant formant ainsi une nébuleuse ionisée autour de l'amas appelée région H_{II}.

Quasiment toutes les étoiles perdent une partie de leur masse sous forme de vent de particules, essentiellement des protons et des électrons. Pour les étoiles les plus massives (type $\geq O4$), ce vent atteint typiquement 1000 km/s, une vitesse légèrement inférieure à l'onde de choc d'une supernova. La combinaison des vents stellaires contenus dans un amas crée une onde de choc qui se propage dans la région H_{II} et forme une bulle de matière raréfiée. Cette onde de choc peut potentiellement (ré)-accélérer des particules à haute énergie [1], l'énergie cinétique libérée sur toute la vie des étoiles étant d'ailleurs comparable à celle d'une supernova [2].

Afin d'observer cet effet, il est nécessaire d'étudier des jeunes régions de formation d'étoiles n'ayant pas encore en leur sein d'étoile évoluée, de reste de supernova ou de pulsar qui produiraient également de l'accélération de particules. A ce jour, aucune observation n'a mis en évidence ce mécanisme de production de rayons cosmiques. Seule la détection récente d'une émission γ provenant d'Eta Carina par la collaboration *Fermi* [3; 4] suggère tout de même que l'interaction de vents peut accélérer des particules à haute énergie.

La première partie de ce chapitre 3.1 présente mon travail de modélisation de l'émission gamma des jeunes régions de formation d'étoiles puis la recherche de signal dans les données H.E.S.S. et Fermi sur huit sources potentielles et finalement les perspectives CTA. J'ai réalisé cette étude avec Alexandre MARCOWITH, Nukri KOMIN et Giovanni LAMANNA en encadrant la thèse de Fabien KRAYZEL.

Lorsque l'amas vieillit, les étoiles les plus massives vont évoluer puis exploser. Les ondes de choc produites par les supernovæ vont alors amplifier l'énergie cinétique disponible dans le milieu interstellaire et accélérer par mécanisme de Fermi des rayons cosmiques. A ce stade, l'ensemble est appelé superbulle. Plusieurs de ces objets ont déjà été détectés en astronomie gamma (Cygnus OB2 [5], Westerlund 1 [6] 2 [7]). Il est cependant très difficile de savoir si les rayons cosmiques sont produits par les effets collectifs (interaction des vents stellaires et ceux des restes de supernova) ou s'ils proviennent directement des objets évolués (restes de supernova, pulsars) présents au sein de l'amas.

Dans la deuxième partie de ce chapitre 3.2 (page 59), je présente mon travail pour contraindre la présence d'ions accélérés à basse énergie (keV - GeV) dans l'amas de l'Arches à partir des données XMM-Newton.

3.1 Les régions jeunes de formation d'étoiles en astronomie gamma

3.1.1 Modélisation

Dans ce travail, nous voulions étudier et contraindre par l'observation le mécanisme de production de particules par l'effet collectif des vents stellaires dans les amas. Pour cela, nous avons développé un modèle sphérique à une zone, correspondant à la région H_{II}. Au centre de cette région sont injectées des particules accélérées. La principale hypothèse est qu'une fraction ξ de la

puissance totale des vents stellaires L_w est transférée aux particules, générant ainsi un spectre en loi de puissance de protons et un spectre en loi de puissance avec coupure exponentielle d'électrons. L'accélération des électrons étant *a priori* plus difficile que celle des protons, la quantité d'énergie injectée dans les électrons est multipliée par un facteur K_{ep} typiquement inférieur à 1 %. Ces particules diffusent ensuite dans la région H_{II} puis interagissent avec le milieu (création de paires, synchrotron, Compton Inverse...) et/ou s'échappent. La figure 3.1 tirée de l'article publié (joint à la fin de cette partie) présente les principaux résultats obtenus :

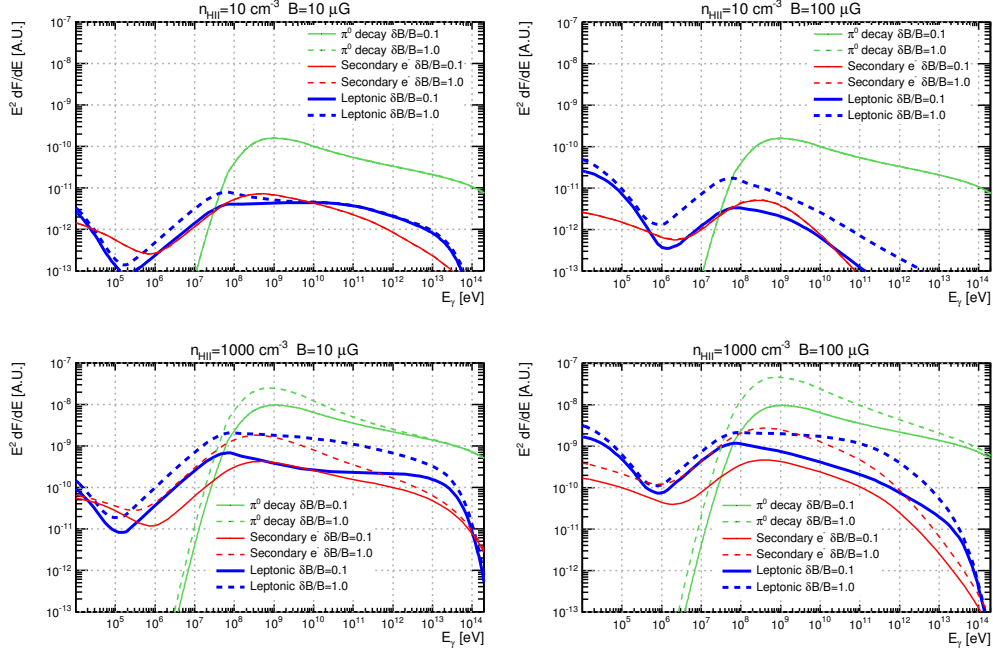


FIGURE 3.1 – Emission non-thermique provenant des électrons et des protons pour différentes valeurs de champ magnétique et de densité, dans un amas type d'un million d'années possédant une région H_{II} de rayon $R_{HII} = 10$ pc. L'indice spectral s d'injection des protons est ici fixé à 2, l'énergie maximale $E_{e,max}$ des électrons est fixée à 50 TeV, l'indice de turbulences ν vaut $3/2$, et le rapport électrons/protons K_{ep} vaut 10^{-2} .

- à haute énergie, les émissions non-thermiques sont clairement dominées par les émissions d'origine hadronique (production de pions neutres). Cela s'explique par la forte densité des régions H_{II} (typiquement 10 à 10000 cm^{-3}). Les émissions leptoniques ne deviennent dominantes que pour une injection très optimiste ($K_{ep} > 10\%$) ;
- l'hypothèse sur la valeur du champ magnétique dans la région H_{II} n'influence que très peu les émissions non-thermiques au dessus de 1 GeV ;
- à basse énergie, le flux de photons est dominé par l'émission synchrotron des électrons.
- l'intensité et l'indice des turbulences du champ magnétique agissent principalement à basse énergie et à haute énergie lorsque la densité devient élevée ;
- les émissions provenant des électrons secondaires sont comparables à celles engendrées par des électrons primaires injectés avec un rapport K_{ep} d'environ 1 %. Elles ne sont donc pas négligeables devant les émissions des électrons primaires, mais restent nettement inférieures aux émissions hadroniques à haute énergie.

La conclusion principale est qu'une émission γ au GeV ou au TeV signerait la présence de rayons cosmiques dans l'amas, qu'ils soient produits ou non par l'amas.

3.1.2 Contraintes observationnelles

Nous avons donc recherché une émission γ dans plusieurs amas jeunes contenant des étoiles massives (type O). Afin de tester le mécanisme d'accélération par interaction des vents stellaires (mécanisme collectif), nous avons sélectionné des amas ne contenant ni supernova (source de rayons cosmiques) ni étoile évoluée (ayant quitté la séquence principale). Pour avoir des sources potentielles pour l'expérience H.E.S.S., nous n'avons gardé que les amas visibles dans l'hémisphère sud.

Ainsi huit amas ont été étudiés grâce aux données publiques de l'instrument *Fermi-LAT* dont deux avec des données H.E.S.S. .

3.1.2.1 Contraintes H.E.S.S.

Préambule

Il est important de noter que le travail qui suit a été effectué en parallèle à la modélisation et à l'étude des données *Fermi* . En particulier, nous n'avions pas conscience que la modélisation allait nous prédire, pour une efficacité d'accélération raisonnable, des flux inférieurs à la sensibilité de H.E.S.S. .

Membres de la collaboration H.E.S.S. , nous avons naturellement étudié la présence d'un signal γ au TeV en provenance des amas jeunes. Entre 2012 et 2014, nous avons ainsi étudié deux amas : NGC 1676 dans la nébuleuse d'Orion et NGC 2244 dans la nébuleuse de la Rosette.

La première analyse réalisée est détaillée dans le chapitre 5 de la thèse de Fabien Krayzel [8]. La version du logiciel était HESS_Soft_0-8-24 avec les données reconstruites DST_prod26. L'estimation du bruit de fond a été estimé avec la méthode *ring_background* avec comme régions d'exclusion les régions fixées par la collaboration ainsi que la source elle-même.

3.1.2.1.1 NGC 1976 : la nébuleuse d'Orion

Les acquisitions ont été prises entre 2006 et 2007. Elles ciblaient directement l'amas NGC1976 ou le nuage moléculaire d'Orion A présent dans la ligne de visée de la nébuleuse. Le temps total est d'environ 13 heures, soit 10 heures après application des coupures de qualité. L'angle zénithal moyen des observations étant élevé, la profondeur d'atmosphère traversée relève le seuil en énergie à 290 GeV. L'analyse a alors été conduite sur la région H_{II} de l'amas (position Simbad [9]) en considérant son extension et celle de la PSF. Le tableau 3.1 résume l'ensemble des paramètres de l'analyse et les résultats obtenus. Les figures 3.2 présentent les cartes d'excès et de significativité, ainsi que la distribution de la significativité obtenue dans la carte.

Version	Position			Temps corrigé [h]	Événements			Résultats	
	Ra[°]	Dec[°]	θ^2		N_{on}	N_{off}	α	N_{Excess}	σ
26	83.82	-5.39	0.25	5.9	1526	5124	3.22	-67	-1.5
32	83.82	-5.39	0.25	6.0	2200	8405	3.63	-115	-2.2

TABLEAU 3.1 – Paramètres et résultats de l'analyse Prod24 et Prod8 sur l'amas NGC 1976. N_{on} est le nombre d'événements dans la région *on* de la source. N_{off} correspond au nombre d'événements dans la région *off*, sans source, utilisé pour estimer le bruit de fond dû aux protons non rejetés par l'analyse. α est le rapport de surface entre la région *off* et *on*. N_{Excess} est le nombre d'événements en excès et σ est la significativité de cet excès calculée avec [10].

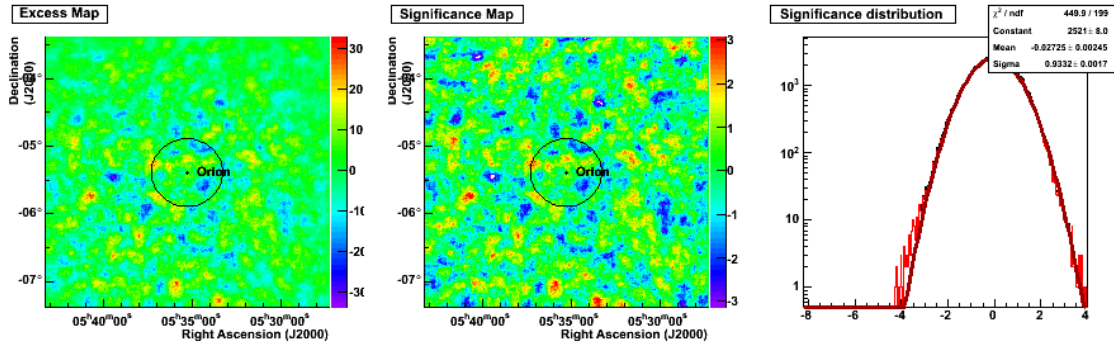


FIGURE 3.2 – Résultats de l’analyse Prod24 de la région d’Orion : cartes d’excès, de significativité et distribution de la significativité dans la carte.

On observe sur la source $N_{on} = 1526$ événements avec un bruit de fond attendu de $N_{off}/\alpha = 5124/3.22 = 1591$, soit un défaut de -67 événements. Le résultat ne présente donc pas d’excès significatif (-1.5σ). Les cartes ne montrent aucun point chaud remarquable. Une limite supérieure sur le flux émis peut tout de même être calculée (voir [8] §5.3.2.3). La significativité négative n’ayant pas de réalité physique, elle ne peut être directement considérée. La limite supérieure sur le flux est donc obtenue en considérant une valeur de signal $N_{ON} = N_{OFF}/\alpha$, ce qui revient à calculer la limite de sensibilité de *H.E.S.S.* dans les conditions d’observation. On obtient ainsi que le flux au-delà de 290 GeV est inférieur à $\phi_{\gamma}^{95\%} = 1.46 \times 10^{-7} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Réanalyse des données en 2016

Début 2016, ces mêmes données ont été ré-analysées avec la version *H.E.S.S. Soft_0-8-32* (Prod 8) du logiciel d’analyse corrigeant plusieurs points et améliorant la reconstruction des événements. Les résultats obtenus (ligne du bas du tableau 3.1) sont pratiquement inchangés.

3.1.2.1.2 NGC 2244 : la nébuleuse de la Rosette

En 2014, l’ensemble des données enregistrées sur la Rosette provenaient d’observations dédiées à la source J0632+057 associée à l’étoile binaire X MC148 [11]. Les données ont été prises entre 2004 et 2013. 231 observations ont ainsi été réalisées mais seulement 123 (soit environ 30 h en temps corrigé) passent les coupures de qualité nécessaires à l’analyse (nombre de télescopes, pixels morts...). Du fait d’un angle zénithal élevé lors des observations (en moyenne 34°), le seuil en énergie est de 380 GeV.

Le signal a tout d’abord été étudié sur l’ensemble de la région H_{II} de l’amas. Cette région est centrée sur l’amas (position Simbad [9]) et présente une extension en θ^2 de 0.42° . Le tableau 3.2 résume l’ensemble des paramètres de l’analyse et les résultats obtenus.

Un faible excès présent au niveau de la région H_{II} a une significativité de 2.2σ . La carte de significativité 3.3 montre que cet excès est concentré sur une sous-région de l’amas, spatialement compatible avec ce dernier. Ce point chaud dont l’extension en θ^2 est de 0.1° présente à lui seul une significativité de 4.2σ .

Cette significativité, insuffisante pour obtenir une détection, doit en plus être corrigée d’une pénalité puisqu’elle est le fruit d’une recherche *a posteriori*. Néanmoins, l’évolution temporelle de l’excès (3.3) et de la significativité confortent l’idée que ce point chaud puisse être une véritable source. Excités par cette découverte, nous avons poursuivi notre travail de modélisation et l’analyse des données *Fermi* et nous avons demandé à la collaboration *H.E.S.S.* de ré-observer la région

Version	Cible	Position			Temps corrigé [h]	Événements			Résultats	
		Ra[°]	Dec[°]	θ^2		N_{on}	N_{off}	α	N_{Excess}	σ
26	Rosette	97.98	4.94	0.42	27.2	14738	46635	3.23	301	2.2
	Spot	98.04	4.89	0.1	28.9	3849	31646	8.84	270	4.2
32 combinée	Rosette	97.98	4.94	0.42	53.3	26522	82064	3.09	-28	-0.1
	Spot	98.04	4.89	0.1	49.2	9300	59843	6.44	11	0.1

TABLEAU 3.2 – Paramètres et résultats de l'analyse Prod24 et Prod8 sur l'amas NGC 2244 sur l'amas complet et sur le point chaud. N_{on} est le nombre d'événements dans la région *on* de la source. N_{off} correspond au nombre d'événements dans la région *off*, sans source, utilisé pour estimer le bruit de fond dû aux protons non rejetés par l'analyse. α est le rapport de surface entre la région *off* et *on*. N_{Excess} est le nombre d'événements en excès et σ est la significativité de cet excès calculée avec [10].

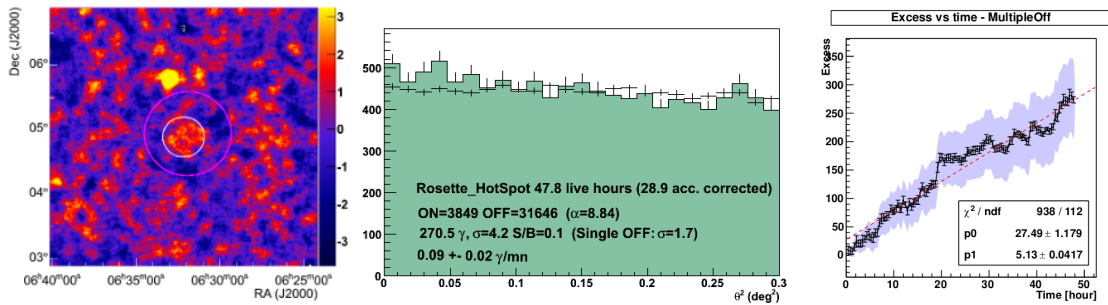


FIGURE 3.3 – Résultats de l'analyse Prod24 de la région de la Rosette : cartes de significativité, distribution en θ^2 autour de du point chaud et significativité du point chaud en fonction du temps.

de la Rosette pour tester cette hypothèse.

La collaboration *H.E.S.S.* a accepté notre demande en 2013. Les observations ont été programmées fin 2013 et début 2014, mais les mauvaises conditions météorologiques ont retardé la prise de données à novembre 2014. Les données n'ont ainsi pas pu être disponibles avant la soutenance de Fabien Krayzel. Nous avons donc choisi d'extraire une limite sur le flux gamma pour essayer de contraindre notre modélisation. Ainsi, en suivant la même méthode que pour l'amas d'Orion, le flux provenant de NGC 2244 au-delà de 380 GeV est inférieur à $\phi_{\gamma}^{95\%} = 6.58 \times 10^{-8} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

En ce qui concerne les nouvelles observations, elles ont été prises avec le système *H.E.S.S.* complet, incluant le grand télescope CT5. 44 runs (environ 20 heures de temps corrigé) ont été réalisés suivant trois pointés autour de l'amas NGC2244. Les premières analyses en mode stéréoscopique (deux télescopes minimum) et en mode microscopique (seulement CT5) montrent tout de suite que le signal n'est pas confirmé.

Réanalyse des données en 2016

En 2016, l'analyse des données *H.E.S.S.* -2 combinant les deux modes (mono et stéréo) est possible grâce à la version *HESS_Soft_0-8-32* (Prod 8) du logiciel de reconstruction. Nous avons donc ré-analysé l'ensemble des données prises sur la Rosette avec cette version. Les deux dernières lignes du tableau 3.2 présentent les résultats obtenus sur l'amas entier ainsi que sur le point chaud. Aucun excès significatif n'est visible sur les deux régions étudiées.

3.1.2.2 Contraintes *Fermi*

Pour ce qui est des résultats *Fermi-LAT*, aucun signal n'a été observé entre 3 et 300 GeV sur les huit amas. Nous avons donc extrait des limites. L'analyse est détaillée dans notre article [12]. Le tableau 3.3 présente les principaux résultats.

Nom amas	étoiles O (plus massive)	n_{HII} (cm^{-3})	Log(Âge) Log(years)	D (kpc)	<i>Fermi</i> analysis		ξ_{max} (%)	ξ_{CTA} (%)
					TS	$\Phi_{\text{UL}}^{95\%}$ ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)		
NGC 2244	4 (O4)	15	6.28	1.55	22.1	4.61×10^{-10}	5.80	0.72
NGC 1976	4 (O7)	8900	6.4	0.4	5.6	3.50×10^{-10}	6.69	1.13
NGC 2175	1 (O6.5)	13	6.3	2.2	7.1	2.14×10^{-10}	9.81	2.21
NGC 3324	2 (O6.5)	33	6.4	3	2.7	5.54×10^{-10}	100	16.1
RCW 8	2 (O8.5)	91	6.78	4.2	11.2	1.75×10^{-10}	100	N.D.
RCW 62	10 (O6)	430	6.8	2.2	0.1	3.54×10^{-10}	0.13	0.03
NGC 6618	17 (O4)	470	6	1.6	1.4	4.20×10^{-11}	0.27	0.37
NGC 2467	3 (O3)	550	6.3	4.1	3.2	9.57×10^{-11}	7.06	4.21

TABLEAU 3.3 – La première partie du tableau présente, pour les huit amas sélectionnés, les principaux paramètres de la modélisation : le nombre d'étoiles O contenues dans l'amas, ainsi que l'étoile la plus massive qui fixe pratiquement à elle seule l'énergie cinétique [13; 14] ; la densité n_{HII} de la région HII ; son âge et sa distance. La deuxième partie du tableau présente les résultats *Fermi-LAT* : la valeur du test-statistique TS et la limite supérieure $\Phi_{\text{UL}}^{95\%}$ sur le flux au-dessus de 3 GeV à 95 % de niveau de confiance. La dernière partie présente les résultats de la modélisation en supposant une injection en loi de puissance d'indice $s = 2$: la limite ξ_{max} sur la quantité d'énergie cinétique transférée aux rayons cosmiques ; ξ_{CTA} indique le ξ minimal pour une détection à 5σ par le futur réseau de télescopes au sol CTA avec 50 h d'observation [15].

3.1.3 Interprétations physiques

Les limites obtenues avec *H.E.S.S.* au TeV ont été ajoutées aux données *Fermi* afin de contraindre la modélisation 3.1.1 des flux de gamma provenant de NGC 2244 et de NGC 1976. Les figures 3.4 montrent les résultats obtenus pour une intensité des irrégularités magnétiques $\delta B/B = 0.1$, un indice de turbulence $\nu = 3/2$, une injection en loi de puissance d'indice $s = 2$ et un rapport électrons/protons accélérés $K_{ep} = 10^{-2}$. Le champ magnétique est fixé à $B = 100 \mu\text{G}$ pour NGC 1976 et à $B = 10 \mu\text{G}$ pour NGC 2244.

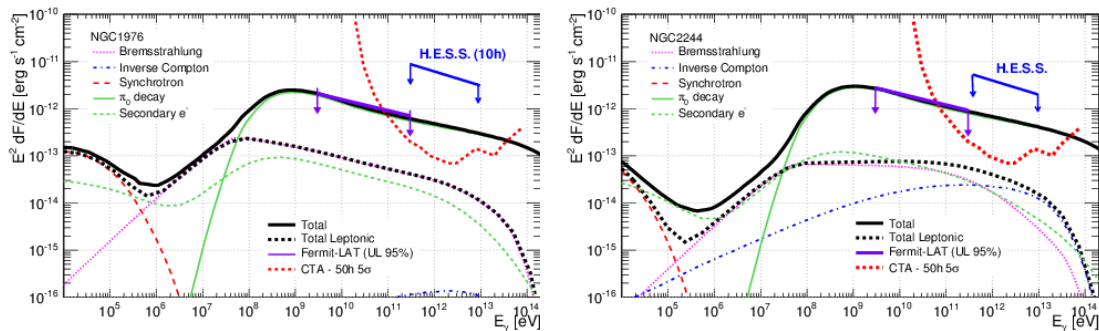


FIGURE 3.4 – Modélisation spectrale de l'amas NGC 1976 à gauche et de NGC 2244 à droite supposant un indice de turbulence $\nu = 3/2$, des turbulences magnétiques $\delta B/B = 0.1$ et un rapport électrons/protons accélérés $K_{ep} = 10^{-2}$. Le champ magnétique est fixé à $B = 100 \mu\text{G}$ pour NGC 1976 et à $B = 10 \mu\text{G}$ pour NGC 2244. Les limites *H.E.S.S.* sont obtenues avec la Prod26.

On s'aperçoit tout de suite que les limites *H.E.S.S.* ne sont clairement pas contraignantes. Elles le deviennent seulement pour les cas extrêmes et peu physiques où l'injection suit des lois de puissance d'indice très faible $s < 1.5$.

Les données *H.E.S.S.* n'étant pas contraignantes, nous avons donc choisi de ne publier que les données *Fermi-LAT* des huit amas. Le modèle contraint par ces données permet d'obtenir une limite supérieure ξ_{\max} sur la proportion d'énergie cinétique des vents stellaires transférée aux rayons cosmiques (3.3). Il permet également d'estimer l'efficacité de conversion ξ_{CTA} minimale pour que le futur réseau de télescopes au sol *CTA* puisse détecter chaque amas en 50h d'observation. Cette étude permet ainsi de conclure que :

- les limites supérieures sur l'émission gamma obtenues avec les données *Fermi* montrent que moins de 10 % de l'énergie cinétique disponible est transférée aux rayons cosmiques.
- certains amas (comme RCW 62 et NGC6618) présentent même une efficacité ξ inférieure à 1 %
- ce résultat est solide si l'on considère des paramètres réalistes dans la modélisation. Seul un spectre d'injection plus dure que $s = 2$ peut générer une efficacité supérieure à 10 %.
- enfin, la sensibilité du futur réseau de télescopes à imagerie Tcherenkov *CTA* devrait être capable de détecter les émissions γ de plusieurs amas (NGC 2244, NGC 1976, NGC 2467 ou NGC 2175) si l'efficacité de conversion ξ avoisine le pour cent.

L'ensemble de ce travail est décrit dans l'article page 46 dont je suis l'auteur principal.

Bilan personnel

Cette étude fut réellement ma première expérience d'encadrement complète en thèse. Elle s'est dans l'ensemble très bien passée. Néanmoins, il faut reconnaître que nous avons eu de nombreux imprévus et défis à relever : un thème de recherche novateur ; des premières observations *H.E.S.S.* excitantes ; un proposal accepté ; des données supplémentaires qui tardent à cause du mauvais temps ; un changement de stratégie vers une modélisation et des contraintes avec *Fermi* ; des prospectives *CTA* encourageantes ; et finalement des données *H.E.S.S.* qui infirment les premières mesures. Ce chemin n'était évidemment pas tracé à l'avance. Cela m'a montré que la recherche était une aventure et qu'il fallait la parcourir avec des collègues et des étudiants que l'on apprécie. Ce fut le cas sur ce travail avec Fabien, Nukri, Alexandre et Giovanni.

La suite de ce chapitre se trouve page 59 après l'article suivant.

Embedded star clusters as sources of high-energy cosmic rays

Modelling and constraints

G. Maurin¹, A. Marcowith², N. Komin³, F. Krayzel¹, and G. Lamanna¹

¹Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules, Université Savoie Mont-Blanc, CNRS/IN2P3, F-74941 Annecy-le-Vieux, France

²Laboratoire Univers et Particules de Montpellier, Université Montpellier 2, CNRS/IN2P3, CC 72, Place Eugène Bataillon, F-34095 Montpellier Cedex 5, France

³School of Physics, University of the Witwatersrand, 1 Jan Smuts Avenue, Braamfontein, Johannesburg, 2050 South Africa

Received DAY MONTH 2016; accepted DAY MONTH 2016

ABSTRACT

Context. Massive stars are mainly found in stellar associations. These massive star clusters occur in the heart of giant molecular clouds. The strong stellar wind activity in these objects generates large bubbles and induces collective effects that could accelerate particles up to high energy and produce γ -rays. The best way to input an acceleration origin to the stellar wind interaction in massive stellar cluster is to observe young massive star clusters in which no supernova explosion has occurred yet.

Aims. This work aims to constrain the part of stellar wind mechanical energy that is converted into energetic particles using the sensitivity of the ongoing *Fermi*-LAT instrument. This work further provides detailed predictions of expected γ -ray fluxes in the view of the on-set of the next generation of imaging atmospheric Cherenkov telescopes.

Methods. A one-zone model where energetic particles are accelerated by repeated interactions with strong supersonic shocks occurring in massive star clusters was developed. The particle escape from the star cluster and subsequent interaction with the surrounding dense material and magnetic fields of the HII region was computed. We applied this model to a selection of eight embedded star clusters constricted by existing observations. We evaluated the γ -ray signal from each object, combining both leptonic and hadronic contributions. We searched for these emissions in the *Fermi*-LAT observations in the energy range from 3 to 300 GeV and compared them to the sensitivity of the Cherenkov Telescope Array (CTA).

Results. No significant γ -ray emission from these star clusters has been found. Less than 10% of stellar wind luminosities are supplied to the relativistic particles. Some clusters even show acceleration efficiency of less than 1%. The CTA would be able to detect γ -ray emission from several clusters in the case of an acceleration efficiency of close to one percent.

Key words. Star forming region, gamma ray astronomy, Cosmic Rays, Embedded Star Clusters, Fermi-LAT, CTA

1. Introduction

The shells of supernova remnants (SNRs) are considered to be the main acceleration sites of galactic cosmic rays (GCRs; see e.g. Drury et al. 2001). The detection of radio synchrotron radiation from SNR shells has already proved that electrons with relativistic energies are accelerated in these objects. Recent X-ray synchrotron emission observed in several historical SNRs have been shown to result from the acceleration of electrons up to TeV energies in a magnetic field amplified by two orders of magnitude with respect to standard interstellar values (Parizot et al. 2006). The magnetic field amplification is likely caused by the acceleration of protons and heavier ions (Bell & Lucek 2001). Even if a definite proof of a leptonic or hadronic origin of the γ -ray emission does not exist yet, the presence of TeV photons detected from these shells (for a review of TeV-detected SNRs see e.g. Komin, N. et al. 2011) further supports the hypothesis that SNRs are sources of GCRs. This emission can be interpreted either as inverse Compton (IC) upscattering of low-energy photons by the relativistic electrons or as a product of

decaying pions produced by hadronic interactions of CRs with the ambient shocked material.

Other potential sources of energetic particles (to become CRs) exist, however, and at this stage still cannot be excluded (see again Drury et al. 2001). Similarly to SNRs, CRs can also be accelerated in the shells of superbubbles. The superbubbles are blown into the interstellar medium by the combined effects of stellar winds produced by associations of massive stars and successive supernova explosions. So far, GeV and TeV γ -ray emissions have been detected in a few superbubbles; for instance, the *Fermi*-LAT instrument has detected GeV radiation from Cygnus OB2 in the Milky Way (Ackermann et al. 2011) and the H.E.S.S. Cherenkov telescope has detected a signal from 30 Dor C in the Large Magellanic Cloud (Abramowski et al. 2015) and from Westerlund 1 (Abramowski et al. 2012) in the Milky Way. This γ -ray emission is evidence that particle acceleration is ongoing in these objects. Although in the cases cited above several supernova explosions have likely occurred and it is possible that embedded SNRs are responsible for (or contribute to) particle acceleration in these objects (Bykov et al. 2013; Ferrand & Marcowith 2010; Butt 2010; Ferrand et al. 2008).

Most of the massive stars are born, live, and die in clusters. Rich and dense populations of massive stars can in fact be

Send offprint requests to: G. Maurin
e-mail: gilles.maurin@lapp.in2p3.fr

found in massive star clusters (MSC), which host strong supersonic winds with velocities ~ 1000 km/s or even beyond. These winds can interact each other directly (Parizot et al. 2004). The mechanical energy imparted in the winds of the most massive stars ($\geq O4$ -type) over their lifetime is equivalent to the mechanical energy deposited by a supernova explosion. Hence, if as stated above, SNRs are among the possible sites of cosmic particle acceleration; direct interactions of massive stellar winds in a cluster can also drive particle acceleration (Bykov 2001). In that view, the recent detection of γ -ray emission from Eta Carina by the Fermi collaboration (Abdo et al. 2010) modulated by its orbital period (Reitberger et al. 2015) suggests that wind-wind interaction in these systems can accelerate particles up to high energies. In this work it is assumed, following the model of Klepach et al. (2000), that energetic particles are accelerated in MSC owing to collective acceleration produced by multiple shock encounters. The contribution of massive stars to the production of energetic particles is tested. To that aim, a simple one-zone model is developed, in which γ -ray radiations are produced by relativistic particles accelerated in a MSC interacting with the matter concentrated in the dense surrounding HII region. This model is different from the approach of Domingo-Santamaría & Torres (2006) and Torres et al. (2004), where γ -ray radiations are produced in the MSC. From different catalogues a list of young MSCs, where no supernova has occurred yet, was selected. As a result of their high density, the radiation produced by the HII regions is significantly higher and much better constrained than in MSCs. One should keep in mind that the one-zone model considered here is conservative as each MSC could also contribute to the global γ -ray emission. This model is similar and complementary to the work of Bednarek (2007). For different sets of sources, constraints on the conversion parameter of the wind power into energetic particles using the *Fermi*-LAT observations in the energy range from 3 to 300 GeV are obtained. This work also provides detailed predictions of expected γ -ray fluxes for the future Cherenkov Telescope Array (CTA). The reliability of the results is finally discussed with respect to CR transport models in HII regions. The γ -ray emission from young star clusters and stellar-wind bubbles (SWBs) would be the best evidence for particle acceleration originated by stellar wind interactions. The article is organized as follows. In section 2 the model of particle acceleration in embedded star clusters is presented. Section 3 details the electron and proton spectra as well as the γ -ray emission obtained from the model. The selection of the MSC sample, the physical parameters of the MSCs, and the search for γ -ray emission are discussed in section 4. Section 5 discusses different tests of the model with respect to the MSC sample data and section 6 is a discussion of the efficiency of particle acceleration in young MSCs. The conclusions and some perspectives are outlined in section 7.

2. Particle acceleration model

The main hypothesis of this model is to assume that a fraction ξ of the total stellar wind luminosity L_w released by the central cluster is converted into energetic particle power P_p . Namely, for protons and electrons, respectively, a specific fraction is introduced:

- For protons : $P_p = \xi_p L_w$
- For electrons : $P_e = \xi_e L_w = K_{ep} \xi_p L_w$, where K_{ep} is the electron-to-proton ratio.

The L_w is assumed to be constant as function of the time and is the sum of the contribution of massive stars contained in the

cluster. The model has two main regions, which are shown in Fig. 1. The interstellar bubble is the central region containing the massive star cluster where particles are accelerated by collective shock acceleration, and the HII region is the second region engulfing the stellar cluster that contains most of the mass of the system and hence the target material for energetic particles escaping the central cluster. For simplicity, a spherical geometry is assumed in this model.

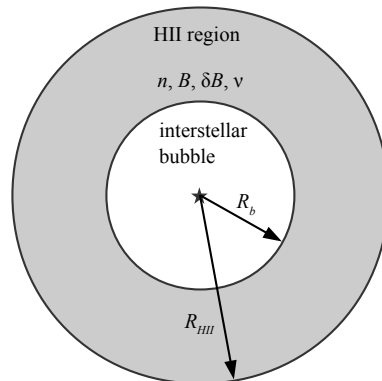


Fig. 1. Spherical model of a star cluster embedded in a HII region. The interstellar bubble (or region 1) as a radius R_b . The HII region (or region 2) has an outer radius of R_{HII} and is characterized by the density n , magnetic field strength B , intensity of the magnetic turbulence level δB , and index of turbulence ν . The interstellar bubble is much smaller than the HII region, $R_b \ll R_{HII}$.

The interstellar bubble corresponds to the region of the stellar wind in Weaver et al. (1977); it should account for both unshocked and shocked stellar wind regions. The HII region includes the shocked interstellar gas and the stellar-ionized interstellar gas (Freyer et al. 2003). The size of the interstellar bubble, R_b , is identified with the stellar wind termination shock radius in Weaver et al. (1977) because it is difficult to derive the shocked stellar region observationally. The R_{HII} corresponds to the radius of the ionizing front of the HII region associated with the cluster, and it is dependent of the cluster age (see an estimation given by Eq. 1 in Freyer et al. 2003). Owing to the radiative luminosity of the cluster, the size of the bubble is negligible compared to the size of the HII region although this is not always the case in reality. This implies that the HII region is the main emission region.

As detailed by Aharonian & Atoyan (2000), a one-zone approximation to describe the particle spectrum in the HII region is used,

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial E} (P(E)N) - \frac{N}{\tau_{esc}} + Q, \quad (1)$$

where N is the energy density of the particles, $P(E)$ is the volume-averaged energy loss rate of the particles, $Q \equiv Q(E, t)$ is the source term due to the acceleration process occurring in the interstellar bubble and $\tau_{esc} \equiv \tau_{esc}(E)$ is the escape time, which is the characteristic time needed for energetic particles to escape from the HII region.

2.1. Particle injection from the interstellar bubble

The source term $Q(E, t)$ is linked with the energetic particle power by

$$P_p = \xi L_w = \int_V \int_{E_{inj}}^{E_{max}} Q(E, t) E dE d^3 r. \quad (2)$$

Assuming a power-law injection spectrum, $Q(E) = Q_0 E^{-s}$, with an injection index typically chosen to be $s = 2$, this yields

$$\frac{\xi L_w}{V_b(t)} = \int_{E_{inj}}^{E_{max}} Q_0 \left(\frac{E}{E_{inj}} \right)^{-s} E dE, \quad (3)$$

where E_{inj} is the injection kinetic energy of particles in the acceleration process and E_{max} the maximum energy reached by particles by the collective acceleration process occurring in the cluster. The injection energy is fixed at $E_{inj} = (\sqrt{2} - 1)m_p c^2$; it corresponds to an injection momentum of $m_p c$, where m_p is the proton mass and c is the speed of light.

It is not the purpose of this simple approach to model the particle acceleration in the cluster, however, we briefly discuss the expected values of E_{max} for protons and electrons below. Our estimations follow the wind models developed by Klepach et al. (2000) (their model I and model II). The particles are accelerated by repeated shock acceleration associated with multiple interactions with wind termination shocks. If the shock filling factor is $f = 1$ then strong turbulence produced by shock-shock interaction controls the particle acceleration and transport (see e.g. Bykov 2001; Parizot et al. 2004). Multiple shock acceleration produces E_{max} values that are higher than what is expected in isolated massive stars (see e.g. Voelk & Forman 1982). In case the shock filling factor is $f < 1$ then the collective wind acceleration timescale is $t_{acc} = aR_w/(3U_w f)$, where R_w and U_w are the termination shock radius and asymptotic velocity, respectively, and $a = 3r/(r - 1)$ is controlled by the shock compression ratio r (assumed to be 4 in this work). Klepach et al. (2000) obtained maximum proton energies of $E_{max,p} \sim 2/\eta_D$ PeV, where $\eta_D = D_i/D_B$ is the ratio of the Bohm diffusion coefficient to the diffusion coefficient in the winds. We consider the possibility of having a diffusion that is close to Bohm diffusion and a value of E_{max} in range 1-10 PeV is adopted. If strong turbulence is generated in the MSC (Bykov 2001), maximum proton energies may reach 100 PeV. The value E_{max} is high enough to test possible γ -ray emission from massive star clusters. The electron maximum energy in the cluster is fixed by balancing the collective wind acceleration timescale with the synchrotron loss time. Accounting for uncertainties for U_w and R_w typical values of $E_{e,max} = 10 - 100$ TeV are obtained for a MSC magnetic field strength $B_{MSC} = 10 - 100 \mu\text{G}$ (Parizot et al. 2004). The maximum energy E_{max} usually has only a weak influence on the results (see the discussion in section 6.1).

Further on a homogeneous particle distribution is assumed, hence, the integral on the volume can be replaced by the volume of the bubble V_b . The bubble volume evolves with time. Following Weaver et al. (1977), the size of the bubble increases as $R_b \propto t^{2/5}$. Hence Q_0 is also a function of the time and evolves as $Q_0 \propto t^{-6/5}$; i.e. more particles are injected at earlier times.

2.2. Escape from the HII region

In the case of a three-dimensional (3D) isotropic diffusion process, the escape time can be written as

$$\tau_{esc}(E, t) = \frac{R_{HII}(t)^2}{6 D(E)}, \quad (4)$$

where R_{HII} is the HII region radius, assumed to be constant in this work, and $D(E)$ the spatial diffusion coefficient inside the HII region. The spatial diffusion coefficient is supposed to be proportional to the local galactic diffusion coefficient D_0 . We fix the value at 3 GeV to $D_{0,3\text{GeV}} \approx 4 \times 10^{28} \text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}$, which is deduced

from B/C ratio measurements in cosmic ray data (see Ptuskin et al. 2006),

$$D(E) = \left(\frac{D}{D_0} \right) \times D_{0,3\text{GeV}} \times \left(\frac{E}{3 \text{ GeV}} \right)^{2-\nu}. \quad (5)$$

The coefficient is fixed by two parameters: the ratio D/D_0 and the index of turbulence ν . We adopt a turbulence index of $\nu = 5/3$ in the case of a Kolmogorov turbulence or $\nu = 3/2$ for the Iroshnikov-Kraichnan turbulence. Following Marcowith & Casse (2010), the ratio D/D_0 can be derived from

$$D(E) = \frac{\nu}{\pi(\nu - 1)} \times \frac{\ell_c c}{\eta} \times \left(\frac{r_l}{\ell_c} \right)^{2-\nu} \quad (6)$$

to be

$$D/D_0 = \begin{cases} \frac{D}{D_0} = \frac{1.2 \times 10^{-3}}{\eta} \times \left(\frac{\ell_{c,pc}}{B_{10}} \right)^{1/2} & \text{if } \nu = 3/2 \\ \frac{D}{D_0} = \frac{1.2 \times 10^{-2}}{\eta} \times \ell_{c,pc}^{2/3} B_{10}^{-1/3} & \text{if } \nu = 5/3 \end{cases}. \quad (7)$$

The following notations are used: $\eta = \delta B^2 / (\delta B^2 + B_0^2) \in [0, 1]$ is the turbulence level, δB is the intensity of the magnetic turbulence level and B_0 the mean intensity of the magnetic field, ℓ_c the coherence length of the turbulent magnetic field, here fixed at 1 pc (for details see Giacinti et al. 2014). Hereafter, two cases are studied: $\delta B = 0.1 B_0$, for low magnetic turbulence level, and $\delta B = B_0$, for a strongly turbulent case. B_{10} is the mean magnetic field strength in units of $10 \mu\text{G}$, $B_{10} = B_0 / 10 \mu\text{G}$.

2.3. Cooling in the HII region

As particles enter the HII region, they suffer energy losses through several processes. For protons, the dominant loss process is pion production. Adiabatic losses do not play a role as the HII region has an approximate stationary size with respect to the escape timescale of the energetic particles, and the Coulomb interaction and ionization losses are negligible at the energies under consideration. For electrons, the following loss processes are considered: *i*) synchrotron losses that depend on the magnetic field in the HII region; *ii*) Bremsstrahlung losses that depend on the density of the HII region; and *iii*) inverse Compton losses using various photon fields: cosmic microwave background (CMB), Galactic photon field and the light from the cluster itself is added. This light is just a sum of black bodies from each O star of the stellar cluster. The content of O stars in the stellar cluster is known from the Galactic O-Star Catalog (see the section 4.1 for the details of the cluster selection from this catalogue).

2.4. Solution of the one-zone model

According to Aharonian & Atoyan (2000), the energetic particle spectrum in the HII region is given by the following analytical solution of the one-zone equation 1:

$$N(E, t) = \frac{1}{P(E)} \int_0^t P(E_t) Q(E_t, t') \exp\left(-\int_{t'}^t \frac{dx}{\tau_{esc}(E_x)}\right) dt', \quad (8)$$

where E_t is the energy of a particle at an instant $t' < t$ with an energy E at an instant t given by

$$t - t' = \int_{E_t}^E \frac{dE'}{P(E')}. \quad (9)$$

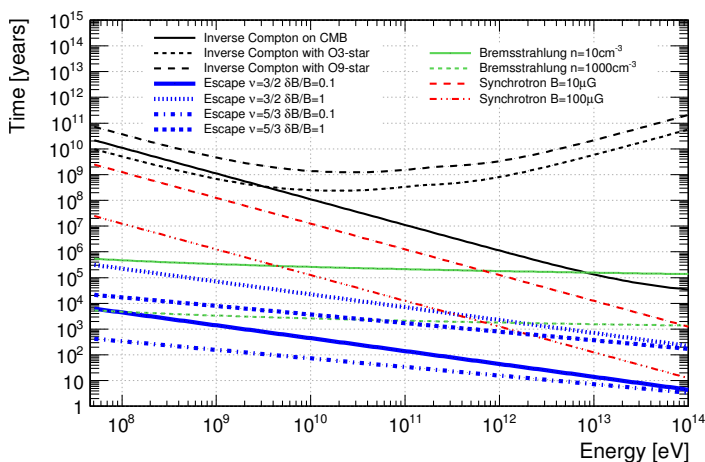


Fig. 2. Characteristic times for leptonic loss processes and escape assuming a typical cluster with an age of 1 Myr and a radius of the HII region of $R_{HII} = 10$ pc.

2.5. Summary of the modelling procedure

The model depends on several parameters that are generally fixed or constrained by observations: *i*) the age and distance from Earth are fixed by optical and/or infrared (IR) observations; *ii*) the radius R_{HII} and density n_{HII} of the HII region are fixed by optical observations and can be compared with the solutions outlined in Freyer et al. (2003); *iii*) the stellar wind luminosity L_w is obtained from the stellar content in the cluster; and *iv*) the size of the interstellar bubble is deduced from optical observations and can be compared with the solutions outlined by Weaver et al. (1977).

Free parameters and their limits are: *i*) the conversion efficiency ξ with $\xi < 1$; *ii*) the electron-to-proton ratio K_{ep} for which the range $[10^{-4}, 10^{-2}]$ can be reasonably used; the magnetic field in the HII region that is at least equal to the mean Galactic field of $3 \mu\text{G}$ and could hardly be higher than $100 \mu\text{G}$ (Harvey-Smith et al. 2011); *iii*) the magnetic field turbulence level of $0.1 < \delta B/B < 1$; *iv*) the index of turbulence of $\nu = 5/3$ or $3/2$; *v*) the index of the injection spectrum is conservatively fixed to $s = 2$; and *vi*) the coherence length of the turbulent magnetic field is fixed to $l_c = 1$ pc.

3. Particle and photon spectra

In this chapter the one-zone model presented in section 2 is applied to a generic star cluster to understand the typical behaviour of star clusters. This generic cluster is 1 Myr old, contains one O3-type star, and is located in a HII region with a radius of $R_{HII} = 10$ pc and densities of $n_{HII} = 10 \text{ cm}^{-3}$, representing a low-density scenario, or $n_{HII} = 1000 \text{ cm}^{-3}$, representing a high-density scenario. The electron and proton spectra and the subsequent γ -ray spectra are calculated.

3.1. Electrons

3.1.1. Characteristic times

As the electrons enter the HII region, they suffer energy losses through several processes: IC scattering off the CMB, galactic photon fields, and star light from the cluster itself; synchrotron radiation in the magnetic field B in the HII region; and finally Bremsstrahlung depending on the density n_{HII} inside the HII region.

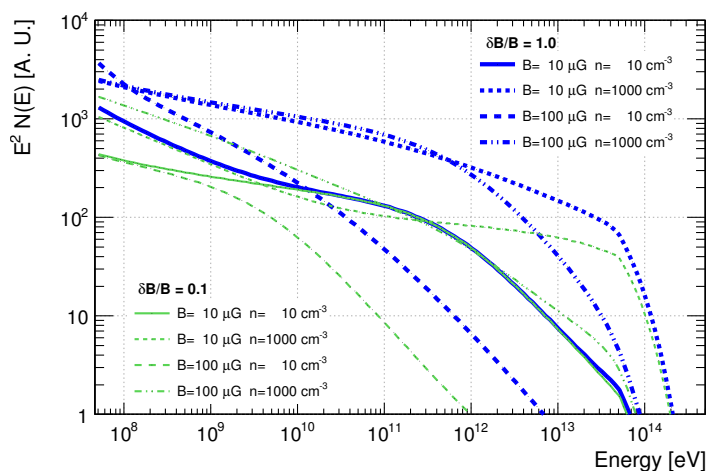


Fig. 3. Electron spectra assuming a typical cluster with an age of 1 Myr and with a radius of the HII region of $R_{HII} = 10$ pc. The electron injection spectrum has a spectral index of $s = 2$ and an exponential cut-off set to $E_{e,max} = 50$ TeV. The index of turbulence is set to $\nu = 3/2$ (Iroshnikov-Kraichnan turbulence).

The characteristic times of these processes are computed according to Blumenthal & Gould (1970) and are shown in Fig. 2. They are compared to the escape times (eq. 4) for different values for the density, index of turbulence, and intensity and turbulence of the magnetic field. A physical process dominates if its characteristic time is the shortest.

In the low-density scenario, all processes are largely dominated by escape losses with the exception of the synchrotron emission in a high magnetic field, however, a high magnetic field is only expected at high densities (Harvey-Smith et al. 2011). In the high-density scenario the escape in the case of a magnetic field with a low level of turbulence is still dominant. Electro-magnetic losses only become significant or dominant in the case of high density and high level of magnetic turbulence: Bremsstrahlung losses become dominant at lower energies; synchrotron losses become significant or dominant in a high magnetic field at higher energies.

Low-energy electrons undergo IC scattering off the CMB and off star light from the cluster itself, but the Klein-Nishina effect becomes important for IC scattering off stellar radiation at high energy ($E > 100$ GeV). The electrons scatter mainly on CMB. IC is still negligible when confronted with other processes.

These results call for two remarks. First, escapes dominate the other processes in most of the cases. Second, at high energies the characteristic times of the dominant processes are well below the age of the cluster. These validate the assumption of a one-zone model with an uniform density of cosmic rays.

3.1.2. Spectrum

The different electron spectra resulting from an exponentially cut-off power-law injection with an index $s = 2$ and a electron maximum energy $E_{e,max} = 50$ TeV provided to a generic cluster are shown in Fig. 3. Independent of the turbulence index several behaviours can be observed. Firstly, as the density increases, two antagonistic effects occur. On the one hand, the Bremsstrahlung losses increase, which changes the spectrum particularly at high energies; on the other hand, the injection is amplified, thereby increasing the spectrum normalization. Secondly, at high energy, the spectrum drops as a result of syn-

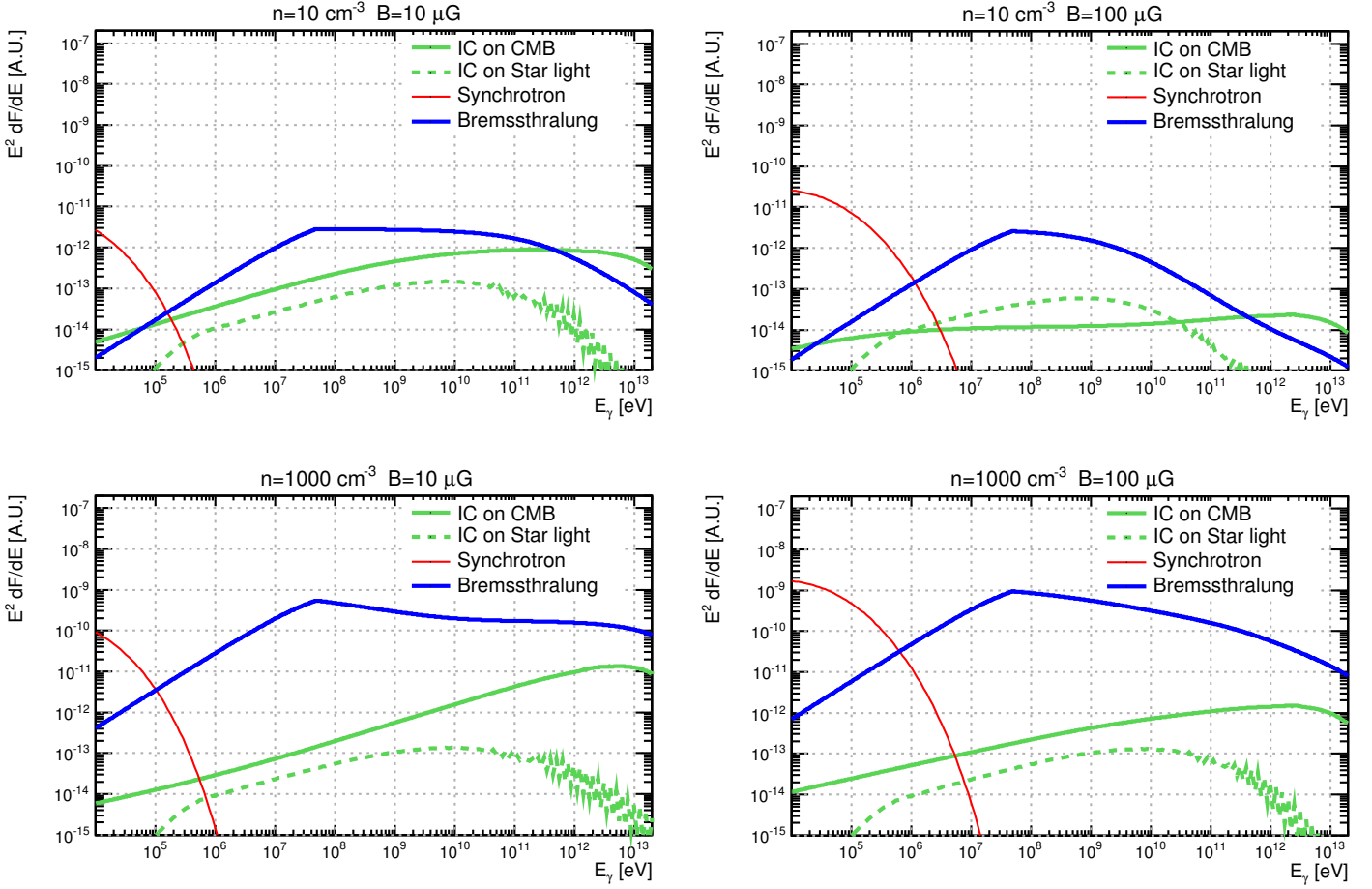


Fig. 4. Non-thermal emission for leptonic processes and different magnetic fields and densities assuming a typical cluster with an age of 1 Myr and radius of the HII region of $R_{HII} = 10$ pc. The spectral index of the injection spectrum is set to $s = 2$, electron maximum energy is fixed to $E_{e,max} = 50$ TeV, turbulence index is $\nu = 3/2$, magnetic turbulence is $\delta B/B = 0.1$, and electron-to-proton ratio is set to $K_{ep} = 10^{-2}$.

chrotron losses on the magnetic field. The drop occurs even at lower energies and is more marked as the magnetic field gets more intense. Thirdly, the turbulence level has an impact when the synchrotron or Bremsstrahlung losses are significant, i.e. when the density and/or the magnetic field are high. The spectrum is then amplified at all energies.

3.1.3. Non-thermal emission

The photon fluxes are deduced from the electron spectra in the cluster and from the γ -ray emissivity of the different processes, according to Blumenthal & Gould (1970). Figure 4 presents the photon flux in the typical cluster, assuming $\delta B/B = 0.1$ for two magnetic field intensities ($10 \mu\text{G}$ and $100 \mu\text{G}$) and two densities (10 cm^{-3} and 1000 cm^{-3}).

As expected, the synchrotron emission dominates the non-thermal emissions below 0.1 GeV whatever the magnetic field and density. Then, Bremsstrahlung emission systematically dominates beyond 1 GeV at high densities. At a low density, Bremsstrahlung emission dominates up to 1 TeV and the IC emission takes over beyond. The IC emission generated from the star light remains generally low; the case here is the most optimistic since it corresponds to the photon flux generated with the light of an O3-type star.

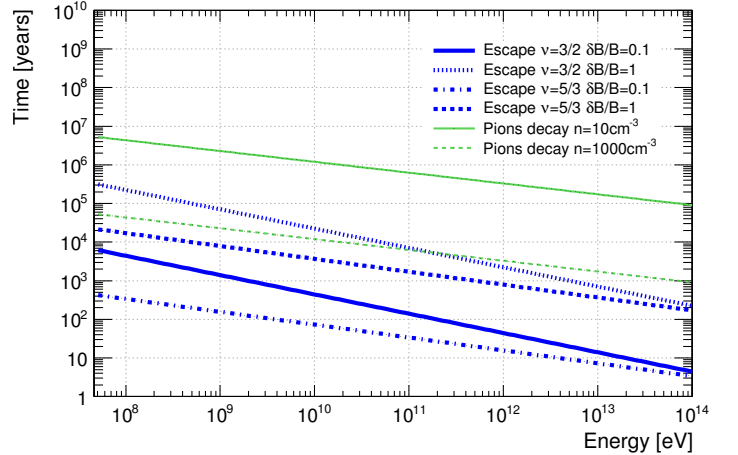


Fig. 5. Characteristic times for pion production and escape assuming a typical cluster with an age of 1 Myr and with a radius of the HII region of $R_{HII} = 10$ pc.

3.2. Protons

3.2.1. Characteristic times

For protons, the dominant loss process is pion production. Adiabatic losses do not play a role as the HII region has an approximate stationary size, and the Coulomb interaction and ionization losses are negligible at the energies under consideration. Figure

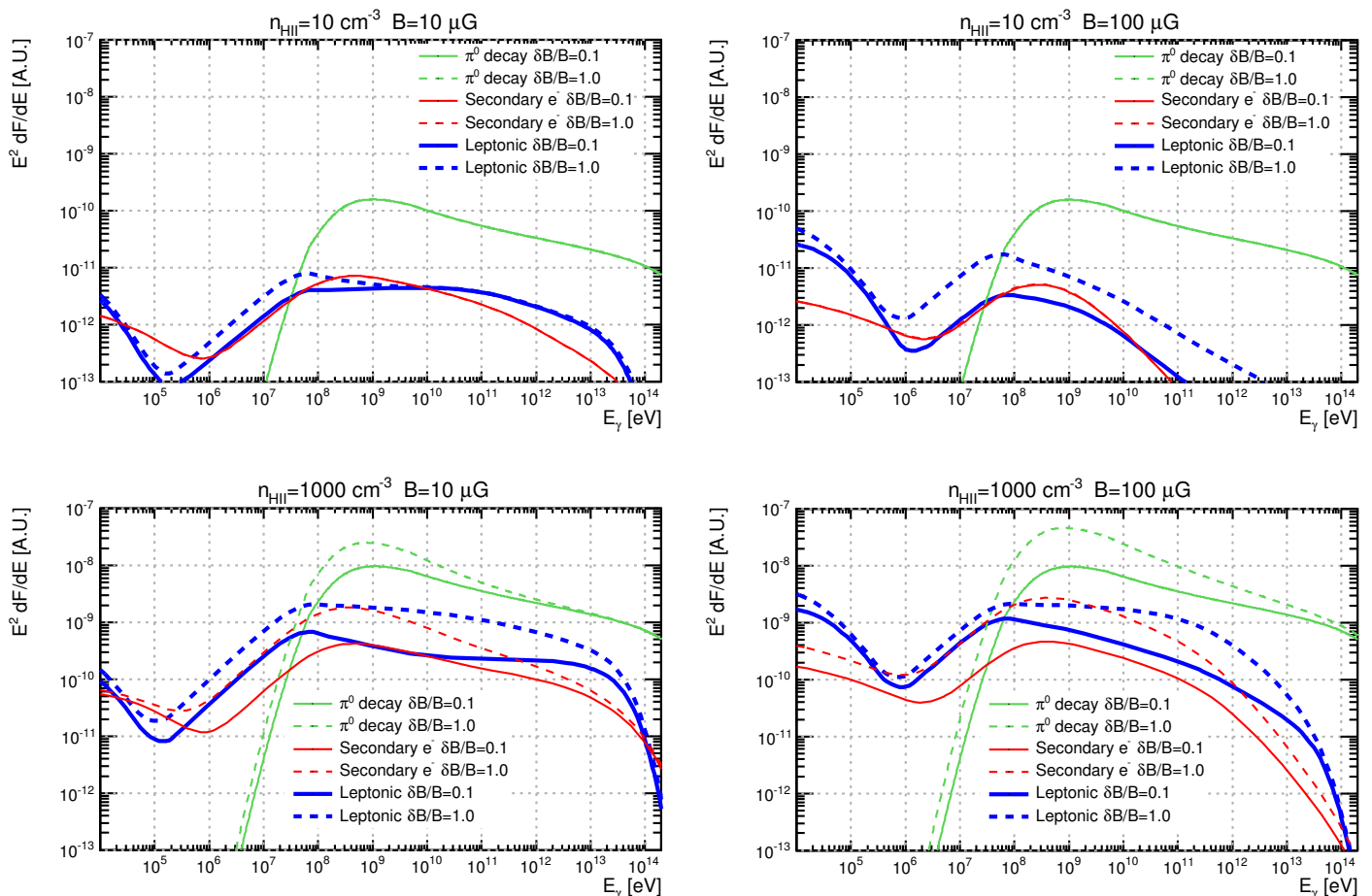


Fig. 7. Non-thermal emission from electrons and protons for different magnetic fields and densities assuming a typical cluster with an age of 1 Myr and radius of the HII region of $R_{\text{HII}} = 10$ pc. The spectral index of the injection spectra is set to $s = 2$, electron maximum energy is fixed to $E_{e,\text{max}} = 50$ TeV, turbulence index is $\nu = 3/2$, and electron-to-proton ratio is set to $K_{ep} = 10^{-2}$.

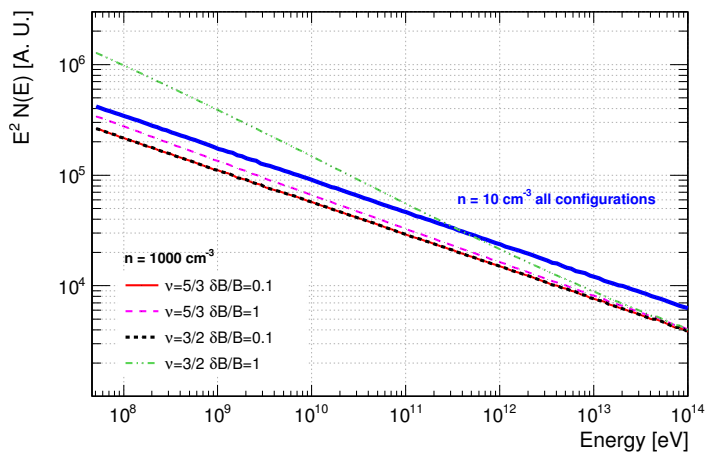


Fig. 6. Proton spectra assuming a typical cluster with an age of 1 Myr and radius of the HII region of $R_{\text{HII}} = 10$ pc. The proton injection spectrum has a spectral index of $s = 2$. The blue line denotes the spectra for all configurations in the low-density scenario.

5 compares the characteristic times of pion decay to the escape time according to the density, index of turbulence, and magnetic field (intensity and turbulence level).

In most cases, pion production is dominated by escape losses beyond 1 GeV. Pion production and escape losses are comparable in the case of high densities and high turbulence levels.

Moreover, as one process clearly dominates the others, the proton spectrum should be monotonous.

3.2.2. Spectrum

The different proton spectra resulting from a power-law injection with an index $s = 2$ provided to a generic cluster are shown in Fig. 6.

At low densities, the proton spectrum is only slightly sensitive to the index of turbulence and to the magnetic field turbulence level. It follows a power-law distribution with an index that is close to 2.3. At high densities, increasing turbulence level raises the proton spectrum at low energies. The spectrum softens and then reaches an index of 2.45. Slight differences appear between the two indices of turbulence.

Secondary electrons can be deduced from the proton spectra and from the emissivity of the charged pion production, according to Kelner et al. (2006). Their gamma-ray emissions are directly compared to those from primary electrons in the next part.

3.3. Non-thermal emission from a stellar cluster

3.3.1. Hadronic and leptonic emissions

The simple one-zone model can predict non-thermal emission from both electrons and protons. Figure 7 presents the hadronic

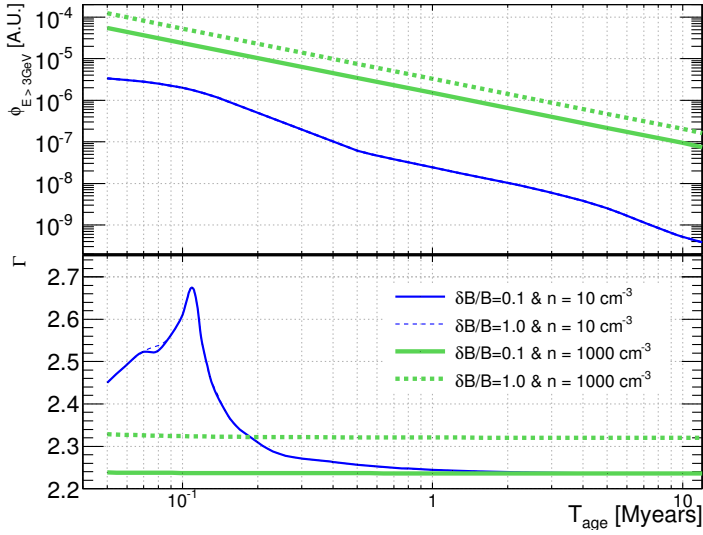


Fig. 8. Temporal evolution of the non-thermal emissions (spectral index and integrated flux above 3 GeV) assuming a typical cluster with an age of 1 Myr and with a radius of the HII region of $R_{\text{HII}} = 10$ pc. The spectral index of the injection spectra is set to $s = 2$, electron maximum energy is fixed to $E_{e,\text{max}} = 50$ TeV, turbulence index is $\nu = 3/2$, magnetic field strength is $B = 10 \mu\text{G}$, and electron-to-proton ratio is set to $K_{ep} = 10^{-2}$.

and leptonic emission in the typical cluster assuming an electron-to-proton ratio of $K_{ep} = 10^{-2}$.

These results call for three remarks. Firstly, at high energies, non-thermal emissions are clearly dominated by the pion decay because of the high density in these objects. The leptonic emission can only dominate pion decay emission for a very optimistic K_{ep} ratio greater than 10%. Therefore, the assumption on the magnetic field does not influence the non-thermal emission above 1 GeV. This result is robust considering parameters with their realistic limits (see 2.5). Secondly, at low energies, the photon flux slightly depends on the intensity and turbulence level of the magnetic field and turbulence index. Thirdly, emissions from secondary electrons are comparable to an injection of primary electron with $K_{ep} = 10^{-2}$. These emissions remain clearly dominated by π^0 decay representing several percent of hadronic emissions above 1 GeV. In conclusion, the young star-forming regions are potentially hadronic sources of γ -rays.

3.3.2. Temporal evolution

In this model, the luminosity is assumed to be constant over time. The bubble formed by the stellar winds grows with time. Equations 2 and 3 show that the injection rate Q_0 is decreasing with time. Particles spectra and non-thermal emissions do not reach a steady state. The figure 8 presents the temporal evolution of the integrated flux from 3 GeV and spectral index Γ of the non-thermal emission, assuming a typical cluster. It can be seen that the integrated flux quickly reaches a maximum and then decreases with time following the injection model ($\phi_{E>3\text{GeV}} \propto t^{-6/5}$). This flux is stronger if the density and/or the turbulence level are high. The spectral index quickly stabilizes if the density is high ($t_{\text{stable}} < 50$ kyr). In this case, this depends slightly on the level of turbulence. At low densities, the spectral index typically stabilizes after 10^6 years and does not change with the turbulence level.

4. Observational constraints

4.1. Sample of stellar clusters

We selected a sample of clusters embedded in HII regions from the Galactic O-Star Catalog¹ (GOSC; Apellaini 2011) version 2.4, containing 1285 O-type stars, following two main criteria:

- The cluster must correspond to the described model: *i*) the cluster is young with an age of less than 10 Myr; *ii*) no evolved star is present in the cluster; *iii*) No supernova explosion has occurred in the cluster yet; and *iv*) the shape of the HII region is almost spherical.
- The main astrophysical properties of the cluster must be known: *i*) the population of O-type stars; *ii*) the radius and density of the HII region; and *iii*) the distance to the cluster.

The eight clusters corresponding to these criteria are summarized in Table 1.

4.1.1. Astrophysical properties

The size of the bubble is known in only two clusters: NGC 2244 in the Rosette Nebula and NGC 1976 in the Orion Nebula. The results obtained from these two objects are discussed in detail. These two well-known objects have very different mean densities: 15 cm^{-3} in the case of the Rosette Nebula and 8900 cm^{-3} in the case of the Orion Nebula. They are, therefore, ideal to test the model described in this paper.

The star cluster NGC 2244, belonging to the Mon OB2 association, has an age of about 1.9×10^6 years (Park & Sung 2002) and contains six O-type stars. The cluster releases $10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ in stellar winds, creating a giant interstellar bubble ($R_b = 6.2$ pc) of rarefied matter in the Rosette Nebula. The Rosette Nebula is a HII region of more than 10^5 solar masses (Williams & McKee 1997), which is ionized by the emission of its embedded star cluster. The nebula is located at a distance of 1.55 kpc (Martins et al. 2012) in the Monoceros constellation and has an apparent size of 1.3° .

The Trapezium cluster (NGC 1976) is located at a distance of 0.41 kpc (Reid et al. 2009) and belongs to the Ori OB1d association. It contains three O-type stars. The mechanical energy released by the cluster of more than $10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ creates a bubble of rarefied matter with a radius of $R_b = 2$ pc and ionizes the very dense ($n = 8900 \text{ cm}^{-3}$) HII region of the Orion Nebula.

The stellar content is not found in the GOSC for two clusters. RCW 8 contains at least two O-type stars, O8.5V and O9.5V (Russeil et al. 1995). The Omega Nebula (NGC 6618) is one of the most luminous HII regions in our Galaxy. It contains 17 O-type stars (Hoffmeister et al. 2008), with a binary O4+O4 system CEN 1. A non-thermal radio emission was observed (Rodríguez et al. 2009) and a power-law X-ray emission (Broos et al. 2007) in NGC 6618.

The properties of the other clusters are summarized in the left part of Table 1. Their luminosity is computed from the O-star composition according to Nieuwenhuijzen & de Jager (1990) and Massey & Meyer (2001). The most massive stars clearly dominate the total luminosity of the star clusters. We calculated the total luminosity using equation 12 of Weaver et al. (1977) for clusters where the size of the bubble is unknown.

¹ <http://ssg.iaa.es/en/content/galactic-o-star-catalog>

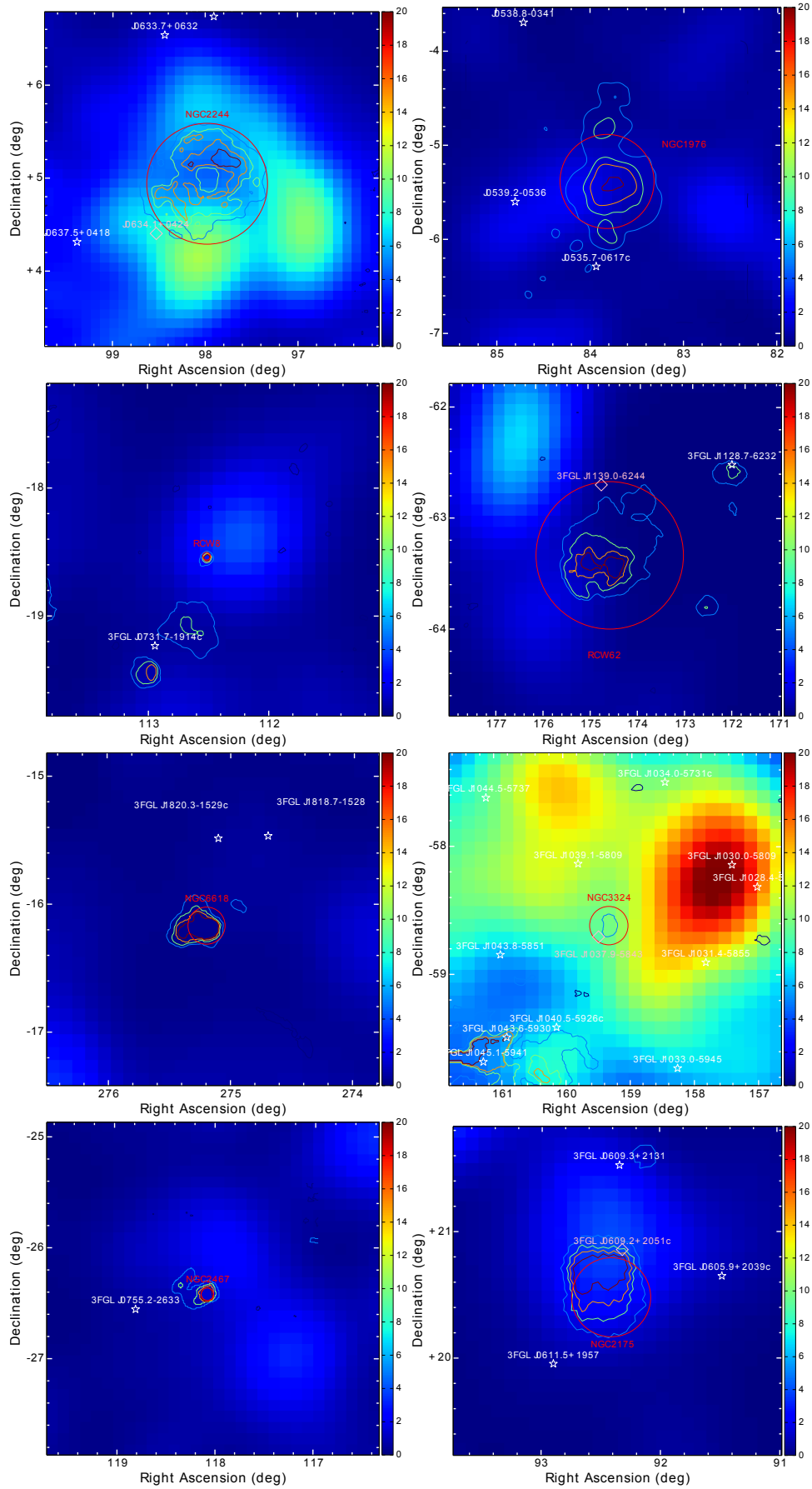


Fig. 9. Test statistics (TS) maps of the regions around the star clusters. The red circle denotes the region of interest used in the analysis; white stars (and pink diamonds) represent sources from the 3FGL catalogue with free (fixed) spectral parameters. Contours represent the HII regions (Gaustad et al. 2001).

Table 1. For each cluster, this table summarizes the important astrophysical parameters of the model.

Cluster name	O stars (most massive)	Luminosity (erg s ⁻¹)	R_{HII} (pc)	R_b (pc)	n_{HII} (cm ⁻³)	Log(Age) Log(years)	D (kpc)	Fermi-LAT analysis		ξ_{max} (%)
								TS	$\Phi_{UL}^{95\%}$ (cm ⁻² s ⁻¹)	
NGC 2244	4 (O4)	1.0×10^{37}	16.9	6.2	15	6.28	1.55	22.1	4.61×10^{-10}	5.80
NGC 1976	4 (O7)	1.5×10^{36}	3.7	2	8900	6.4	0.4	5.6	3.50×10^{-10}	6.69
NGC 2175	1 (O6.5)	1.3×10^{36}	12	2.56*	13	6.3	2.2	7.1	2.14×10^{-10}	9.81
NGC 3324	2 (O6.5)	1.6×10^{36}	6.5	2.32*	33	6.4	3	2.7	5.54×10^{-10}	100
RCW 8	2 (O8.5)	4.8×10^{35}	2.2	1.86*	91	6.78	4.2	11.2	1.75×10^{-10}	100
RCW 62	10 (O6)	9.2×10^{36}	25.6	2.59*	430	6.8	2.2	0.1	3.54×10^{-10}	0.13
NGC 6618	17 (O4)	3.3×10^{37}	4	1.69*	470	6	1.6	1.4	4.20×10^{-11}	0.27
NGC 2467	3 (O3)	1.4×10^{37}	4	1.51*	550	6.3	4.1	3.2	9.57×10^{-11}	7.06

Notes. The radius R_{HII} of the HII region and the density n_{HII} , which are fixed by optical observations, the age of the cluster and its distance. The luminosity is computed from the composition of O-stars, according to Nieuwenhuijzen & de Jager (1990) and Massey & Meyer (2001). The bubble radii indicated with a * were computed using equation 12 from Weaver et al. (1977). The second part of the table presents the results of the Fermi-LAT analysis. TS is the test statistic value for γ -ray emission at the position of the cluster and $\Phi_{UL}^{95\%}$ is the upper limit on the integrated γ -ray flux at a 95% confidence level. Finally, ξ_{max} gives the upper limit of the stellar wind luminosity converted into particle acceleration, obtained with the one-zone model.

4.2. Fermi data analysis

Gamma-ray emission from the selected clusters is searched for in the data from the Large Area Telescope (LAT) on board the Fermi satellite. The Fermi-LAT is a pair-conversion telescope that is sensitive to photons with energies from 20 MeV to more than 300 GeV (Atwood et al. 2009). The data used in this work were recorded between 2008 August 4 and 2015 June 15 and are reconstructed with the *Pass 8* reprocessing chain (Atwood et al. 2013). The analysis is performed using the Fermi ScienceTools v10r0p5 software with the python interface *enrico* (Sanchez & Deil 2013).

Only events belonging to the *source* event class and *front+back* event type are used. All events within a circular region of interest (ROI) of 10° radius centred on the source position are extracted. A zenith angle greater than 90° and time intervals when the rocking angle is larger than 52° were excluded from the analysis to reduce the γ -bright limb of the Earth. Finally, only events with an energy between 3 GeV and 300 GeV are selected.

The unbinned maximum-likelihood method implemented in the *gtlike* tool is performed to compute the spectral analysis with the P8R2_SOURCE_V6 instrument response functions (IRFs). The star cluster emission is modelled as a diffuse source corresponding to a projected, uniformly filled sphere with a radius R_{HII} and a power-law energy spectrum (*powerlaw2*).

The background is modelled using the γ -ray sources of the third Fermi-LAT source catalogue (3FGL; The Fermi-LAT Collaboration 2015) based on four years of observations. Sources of the 3FGL catalogue that coincide with the star clusters are deleted from the background model to account for the case that these objects are part of the emission from the star cluster. The spectral parameters of the sources outside the star cluster but within 3° of the ROI are kept free, and the spectral parameters of the sources further away are fixed to the values from the 3FGL catalogue. The background model also contains contributions from the Galactic diffuse emission (*gll_iem_v06*) and from the isotropic background (*iso_P8R2_SOURCE_V6_v06*). In a first step the normalization of the diffuse emissions are kept free in the fit to calculate the best-fit test statistics and to generate sky maps.

In the absence of a signal (test statistics smaller than 25), an upper limit on the integrated γ -ray flux between 3 GeV and

300 GeV is calculated using the Integral method implemented in the Fermi-LAT ScienceTools and assuming a power law with a spectral index of $\Gamma=2.25$ predicted by the one-zone model (3.3). In order to obtain a conservative upper limit, the normalizations of the Galactic diffuse emission model is reduced by 6% of the best-fit values for the calculation of the upper limits.

NGC 2244 - Rosette Nebula

The background model for the Rosette Nebula contains four point-like sources within 3° of NGC 2244 for which the spectral parameters are kept free in the fit. Another 18 point-like sources, which are located further away the spectral parameters, are fixed to the values of the 3FGL catalogue. Possible contamination at lower energies from γ -ray emission, produced by the shock from the supernova remnant Monoceros Loop, interacting with the HII region of the Rosette Nebula (Katagiri & Sugiyama 2014) is avoided with the elevated lower energy cut of 3 GeV. The point-like source 3FGL J0634.1+0424 is located within 0.6° of NGC 2244 and is deleted from the background model. This source has a steep and curved spectrum described by a LogParabola model. Therefore, it will not significantly contribute to the γ -ray emission above 3 GeV.

No significant γ -ray-emission from NGC 2244 and the Rosette Nebula is detected in this analysis; the test statistics for this source is TS=17.5. The first panel of Fig. 9 shows the test statistics map of the surroundings of the Rosette Nebula. The upper limit on the γ -ray flux above 3 GeV at 95% confidence level is $\Phi_{\gamma} < 5.07 \times 10^{-10} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

NGC 1976 - Orion Nebula

The background model of the Orion Nebula contains three point-like sources within 3° with free parameters and another 15 point-like sources further away with fixed spectral parameters. The second panel of Fig. 9 shows the test statistics map of the surroundings of the Orion Nebula. The Orion Nebula itself is not detected with a test statistics of TS=5.6. The upper limit (95% confidence level) on the γ -ray flux above 3 GeV is $\Phi_{\gamma} < 3.80 \times 10^{-10} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

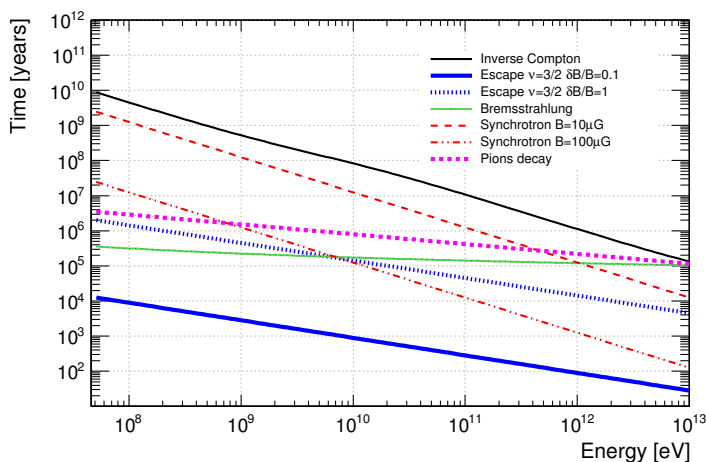


Fig. 10. Characteristic times for escape; leptonic and hadronic loss processes in the **Rosette Nebula** (age=1.9 My, $R_{HII} = 16.9$ pc, $n_{HII} = 15$ cm $^{-3}$).

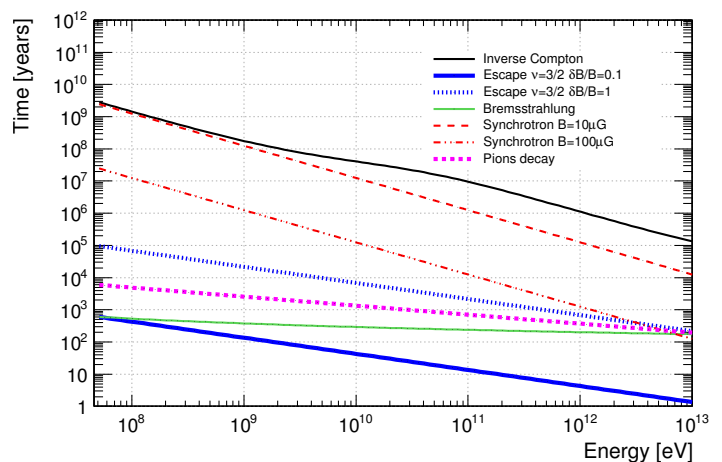


Fig. 12. Characteristic times for escape, leptonic, and hadronic loss processes in the **Orion Nebula** (age=2.5 My, $R_{HII} = 3.7$ pc, $n_{HII} = 8900$ cm $^{-3}$).

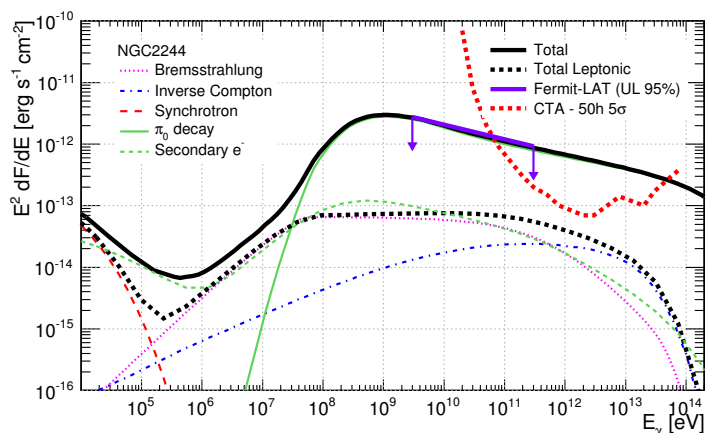


Fig. 11. *Fermi*-LAT upper limits and theoretical expectations on the spectral energy density deduced from models of the **Rosette Nebula** for realistic parameters: the turbulence index is $\nu = 3/2$, magnetic turbulence is $\delta B/B = 0.1$, and electron-to-proton ratio is set to $K_{ep} = 10^{-2}$. The magnetic field is $10 \mu\text{G}$. The red dashed line represents the sensitivity of CTA (5σ detection in 50 h, Becherini et al. (2012)).

Others clusters

The analyses of the remaining clusters are conducted in the same way: 3FGL sources coinciding with the star cluster (which are 3FGL J1037.9-5843 in the case of NGC 3324, 3FGL J1139.0-6244 in the case of RCW 62, and 3FGL J0609.2+2051c in the case of NGC 2175) are deleted from the background model, the spectral parameters of sources within 3° are kept free in the fit and the spectral parameters of sources further away are fixed to the 3FGL values.

No significant emission from any of these clusters is detected. The test statistics maps of all clusters are shown in Fig. 9. The test statistics of the clusters and the corresponding upper limits on the γ -ray flux are summarized in Table 1.

5. Data-model comparison

The non-detection of γ -ray emission with *Fermi*-LAT and the upper limits on the integrated γ -ray flux can be used to put constraints on the particle acceleration in the cluster. The goal is to determine the fraction ξ of the stellar wind luminosity converted into accelerated particles in each cluster.

In the one-zone model discussed here γ -ray emission is produced by cluster-accelerated, relativistic particles interacting with the dense material in the surrounding HII region. As shown in section 3, the γ -ray emission is clearly dominated by pion decay from the HII region. Thus, the density n_{HII} of the HII region is the crucial parameter. The second important parameter is the magnetic field that impacts both protons and electrons through diffusion and electrons through synchrotron radiation. As shown by Harvey-Smith et al. (2011), however, the magnetic field in the HII region directly depends on the matter density n_{HII} . Therefore, the two well-studied clusters, NGC 2244 and NGC 1976, which have very different densities n_{HII} , are ideal candidates to study particle acceleration and γ -ray emission of stellar clusters in detail.

5.1. NGC 2244 - Rosette Nebula

With a density of $n_{HII} = 15$ cm $^{-3}$, in the HII region NGC 2244 and the Rosette Nebula can be considered as a prime example for a low-density scenario.

Figure 10 shows the characteristic times for the different energy loss processes for the Rosette Nebula. Above 1 GeV the escape timescale in the case of low magnetic field perturbations (solid blue line) is shorter than any other process. Only synchrotron emission in a strong magnetic field (dot-dashed red line), which is unlikely owing to the low density in the Rosette Nebula, dominates the escape time at higher energies in the case of high magnetic perturbations (dashed blue line). As pion decay is the most dominant process after escape, the impact of synchrotron losses on the γ -ray emission can be neglected.

The spectral energy distribution of the predicted emission for a specific set of parameters ($K_{ep} = 10^{-2}$, $\delta B/B = 0.1$, $B = 10 \mu\text{G}$, $\nu = 3/2$) is shown in Fig. 11. The upper limit on the γ -ray flux constrains the ratio of the stellar wind luminosity that is converted into accelerated particles, in this particular case, to $\xi < 5.5\%$. Exploring the possible set of the parameters K_{ep} , $\delta B/B$ and ν according to 2.5 demonstrates that not more than a fraction $\xi_{\text{max}} = 5.8\%$ of the stellar wind luminosity of NGC 2244 can be converted into relativistic particles.

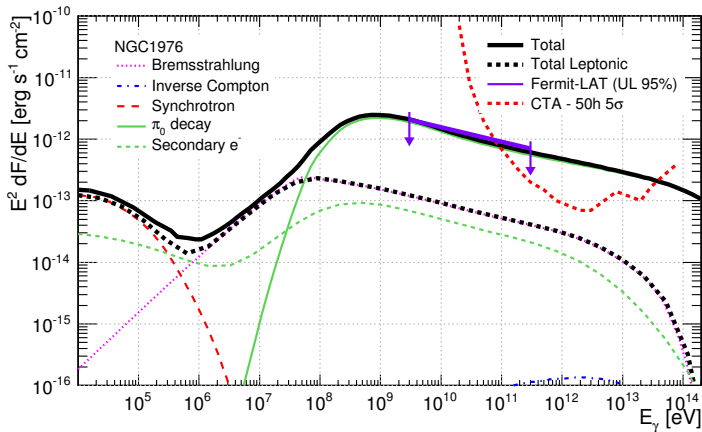


Fig. 13. *Fermi-LAT* upper limits and theoretical expectations on the spectral energy density deduced from models of the **Orion Nebula** for realistic parameters: the turbulence index is $\nu = 3/2$, magnetic turbulence is $\delta B/B = 0.1$, and electron-to-proton ratio is set to $K_{ep} = 10^{-2}$. The magnetic field is $100 \mu\text{G}$. The red dashed line represents the sensitivity of CTA (5σ detection in 50 h; Becherini et al. (2012)).

5.2. NGC 1976 - Orion Nebula

With a density of $n_{\text{HII}} = 8900 \text{ cm}^{-3}$, NGC 1976 can be considered as a prime example for a high-density scenario.

Figure 12 shows the characteristic times for the Orion Nebula. Contrary to the Rosette Nebula, Bremsstrahlung (green line) and pion production (dashed magenta line) become dominant. They even dominate the escape timescale at high turbulence levels (dashed blue line).

The spectral energy distribution of the γ -ray emission for the parameters $K_{ep} = 10^{-2}$, $\delta B/B = 0.1$, $B = 100 \mu\text{G}$ and $\nu = 3/2$ is shown in Fig. 13. The upper limit on the γ -ray emission restricts the conversion ratio of stellar wind luminosity to accelerated particles, in this case, to $\xi < 6.3\%$. Exploring the possible parameter space (according to 2.5 part) demonstrates that not more than $\xi_{\text{max}} = 6.7\%$ of the stellar wind luminosity of NGC 1976 can be converted into relativistic particles.

5.3. Sample of embedded star clusters

The maximum fractions of conversion of stellar luminosity into relativistic particles for all the clusters are summarized in Table 1. The conversion fraction ξ_{max} for clusters NGC 2175 and NGC 2467 are around 10%, which is similar to the Rosette and Orion Nebulae discussed above.

The clusters RCW 62 and NGC 6618 set very low limits on ξ_{max} of less than 1%. With similar luminosities and distances as NGC 2244, the much higher densities in the HII regions allow us to probe much lower levels of relativistic protons in the cluster.

The upper limits on the γ -ray flux obtained on NGC 3324 and RCW 8 do not allow us to reach any conclusion on the luminosity conversion into relativistic particles. This is because of the low stellar wind luminosity (created by only two O-type stars of relatively low mass), large distance (as they are the most and third-most distant objects in the sample), and relatively low density n_{HII} in the HII region.

Table 2. Influence of the main parameters (magnetic turbulence level $\delta B/B$, coherence length l_c , index of injection s with $E_{\text{max}} = 10 \text{ PeV}$) on the upper limit of the fraction of mechanical energy converted into accelerated particles ξ_{max} for NGC 2244 (Rosette Nebula) and NGC 1976 (Orion Nebula).

Cluster	$\xi_{\text{max}}(\%)$					
	$\delta B/B$		l_c		s	
	10^{-2}	10^2	0.5 pc	2.0 pc	1.5	2.5
NGC 2244	5.95	5.10	5.88	5.88	16.06	0.85
NGC 1976	7.53	1.28	6.29	7.34	23.12	0.90

6. Discussion

6.1. Influence of the main Parameters

So far, we tested the maximum conversion fraction of stellar wind luminosity into relativistic particles for a magnetic turbulence level of $\delta B/B = 0.1$, coherence length of $l_c = 1 \text{ pc}$, and spectral index of the injection spectrum of $s = 2$ (see section 2.5 for details on these parameters). Now the influence of these parameters on the maximum conversion fraction ξ_{max} is tested for the star clusters NGC 2244 and NGC 1976 to verify the reliability of the presented results. The impact of these parameters on the maximum conversion fraction is summarized in Table 2.

With a decreasing magnetic turbulence level $\delta B/B$ or increasing coherence length l_c diffusion losses become more important. Therefore, the expected γ -ray flux is lower. In turn, the maximum conversion efficiency ξ_{max} is higher. This trend is even more important for the high-density scenario, such as in NGC 1976. However, the obtained ξ_{max} are lower than 10%. The results presented here are robust in the change of the parameters $\delta B/B$ and l_c .

The influence of the spectral index s of the injection spectrum is more important. A change of the injection index changes the spectral index Γ of the γ -ray emission. For spectral indices of $s = 1.5$ and $s = 2.5$, the spectral index of the γ -ray emission is $\Gamma = 1.7$ and $\Gamma = 2.7$, respectively. We repeated the analysis of the *Fermi-LAT* data to obtain upper limits on the γ -ray flux for these indices. With increasing spectral index, the predicted flux at low energies increases and hence the conversion efficiency ξ_{max} decreases to remain compatible with the upper limit on the γ -ray emission. For an injection index of $s = 2.5$ the maximum conversion fraction is below 1%.

For an injection index s below 2, the maximum energy E_{max} becomes important in the calculation of the injection rate Q_0 (see eq. 3). For instance, for an injection index of $s = 1.5$ the relation is $Q_0 \propto \sqrt{E_{\text{max}}}$. As the maximum conversion factor ξ_{max} depends linearly on the injection rate, it also significantly rises. For $E_{\text{max}} = 10 \text{ PeV}$, ξ_{max} is about 16% for the Rosette Nebula and 23% for Orion Nebula. However, such indices require very specific origins; they could for instance be produced by collective shock acceleration (Klepach et al. 2000; Bykov 2001).

6.2. Sensitivity of CTA to the selected star clusters

Figures 11 and 12 show that the predicted γ -ray emission extends up to energies of several tens of TeV, which is an energy range accessible to CTA (Actis et al. 2011; Acharya et al. 2013).

With the one-zone model presented here and assuming realistic parameters, the minimum conversion efficiency ξ_{CTA} allowing a detection with CTA can be estimated. If the conversion efficiency for a star cluster is larger than ξ_{CTA} it will be detected with a statistical significance of more than 5σ after 50 h of ob-

Table 3. Minimal efficiencies for a 5σ detection after 50 h observation time with the future Cherenkov Telescope Array (CTA; Becherini et al. 2012) assuming realistic parameters (see section 2.5). The star cluster RCW 8 is not detectable.

Cluster	ξ_{CTA} (%)	Cluster	ξ_{CTA} (%)
NGC 2244	0.72	NGC 1976	1.13
NGC 2467	4.21	NGC 2175	2.21
NGC 6618	0.37	RCW 62	0.03
RCW 8	N.D.	NGC 3324	16.1

servations (using the sensitivity curves of Becherini et al. 2012). These minimum efficiencies for the selected set of star clusters are summarized in Table 3.

A detection is possible with a conversion efficiency as low as 1% for most of the clusters. NGC 2244 and NGC 1976, in particular, are still ideal targets for CTA because many of the input parameters for the modelling are constricted by existing observations. In the case of non-detection, the limits on the conversion efficiency could be significantly improved.

7. Conclusions

The γ -ray emission from young stellar clusters embedded in molecular clouds is modelled with a one-zone model, where the stellar wind luminosity is converted into relativistic protons and electrons that subsequently produce electro-magnetic radiation through synchrotron radiation, inverse Compton upscattering of low-energy photon fields, and decay of pions produced in hadronic interactions. The predictions are then compared with Fermi-LAT data and with the CTA sensitivity. The main conclusions obtained are: *i*) Pion decay is clearly the dominating process for γ -ray production. *ii*) We selected eight embedded stellar clusters based on their astrophysical properties corresponding to the presented one-zone model. No significant γ -ray emission from these star clusters was found with the *Fermi*-LAT in the energy range from 3 to 300 GeV. *iii*) The upper limits on the γ -ray emission from these clusters show that not more than about 10% of the stellar wind luminosity is converted into relativistic particles. Certain clusters must have an even lower acceleration efficiency of less than 1%. These results are reliable considering realistic parameters in the modelling. Only injection spectra harder than $s = 2$ could provide acceleration efficiency higher than 10%. However, the results presented here only consider young stellar clusters. It cannot be excluded that the stellar wind luminosity is converted much more efficiently in older stellar clusters containing more evolved stars or supernova remnants. *iv*) The CTA would be able to detect γ -ray emission from the clusters NGC 2244, NGC 1976, NGC 2467, or NGC 2175 in the case of an acceleration efficiency of close to one percent.

References

Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010, *ApJ*, 723, 649
Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., et al. 2012, *A&A*, 537, A114
Abramowski, A. et al. 2015, *Science*, 347, 406
Acharya, B. S., Actis, M., Aghajani, T., et al. 2013, *Astroparticle Physics*, 43, 3
Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2011, *Science*, 334, 1103
Actis, M., Agnetta, G., Aharonian, F., et al. 2011, *Experimental Astronomy*, 32, 193
Aharonian, F. & Atoyan, A. 2000, *Astron.Astrophys.*, 362, 937
Apellaini, J. M. 2011, *Highlights of Spanish Astrophysics VI*
Atwood, W., Albert, A., Baldini, L., et al. 2013, *ArXiv e-prints* [arXiv:1303.3514]
Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1071

Becherini, Y., Khélifi, B., Pita, S., Punch, M., & CTA Consortium. 2012, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1505, American Institute of Physics Conference Series, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. M. Rieger, 769–772
Bednarek, W. 2007, *MNRAS*, 382, 367
Bell, A. R. & Lucek, S. G. 2001, *MNRAS*, 321, 433
Blumenthal, G. R. & Gould, R. J. 1970, *Rev. Mod. Phys.*, 42, 237
Broos, P. S., Feigelson, E. D., Townsley, L. K., et al. 2007, *ApJS*, 169, 353
Butt, Y. M. 2010, *ApJ*, 725, 1
Bykov, A. M. 2001, *Space Sci. Rev.*, 99, 317
Bykov, A. M., Gladilin, P. E., & Osipov, S. M. 2013, *MNRAS*, 429, 2755
Domingo-Santamaría, E. & Torres, D. F. 2006, *A&A*, 448, 613
Drury, L. O., Ellison, D. E., Aharonian, F. A., et al. 2001, *Space Sci. Rev.*, 99, 329
Ferrand, G., Downes, T., & Marcowith, A. 2008, *MNRAS*, 383, 41
Ferrand, G. & Marcowith, A. 2010, *A&A*, 510, A101
Freyer, T., Hensler, G., & Yorke, H. W. 2003, *ApJ*, 594, 888
Gautad, J. E., McCullough, P. R., Rosing, W., & Van Buren, D. 2001, *PASP*, 113, 1326
Giacinti, G., Kachelrieß, M., & Semikoz, D. V. 2014, *Phys. Rev. D*, 90, 041302
Harvey-Smith, L., Madsen, G. J., & Gaensler, B. M. 2011, *ApJ*, 736, 83
Hoffmeister, V. H., Chini, R., Scheyda, C. M., et al. 2008, *ApJ*, 686, 310
Katagiri, H. & Sugiyama, S. 2014, in *COSPAR Meeting*, Vol. 40, 40th COSPAR Scientific Assembly, 1419
Kelner, S. R., Aharonian, F. A., & Bugayov, V. V. 2006, *Phys. Rev. D*, 74, 034018
Klepach, E. G., Ptuskin, V. S., & Zirakashvili, V. N. 2000, *Astroparticle Physics*, 13, 161
Komin, N. et al. 2011, in *Particle Physics and Cosmology*, ed. L. Celnikier, J. Dumarchez, B. Klima, & Jean Tran Than Van, arXiv e-prints 1201.0641
Marcowith, A. & Casse, F. 2010, *Astron.Astrophys.*, 515, A90
Martins, F., Mahy, L., Hillier, D. J., & Rauw, G. 2012, *A&A*, 538, A39
Massey, P. & Meyer, M. 2001, *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*
Nieuwenhuijzen, H. & de Jager, C. 1990, *A&A*, 231, 134
Parizot, E., Marcowith, A., Ballet, J., & Gallant, Y. A. 2006, *A&A*, 453, 387
Parizot, E., Marcowith, A., van der Swaluw, E., Bykov, A., & Tatischeff, V. 2004, *Astron.Astrophys.*, 424, 747
Park, B.-G. & Sung, H. 2002, *AJ*, 123, 892
Ptuskin, V. S., Moskalenko, I. V., Jones, F. C., Strong, A. W., & Zirakashvili, V. N. 2006, *ApJ*, 642, 902
Reid, M. J., Menten, K. M., Zheng, X. W., et al. 2009, *ApJ*, 700, 137
Reitberger, K., Reimer, A., Reimer, O., & Takahashi, H. 2015, *A&A*, 577, A100
Rodríguez, L. F., González, R. F., & Montes, G. 2009, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 45, 273
Russeil, D., Georgelin, Y. M., Georgelin, Y. P., Le Coarer, E., & Marcelin, M. 1995, *A&AS*, 114, 557
Sanchez, D. A. & Deil, C. 2013, *ArXiv e-prints* [arXiv:1307.4534]
The Fermi-LAT Collaboration. 2015, *ApJS*, 218, 23
Torres, D. F., Domingo-Santamaría, E., & Romero, G. E. 2004, *ApJ*, 601, L75
Voelk, H. J. & Forman, M. 1982, *ApJ*, 253, 188
Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R. 1977, *ApJ*, 218, 377
Williams, J. P. & McKee, C. F. 1997, *The Astrophysical Journal*, 476, 166

3.2 Rayons cosmiques de basse énergie dans l'amas de l'Arches (XMM)

L'amas de l'Arches est situé au centre de la Voie Lactée, à environ 11 arcmin au nord-est de Sagittarius A*. Il est constitué de milliers de jeunes étoiles se déplaçant à environ 700 000 km/h. L'émission thermique en rayons X de l'amas semble provenir de la collision des vents stellaires des étoiles massives qui le composent [16–18].

Une émission non-thermique diffuse entourant l'amas a également été détectée. Cette émission peut provenir de la réflexion par le nuage moléculaire d'une forte irradiation en rayons X. Cette hypothèse est fortement probable puisqu'un sursaut de rayons X a été récemment émis par le trou noir super-massif Sagittarius A* au centre de la Galaxie [19]. Cependant, cette émission peut également provenir, au moins en partie, de l'interaction des rayons cosmiques de basse énergie créés dans l'amas avec le nuage moléculaire l'englobant.

Ces deux scénarii sont compatibles avec les observations *XMM-Newton* collectée avant 2009 mais aussi avec les données plus récentes de *NuSTAR* à plus haute énergie [20]. L'étude fine de la raie $K\alpha$ à 6.4 keV du noyau de fer permet de contraindre ces deux contributions.

En effet, dans l'hypothèse d'une excitation par photo-ionisation (rayons X extérieurs), la raie $K\alpha$ émise devrait présenter une variation d'intensité au cours du temps liée à la variabilité de la source extérieure (sursaut de Sagittarius A*). Dans le cas de l'hypothèse d'une excitation par collisions leptoniques ou hadroniques, la raie doit être constante dans le temps. Enfin, la largeur de la raie permet de trancher entre une origine leptonique ou hadronique.

La suite de ce chapitre présente les études sur l'amas de l'Arches à partir des données en rayon X de *XMM-Newton* auxquelles j'ai participé. La pièce se divise en deux actes :

3.2.1 1er acte - interaction des rayons cosmiques

Le premier acte a eu lieu en 2012. A cette époque, nous (VINCENT TASTISCHEFF, ANNE DE COURCELLE et moi) avons développé un modèle collisionnel leptonique et hadronique avant de le confronter aux données *XMM-Newton* prises avant 2010. Les données ne montraient pas de variation temporelle dans la luminosité de la raie $K\alpha$ à 6.4 keV que l'on attend dans l'hypothèse d'un sursaut. D'autre part, la très grande résolution spectrale de *XMM-Newton* ainsi que la très bonne réjection du bruit de fond de mon analyse (§2.1) ont permis de contraindre les deux modèles collisionnels. Nous avons ainsi montré que l'intensité et l'étalement de la raie $K\alpha$ à 6.4 keV ne pouvaient être reproduits que par le modèle hadronique.

Dans cette hypothèse, les rayons cosmiques sont produits dans la collision à grande vitesse de l'amas d'étoiles avec un nuage de gaz se trouvant sur leur chemin. Au sein de cette région particulière, la densité d'énergie des ions accélérés est environ mille fois supérieure à celle des rayons cosmiques au voisinage du système solaire. Il s'agit alors de la première mise en évidence d'une source de rayons cosmiques de basse énergie (quelques keV au GeV) en dehors du système solaire. Cela montre que les ondes de choc des supernovae ne sont pas les seuls objets à pouvoir accélérer en masse des noyaux atomiques dans la Galaxie.

3.2.2 2ème acte - réflexion de rayons X par le nuage moléculaire

Le deuxième acte a eu lieu en 2014. Bénéficiant des données de surveillance de Sgr A* entre 2011 et 2013, l'amas de l'Arches a été observé par *XMM-Newton* pendant plus de 500 ks, doublant ainsi le temps total.

L'analyse de ces nouvelles données montre une diminution significative (environ 30%) en 2012 du flux de la raie $K\alpha$ à 6.4 keV ainsi que du continuum (voir figure 3.5 extraite de [21]). Cette variation temporelle signe clairement la réflexion d'un flux extérieur de rayons X sur les noyaux de fer. En effet, les temps de diffusion et de perte en énergie des protons de basse énergie sont trop longs (typiquement des décennies) pour générer une diminution des émissions de cette amplitude sur une durée si courte.

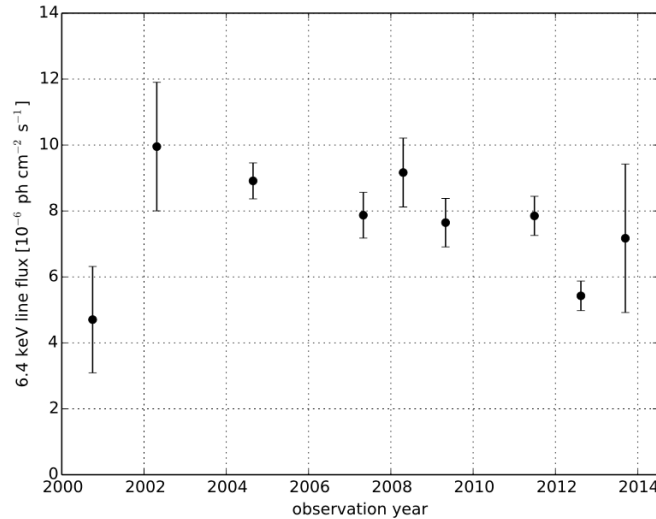


FIGURE 3.5 – Courbe de lumière associée à la raie $K\alpha$ à 6.4 keV du noyau de fer obtenue avec l'ensemble des données *XMM-Newton* prises (2000-2014). Elle présente une valeur moyenne de 8.2×10^{-6} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$. (extraite de [21]). Un ajustement par une constante est exclu à 4.3σ principalement à cause de la baisse de 30% observée mi-2012.

Finalement, même si la présence de protons de basse énergie est toujours possible, une grande partie de l'émission non-thermique du nuage entourant l'amas de l'Arches (>30%) présente une variabilité importante. Cette émission provient sûrement de l'activité passée d'un objet proche du centre galactique, probablement Sagittarius A*.

Le premier acte de cette étude est décrit dans l'article page 62. Mon implication personnelle fut principalement le traitement des données XMM-Newton, l'étude spectrale et la confrontation aux modèles. Dans le second papier [21], mon implication moindre fut de vérifier les résultats obtenus avec le nouveau logiciel de reconstruction et les nouvelles observations XMM-Newton.

Et après...

Afin de conclure sur l'origine de la raie $K\alpha$ à 6.4 keV et de quantifier précisément la proportion entre les émissions constante et variable, il est essentiel d'avoir de nouvelles données pour compléter la courbe de lumière de l'amas de l'Arches. Il est également important d'étudier la variation temporelle des émissions des objets présents autour du centre galactique. Ces études sont aujourd'hui poursuivies par mes collègues de l'APC (Régis TERRIER, Andrea GOLDWURM), principaux auteurs du second papier.

Références

- [1] A. M. Bykov. Particle Acceleration and Nonthermal Phenomena in Superbubbles. *Space Sci. Rev.*, 99 :317–326, October 2001.

- [2] E. Parizot, A. Marcowith, E. van der Swaluw, A.M. Bykov, and V. Tatischeff. Superbubbles and energetic particles in the galaxy. 1. Collective effects of particle acceleration. *Astron.Astrophys.*, 424 :747–760, 2004.
- [3] Fermi Collaboration. Fermi Large Area Telescope Observation of a Gamma-ray Source at the Position of Eta Carinae. *ApJ*, 723 :649–657, November 2010.
- [4] K. Reitberger, A. Reimer, O. Reimer, and H. Takahashi. The first full orbit of η Carinae seen by Fermi. *A&A*, 577 :A100, May 2015.
- [5] Ackermann et al. A cocoon of freshly accelerated cosmic rays detected by fermi in the cygnus superbubble. *Science*, 334(6059) :1103–1107, 2011.
- [6] Abramowski, A. et al. Discovery of extended vhe -ray emission from the vicinity of the young massive stellar cluster westerlund 1. *AA*, 537 :A114, 2012.
- [7] S. Ohm, D. Horns, O. Reimer, J. Hinton, G. Rowell, E. O. Wilhelmi, M. V. Fernandes, F. Acero, and A. Marcowith. H.E.S.S. Observations of Massive Stellar Clusters. In J. Martí, P. L. Luque-Escamilla, and J. A. Combi, editors, *High Energy Phenomena in Massive Stars*, volume 422 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 265, May 2010.
- [8] Fabien Krayzel. Etude de phénomènes non-thermiques dans les amas d'étoiles jeunes : modélisation et analyse des données de H.E.S.S., 2014.
- [9] M. Wenger, F. Ochsenbein, D. Egret, P. Dubois, F. Bonnarel, S. Borde, F. Genova, G. Jasiewicz, S. Laloë, S. Lesteven, and R. Monier. The SIMBAD astronomical database. The CDS reference database for astronomical objects. *A&AS*, 143 :9–22, April 2000.
- [10] T.-P. Li and Y.-Q. Ma. Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. *ApJ*, 272 :317–324, September 1983.
- [11] H.E.S.S. Collaboration. Long-term tev and x-ray observations of the gamma-ray binary hess j0632+057. *The Astrophysical Journal*, 780(2) :168, 2014.
- [12] Maurin, G., Marcowith, A., Komin, N., Krayzel, F., and Lamanna, G. Embedded star clusters as sources of high-energy cosmic rays. *AA*, 591 :A71, 2016.
- [13] H. Nieuwenhuijzen and C. de Jager. Parametrization of stellar rates of mass loss as functions of the fundamental stellar parameters M, L, and R. *A&A*, 231 :134–136, May 1990.
- [14] P. Massey and M.R. Meyer. Stellar masses. *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, 2001.
- [15] Y. Becherini, B. Khélifi, S. Pita, M. Punch, and CTA Consortium. Advanced analysis and event reconstruction for the CTA Observatory. In F. A. Aharonian, W. Hofmann, and F. M. Rieger, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1505 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 769–772, December 2012.
- [16] F. Yusef-Zadeh, C. Law, M. Wardle, Q. D. Wang, A. Fruscione, C. C. Lang, and A. Cotera. Detection of X-Ray Emission from the Arches Cluster near the Galactic Center. *ApJ*, 570 :665–670, May 2002.
- [17] Q. D. Wang, H. Dong, and C. Lang. The interplay between star formation and the nuclear environment of our Galaxy : deep X-ray observations of the Galactic centre Arches and Quintuplet clusters. *MNRAS*, 371 :38–54, September 2006.
- [18] M. Tsujimoto, Y. Hyodo, and K. Koyama. Suzaku Spectroscopic Study of Hard X-Ray Emission in the Arches Cluster. *PASJ*, 59 :229–235, January 2007.

- [19] M. Clavel, G. Ponti, V. Tatischeff, R. Terrier, A. Goldwurm, S. Soldi, and G. Maurin. On the variability of the Arches diffuse X-ray emission. In *40th COSPAR Scientific Assembly*, volume 40 of *COSPAR Meeting*, 2014.
- [20] R. A. Krivonos, J. A. Tomsick, F. E. Bauer, F. K. Baganoff, N. M. Barriere, A. Bodaghee, S. E. Boggs, F. E. Christensen, W. W. Craig, B. W. Grefenstette, C. J. Hailey, F. A. Harrison, J. Hong, K. K. Madsen, K. Mori, M. Nynka, D. Stern, and W. W. Zhang. First Hard X-Ray Detection of the Non-thermal Emission around the Arches Cluster : Morphology and Spectral Studies with NuSTAR. *ApJ*, 781 :107, February 2014.
- [21] Maïca Clavel, S. Soldi, R. Terrier, V. Tatischeff, G. Maurin, G. Ponti, A. Goldwurm, and A. Decourchelle. Variation of the X-ray non-thermal emission in the Arches cloud. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 443 :129, 2014. :201400a

Nonthermal X-rays from low-energy cosmic rays: application to the 6.4 keV line emission from the Arches cluster region[★]

V. Tatischeff¹, A. Decourchelle², and G. Maurin^{2,3}

¹ Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, IN2P3/CNRS and Univ Paris-Sud, 91405 Orsay, France
e-mail: Vincent.Tatischeff@csnsm.in2p3.fr

² Service d'Astrophysique (SAP)/IRFU/DSM/CEA Saclay, Bt. 709, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, Laboratoire AIM, CEA-IRFU/CNRS/Univ Paris Diderot, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

³ Laboratoire d'Annecy le Vieux de Physique des Particules, Univ. de Savoie, CNRS, BP 110, 74941 Annecy-le-Vieux Cedex, France

Received 10 February 2012 / Accepted 8 August 2012

ABSTRACT

Context. The iron $K\alpha$ line at 6.4 keV provides a valuable spectral diagnostic in several fields of X-ray astronomy. The line often results from the reprocessing of external hard X-rays by a neutral or low-ionized medium, but it can also be excited by impacts of low-energy cosmic rays.

Aims. This paper aims to provide signatures allowing identification of radiation from low-energy cosmic rays in X-ray spectra showing the 6.4 keV Fe $K\alpha$ line.

Methods. We study in detail the production of nonthermal line and continuum X-rays by interaction of accelerated electrons and ions with a neutral ambient gas. Corresponding models are then applied to *XMM-Newton* observations of the X-ray emission emanating from the Arches cluster region near the Galactic center.

Results. Bright 6.4 keV Fe line structures are observed around the Arches cluster. This emission is very likely produced by cosmic rays. We find that it can result from the bombardment of molecular gas by energetic ions, but probably not by accelerated electrons. Using a model of X-ray production by cosmic-ray ions, we obtain a best-fit metallicity of the ambient medium of 1.7 ± 0.2 times the solar metallicity. A large flux of low-energy cosmic ray ions could be produced in the ongoing supersonic collision between the star cluster and an adjacent molecular cloud. We find that a particle acceleration efficiency in the resulting shock system of a few percent would give enough power in the cosmic rays to explain the luminosity of the nonthermal X-ray emission. Depending on the unknown shape of the kinetic energy distribution of the fast ions above ~ 1 GeV nucleon⁻¹, the Arches cluster region may be a source of high-energy γ -rays detectable with the *Fermi* Gamma-ray Space Telescope.

Conclusions. At present, the X-ray emission prominent in the 6.4 keV Fe line emanating from the Arches cluster region probably offers the best available signature for a source of low-energy hadronic cosmic rays in the Galaxy.

Key words. cosmic rays – ISM: abundances – Galaxy: center – X-rays: ISM

1. Introduction

The Fe $K\alpha$ line at 6.4 keV from neutral to low-ionized Fe atoms is an important probe of high-energy phenomena in various astrophysical sites. It is produced by removing a K-shell electron, either by hard X-ray photoionization or by the collisional ionization induced by accelerated particles, rapidly followed by an electronic transition from the L shell to fill the vacancy. The Fe $K\alpha$ line emitted from a hot, thermally-ionized plasma at ionization equilibrium is generally in the range 6.6–6.7 keV depending on the plasma temperature.

The 6.4 keV Fe $K\alpha$ line is a ubiquitous emission feature in the X-ray spectra of active galactic nuclei (Fukazawa et al. 2011). It is also commonly detected from high-mass X-ray binaries (Torrejón et al. 2010) and some cataclysmic variables (Hellier & Mukai 2004). In these objects, the line is attributed to the fluorescence from photoionized matter in the vicinity of a compact, bright X-ray source (George & Fabian 1991, and references therein). The 6.4 keV line is also detected in solar flares (Culhane et al. 1981), low-mass, flaring stars (Osten et al. 2010), massive stars (η Car; Hamaguchi et al. 2007), young stellar

objects (Tsujimoto et al. 2005), supernova remnants (RCW 86; Vink et al. 1997), and molecular clouds in the Galactic center region (Ponti et al. 2010).

One of the best studied cases of this emission is the Sun. The observed line intensity and light curve during several flares suggest that excitation of Fe atoms occurs mainly by photoionization induced by flare X-rays with, however, an additional contribution in some impulsive events from collisional ionization by accelerated electrons (Zarro et al. 1992). A contribution from collisional ionization by accelerated electrons is also discussed for the emission at 6.4 keV from low-mass flaring stars (Osten et al. 2010) and young stellar objects (Giardino et al. 2007).

The 6.4 keV line emission from the Galactic center (GC) region was predicted by Sunyaev et al. (1993) before being discovered by Koyama et al. (1996). These authors suggest that the neutral Fe $K\alpha$ line can be produced in molecular clouds, together with nonthermal X-ray continuum radiation, as a result of reprocessed emission of a powerful X-ray flare from the supermassive black hole Sgr A*. Recent observations of a temporal variation in the line emission from various clouds of the central molecular zone can indeed be explained by a long-duration flaring activity of Sgr A* that ended about 100 years ago (Muno et al. 2007; Inui et al. 2009; Ponti et al. 2010; Terrier et al. 2010).

[★] Appendices are available in electronic form at <http://www.aanda.org>

Some data also suggest there is a background, stationary emission in the Fe line at 6.4 keV (Ponti et al. 2010), which might be due to the interaction of cosmic rays with molecular clouds. Observations showing a spatial correlation between the X-ray line emission and nonthermal radio filaments have been interpreted as evidence of a large population of accelerated electrons in the GC region (Yusef-Zadeh et al. 2002a, 2007). Alternatively, Dogiel et al. (2009, 2011) suggest that the neutral or low ionization Fe $K\alpha$ line from this region could be partly excited by subrelativistic protons generated by star accretion onto the central supermassive black hole.

Low-energy cosmic-ray electrons propagating in the interstellar medium (ISM) have also been invoked to explain the presence of a nonthermal continuum and a weak line at 6.4 keV in the spectrum of the Galactic ridge X-ray background (Valina et al. 2000). But most of Galactic ridge X-ray emission has now been resolved into discrete sources, probably cataclysmic variables and coronally active stars (Revnivtsev et al. 2009). Therefore, it is likely that the 6.4 keV line in the Galactic ridge spectrum is produced in these sources and not in the ISM.

In this paper, we study in detail the production of nonthermal line and continuum X-rays by interaction of accelerated electrons, protons, and α -particles with a neutral ambient gas. Our first aim is to search for spectral signatures that allow identification of cosmic-ray-induced X-ray emission. We then apply the developed models to the X-ray emission from the Arches cluster region near the GC.

The Arches cluster is an extraordinary massive and dense cluster of young stars, with possibly 160 O-type stars with initial masses greater than $20 M_{\odot}$ and an average mass density of $\sim 3 \times 10^5 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ (Figer et al. 2002). The X-ray emission from the cluster is a mix of thermal and nonthermal radiations. The thermal emission is thought to arise from multiple collisions between strong winds from massive stars (Yusef-Zadeh et al. 2002b; Wang et al. 2006). This interpretation was recently reinforced by the detection with the *XMM-Newton* observatory of X-ray flaring activity within the cluster, which likely originates in one or more extreme colliding wind massive star binaries (Capelli et al. 2011a). Diffuse nonthermal emission prominent in the Fe $K\alpha$ 6.4-keV line has also been detected from a broad region around the cluster (Wang et al. 2006; Tsujimoto et al. 2007; Capelli et al. 2011b). Wang et al. (2006) suggest from a 100-ks *Chandra* observation that this component may be produced by interaction of low-energy cosmic-ray electrons with a dense gas in a bow shock resulting from the supersonic collision of the star cluster with a molecular cloud. In this scenario, the nonthermal electrons may be accelerated in the bow-shock system itself and/or in shocked stellar winds within the Arches cluster. The latter assumption is supported by the detection with the Very Large Array (VLA) of diffuse nonthermal radio continuum emission from the cluster (Yusef-Zadeh et al. 2003). However, Tsujimoto et al. (2007) show from *Suzaku* observations using preliminary calculations of Tatischeff (2003) that this scenario would require a very high Fe abundance in the ambient medium, about four to five times the solar value. Capelli et al. (2011b) have recently favored a photoionization origin for the 6.4 keV line from the Arches cluster region, although not excluding a production by low-energy cosmic-ray electrons and/or protons. We show in the present work that the 6.4 keV line from this region is indeed most likely excited by subrelativistic ion collisions.

The plan of the paper is as follows. In Sect. 2, we theoretically study the production of nonthermal line and continuum X-rays by interaction of accelerated electrons and ions with a

neutral ambient gas. In Sect. 3, we present the *XMM-Newton* observations of the Arches cluster region and describe the data reduction technique we employed. In Sect. 4, we study the temporal variability of the 6.4 keV line detected from a broad region surrounding the star cluster. In Sect. 5, we present a detailed spectral analysis of the *XMM-Newton* data that uses the newly developed cosmic-ray models. The origin of the detected thermal and nonthermal radiations is discussed in Sect. 6, where we argue that the 6.4 keV line emission in the vicinity of the star cluster is produced by a large population of low-energy cosmic ray ions. The acceleration source of these particles is discussed in Sect. 7. In Sect. 8, we estimate the ionization rate induced by the fast ions in the ambient medium. In Sect. 9, we investigate the gamma-ray emission from this region. A summary is finally given in Sect. 10.

2. Nonthermal X-rays from low-energy cosmic rays

The X-ray production is calculated in the framework of a generic, steady-state, slab model, in which low-energy cosmic rays (LECRs) penetrate a cloud of neutral gas at a constant rate. The fast particles slow down by ionization and radiative energy losses in the cloud and can either stop or escape from it depending on their path length in the ambient medium, Λ , which is a free parameter of the model. There are three other free parameters that can be studied from spectral fitting of X-ray data: the minimum energy of the CRs entering the cloud, E_{\min} , the power-law index of the CR source energy spectrum, s , and the metallicity of the X-ray emission region, Z . More details about the cosmic-ray interaction model are given in Appendix A.

In Appendices B and C, we describe the atomic processes leading to X-ray continuum and line production as a result of accelerated electron and ion impacts. At this stage, we neglect the broad lines that can arise from atomic transitions in fast C and heavier ions following electron captures and excitations (Tatischeff et al. 1998). We only study the production of the narrower lines that result from K-shell vacancy production in the ambient atoms. We consider the $K\alpha$ and $K\beta$ lines from ambient C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe, and Ni. We now examine the properties of the most important of these narrow lines in detail, the one at 6.4 keV from ambient Fe.

2.1. LECR electrons

We present in Figs. 1–4 characteristic properties of the X-ray spectrum resulting from LECR electron interactions around the neutral Fe $K\alpha$ line. All the calculations were performed for an ambient medium of solar composition (i.e. $Z = Z_{\odot}$ where Z_{\odot} is the solar metallicity). Figures 1 and 3 show the equivalent width (EW) and luminosity of the 6.4 keV line, whereas Figs. 2 and 4 show the slope of the underlying continuum emission at the same energy. The former two quantities depend linearly on the metallicity, whereas the continuum emission, which is produced by electron bremsstrahlung in ambient H and He, is independent of Z .

We see in Figs. 1a and 3a that the EW of the Fe $K\alpha$ line is generally lower than $\sim 0.45 \times (Z/Z_{\odot})$ keV. The only exception is for $s = 1.5$ and $\Lambda > 10^{24} \text{ cm}^{-2}$. But in all cases, we expect the EW to be lower than $0.6 \times (Z/Z_{\odot})$ keV. This result constitutes a strong constraint for a possible contribution of LECR electrons to the 6.4 keV line emission from the GC region, because the observed EW is > 1 keV in some places (see Sect. 5) and sometimes equal to ~ 2 keV (see, e.g., Revnivtsev et al. 2004).

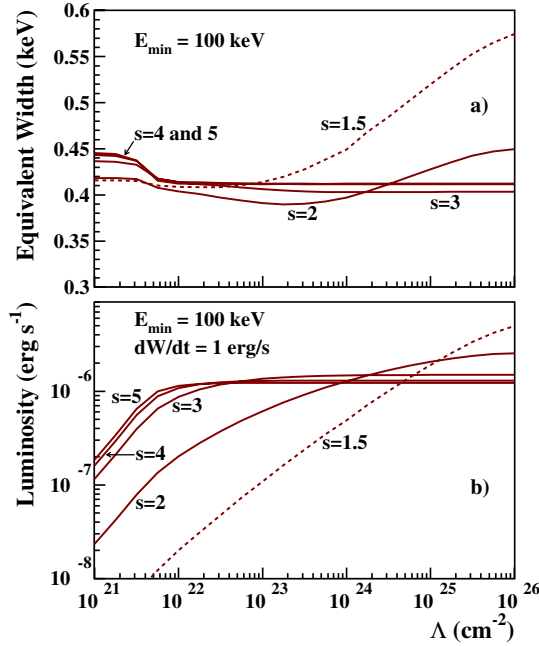


Fig. 1. Calculated a) EW and b) luminosity of the 6.4 keV Fe K α line produced by LECR electrons as a function of the path length of the primary electrons injected in the X-ray production region, for five values of the electron spectral index s (Eq. (A.7)). The ambient medium is assumed to have a solar composition and the electron minimum energy $E_{\min} = 100$ keV. In panel b), the luminosity calculations are normalized to a total power of 1 erg s^{-1} injected by the fast primary electrons in the ambient medium.

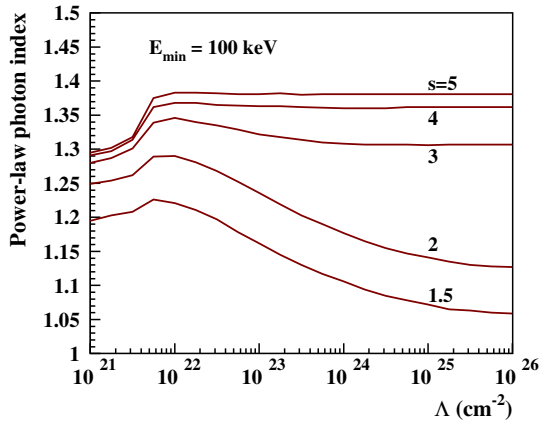


Fig. 2. Slope at 6.4 keV of the bremsstrahlung continuum emission produced by LECR electrons, as a function of the path length of the primary electrons injected in the X-ray production region, for five values of the spectral index s . The electron minimum energy is taken to be $E_{\min} = 100$ keV.

The results shown in Figs. 1a and 3a were obtained without considering the additional fluorescent line emission that can result from photoionization of ambient Fe atoms by bremsstrahlung X-rays >7.1 keV emitted in the cloud. This contribution can be estimated from the Monte-Carlo simulations of Leahy & Creighton (1993), who studied the X-ray spectra produced by reprocessing of a power-law photon source surrounded by cold matter in spherical geometry. For the power-law photon index $\alpha = 1$, the simulated EW of the neutral Fe K α line can be satisfactorily approximated by

$$EW_{\text{LC93}} \approx 0.07 \times (Z/Z_{\odot}) \times \left(\frac{N_{\text{H}}^{\text{C}}}{10^{23} \text{ cm}^{-2}} \right) \text{ keV}, \quad (1)$$

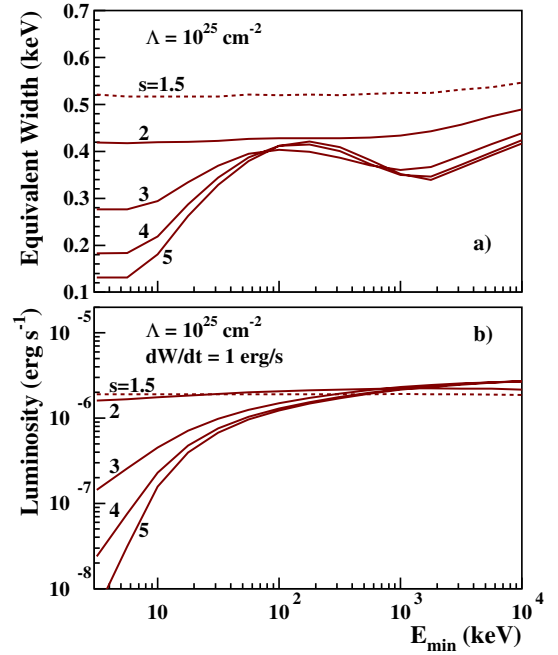


Fig. 3. Same as Fig. 1 but as a function of the electron minimum energy, for $\Lambda = 10^{25} \text{ cm}^{-2}$.

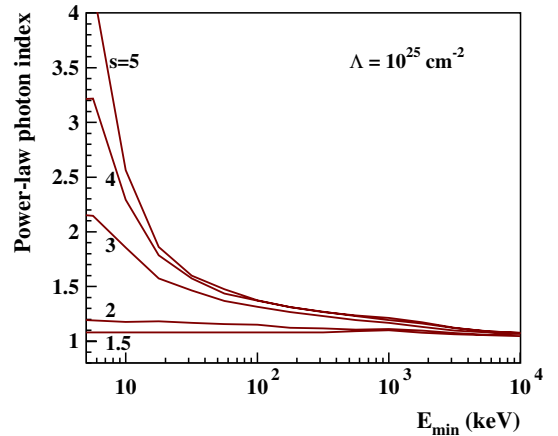


Fig. 4. Same as Fig. 2 but as a function of the electron minimum energy, for $\Lambda = 10^{25} \text{ cm}^{-2}$.

as long as the radial column density of the absorbing cloud, N_{H}^{C} , is lower than 10^{24} cm^{-2} . For $\alpha = 2$, we have $EW_{\text{LC93}} \approx 0.03 \times (Z/Z_{\odot}) \times (N_{\text{H}}^{\text{C}}/10^{23} \text{ cm}^{-2}) \text{ keV}$. Thus, we see by comparing these results with those shown in Figs. 1a and 3a that the additional contribution from internal fluorescence is not strong for $N_{\text{H}}^{\text{C}} \lesssim 5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$.

As shown in Figs. 1b and 3b, the production of 6.4 keV line photons by LECR electron interactions is relatively inefficient: the radiation yield $R_{6.4 \text{ keV}} = L_{\text{X}}(6.4 \text{ keV})/(dW_{\text{e}}/dt)$ is always lower than $3 \times 10^{-6} (Z/Z_{\odot})$, which implies that a high kinetic power in CR electrons should generally be needed to produce an observable K α line from neutral or low-ionized Fe atoms. For example, the total luminosity of the 6.4 keV line emission from the inner couple of hundred parsecs of our Galaxy is $>6 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ (Yusef-Zadeh et al. 2007), such that $dW_{\text{e}}/dt > 2 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ would be needed if this emission was entirely due to LECR electrons (assuming the ambient medium to be of solar metallicity). Such power would be comparable to that contained in CR protons in the entire Galaxy.

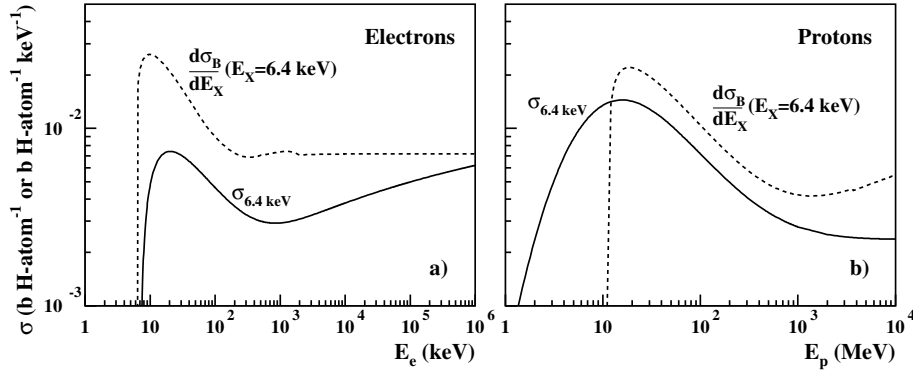


Fig. 5. Cross sections involved in the calculation of the Fe $K\alpha$ line EW. *Solid lines*: cross sections (in units of barn per ambient H-atom) for producing the 6.4 keV line by the impact of fast electrons (*left panel*) and protons (*right panel*), assuming solar metallicity. *Dashed lines*: differential cross section (in barn per H-atom per keV) for producing 6.4 keV X-rays by bremsstrahlung of fast electrons (*left panel*) and inverse bremsstrahlung from fast protons (*right panel*), in a medium composed of H and He with H/He = 0.1. The ratio of these two cross sections gives the EW of the 6.4 keV line (in keV) for a mono-energetic beam of accelerated particles.

On the other hand, Fig. 1b shows that LECR electrons can produce a significant Fe $K\alpha$ line (i.e. $R_{6.4 \text{ keV}} \sim 10^{-6}$) in diffuse molecular clouds with $N_{\text{H}}^{\text{C}} < 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, especially in the case of strong particle diffusion for which Λ can be much larger than N_{H}^{C} (see Appendix A). An observation of a 6.4 keV line emission from a cloud with $N_{\text{H}}^{\text{C}} \sim 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ would potentially be a promising signature of LECR electrons, since the efficiency of production of this line by hard X-ray irradiation of the cloud would be low: the ratio of the 6.4 keV line flux to the integrated flux in the incident X-ray continuum above 7.1 keV (the K-edge of neutral Fe) is only $\sim 10^{-4}$ for $N_{\text{H}}^{\text{C}} = 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (Yaquob et al. 2010).

Figures 2 and 4 show the slope Γ of the bremsstrahlung continuum emission, as obtained from the derivative of the differential X-ray production rate $\partial(dQ_X/dt)/\partial E_X$ taken at 6.4 keV. We see that, for $E_{\text{min}} > 100 \text{ keV}$, Γ is lower than 1.4 regardless of s and Λ . This is because bremsstrahlung X-rays $< 10 \text{ keV}$ are mainly produced by LECR electrons $< 100 \text{ keV}$, and the equilibrium spectrum of these electrons is hard (see Fig. B.1) and depends only weakly on the distribution of electrons injected in the ambient medium at higher energies.

Thus, after having studied the influence of the free parameters over broad ranges, we can summarize the main characteristics of the X-ray emission produced by LECR electrons as follows. First, the continuum radiation should generally be hard, $\Gamma < 1.4$, provided that nonthermal electrons $\lesssim 100 \text{ keV}$ are not able to escape from their acceleration region and penetrate denser clouds. Secondly, the EW of the 6.4 keV Fe $K\alpha$ line is predicted to be $\sim (0.3\text{--}0.5) \times (Z/Z_{\odot}) \text{ keV}$, whatever the electron acceleration spectrum and transport in the ambient medium.

The reason that the EW of the 6.4 keV line is largely independent of the electron energy distribution is given in Fig. 5a, which shows the relevant cross sections for this issue. The solid line is the cross section for producing 6.4 keV Fe $K\alpha$ X-rays expressed in barn per ambient H-atom, that is $a_{\text{Fe}} \times \sigma_{\text{eFe}}^{\text{K}\alpha}$ (see Eq. (B.3)). The dashed line is the differential cross section for producing X-rays of the same energy by electron bremsstrahlung. The Fe line EW produced by a given electron energy distribution is obtained from the ratio of the former cross section to the latter, convolved over that distribution. We see that the two cross sections have similar shapes, in particular similar energy thresholds, which explains why the EW of the 6.4 keV line depends only weakly on the electron energy. However, the cross section for producing the 6.4 keV line increases above

1 MeV as a result of relativistic effects in the K-shell ionization process (Quarles 1976; Kim et al. 2000b), which explains why the EW slightly increases with the hardness of the electron source spectrum (see Fig. 3a).

Figure 5b shows the same cross sections but for proton impact. The calculation of these cross sections are presented in Appendix C. We see that the cross section for the line production has a lower energy threshold than that for the bremsstrahlung continuum. We thus expect that LECR protons with a relatively soft source spectrum can produce a higher EW of the 6.4 keV line than the electrons (see also Dogiel et al. 2011).

2.2. LECR ions

Figures 6–9 present characteristic properties of the X-ray spectrum resulting from LECR ion interactions around the neutral Fe $K\alpha$ line. As before, all the calculations were done for an ambient medium of solar composition. The most remarkable result is that fast ions with a soft source spectrum can produce very high EW of the 6.4 keV line (Figs. 6a and 8a). However, we see in Fig. 8a that the line EW becomes almost independent of s for $E_{\text{min}} \gtrsim 20 \text{ MeV nucleon}^{-1}$. This is because (i) the cross section for producing continuum X-rays at 6.4 keV and the one for the neutral Fe $K\alpha$ line have similar shapes above $20 \text{ MeV nucleon}^{-1}$ (see Fig. 5b) and (ii) the CR equilibrium spectrum below E_{min} only weakly depends on s and Λ .

As shown in Fig. 6b, for $E_{\text{min}} = 1 \text{ MeV nucleon}^{-1}$, the radiation yield $R_{6.4 \text{ keV}}$ can reach $\sim 10^{-6}$ only for relatively hard source spectra with $s \leq 2$ and for $\Lambda \gtrsim 10^{25} \text{ cm}^{-2}$, which should generally mean strong particle diffusion in the X-ray production region. For such a high CR path length, the X-rays are mainly produced in thick-target interactions. An efficiency of $\sim 10^{-6}$ in the production of the 6.4 keV line can also be achieved with a softer CR source spectrum, if E_{min} is in the range 10–100 MeV nucleon^{-1} (Fig. 8b). This is because then most of the CRs are injected into the X-ray production region at energies where the cross section for producing Fe $K\alpha$ X-rays is highest (see Fig. 5b). But in any case, we find that to get $R_{6.4 \text{ keV}} \sim 10^{-6}$ it requires $\Lambda \gtrsim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ (for solar metallicity). It is another difference from the production of nonthermal X-rays by LECR electrons, for which $R_{6.4 \text{ keV}}$ can reach $\sim 10^{-6}$ for Λ as low as 10^{22} cm^{-2} (Fig. 1b).

Figures 7 and 9 show that the characteristic power-law slope of the continuum emission around 6.4 keV can vary from ~ 1

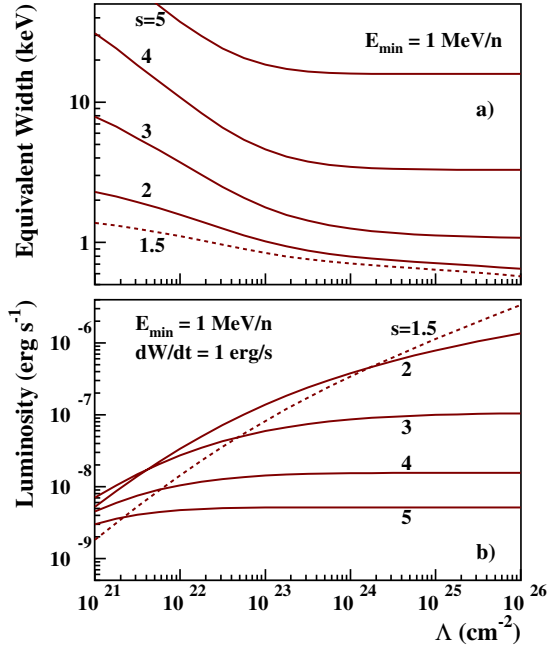


Fig. 6. Calculated a) EW and b) luminosity of the 6.4 keV Fe $K\alpha$ line produced by LECR ions as a function of the path length of the CRs injected in the X-ray production region, for five values of the CR source spectral index s (Eq. (A.7)). The ambient medium is assumed to have a solar composition, and the minimum energy of the CRs that penetrate this medium is $E_{\min} = 1 \text{ MeV nucleon}^{-1}$. In panel b) the luminosity calculations are normalized to a total power of 1 erg s^{-1} injected by the fast primary protons in the ambient medium.

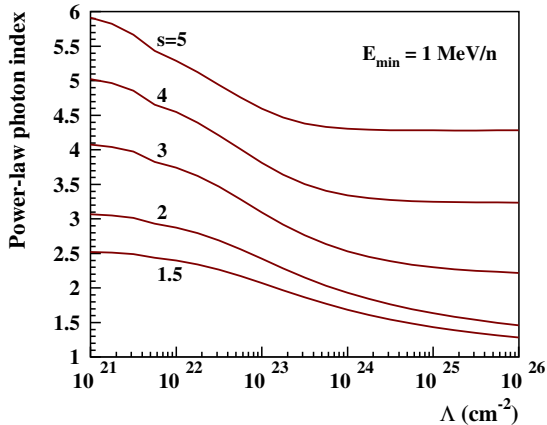


Fig. 7. Slope at 6.4 keV of the continuum emission produced by LECR ions as a function of the path length of the fast ions in the X-ray production region, for five values of the spectral index s . The minimum energy of injection is taken to be $E_{\min} = 1 \text{ MeV nucleon}^{-1}$.

to ~ 6 for s in the range 1.5–5. However, for $s \leq 2$, which is expected for strong shock acceleration of nonrelativistic particles, and $\Lambda > 10^{24} \text{ cm}^{-2}$, which can result from strong particle diffusion in the cloud, we expect Γ between 1.3 and 2. For these conditions, the EW of the neutral Fe $K\alpha$ line is predicted to be in the narrow range $(0.6\text{--}0.8) \times (Z/Z_{\odot}) \text{ keV}$ (Figs. 6a and 8a). This result could account for $EW \gtrsim 1 \text{ keV}$ as observed from regions near the GC, provided that the diffuse gas there has a super-solar metallicity (i.e. $Z > Z_{\odot}$).

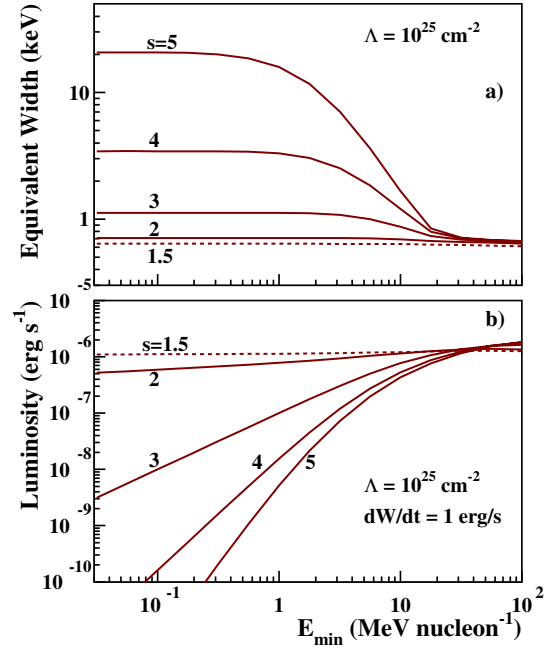


Fig. 8. Same as Fig. 6 but as a function of the minimum energy of injection, for $\Lambda = 10^{25} \text{ cm}^{-2}$.

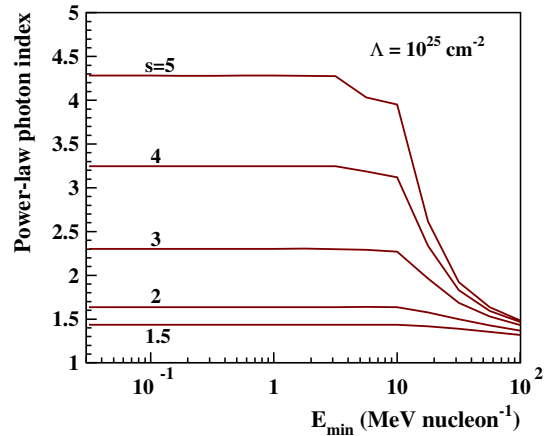


Fig. 9. Same as Fig. 7 but as a function of the minimum energy of injection, for $\Lambda = 10^{25} \text{ cm}^{-2}$.

3. XMM-Newton observations and data reduction

3.1. Data reduction and particle background subtraction

For our analysis, we have considered all public *XMM-Newton* EPIC observations encompassing the Arches cluster (RA = $17^{\text{h}}45^{\text{m}}50^{\text{s}}$, Dec = $-28^{\circ}49'20''$). The criteria were to have more than 1.5 ks observation time available for each camera, to be in full frame or extended full frame mode, and to use the medium filter. The data was reduced using the SAS software package, version 10.0. Calibrated-event files were produced using the tasks EMCHAIN for the MOS cameras and EPPROC for the pn camera. We excluded from the analysis the period contaminated by soft proton flares, by using an automatic 3σ -clipping method (Pratt & Arnaud 2003). Table 1 provides the list of the 22 selected observations and their respective observing time per instrument after flare rejection.

We searched for any anomalous state of MOS CCD chips (Kuntz & Snowden 2008) by performing a systematic inspection of the images and spectra of each chip in the 0.3–1 keV energy

Table 1. Summary of the *XMM-Newton*/EPIC observations available for the Arches cluster.

Date	Observation ID	Good time exposure (ks)			MOS Noisy CCD	coverage (%)					
		M1	M2	pn		Cloud			Cluster		
2000-09-19	0112970401	21	21	16	–	100	100	86	100	100	100
2000-09-21	0112970501	7	9	3	–	96	99	87	99	100	100
2001-09-04	0112972101	20	20	17	–	100	100	40	100	100	21
2002-02-26	0111350101	43	42	36	–	100	100	56	100	100	94
2002-10-02	0111350301	6	6	3	–	99	100	47	100	100	82
2004-03-28	0202670501	10	14	2	–	100	100	100	100	100	100
2004-03-30	0202670601	27	27	17	–	100	100	99	100	100	100
2004-08-31	0202670701	64	74	40	M2-5	100	100	100	100	100	100
2004-09-02	0202670801	83	89	50	M2-5	100	100	100	100	100	100
2006-02-27	0302882601	2	2	1	–	0	100	55	0	100	91
2006-09-08	0302884001	6	6	4	M1-4	100	99	33	100	100	7
2007-02-27	0506291201	18	20	^a	–	100	87	^a	100	96	^a
2007-03-30	0402430701	23	24	16	M2-5	0	100	100	0	100	100
2007-04-01	0402430301	54	58	29	M1-4, M2-5	0	100	99	0	100	100
2007-04-03	0402430401	39	40	23	M1-4	0	100	100	0	100	100
2007-09-06	0504940201	8	9	5	M2-5	98	99	34	98	100	23
2008-03-04	0511000301	4	4	2	–	0	100	64	0	100	100
2008-03-23	0505670101	68	73	51	M1-4, M2-5	0	100	^b	0	100	^b
2008-09-23	0511000401	4	4	4	M1-4, M2-5	99	99	41	98	100	41
2009-04-01	0554750401	32	32	24	–	0	100	98	0	100	100
2009-04-03	0554750501	40	41	31	M1-4	0	100	99	0	100	100
2009-04-05	0554750601	36	37	25	M1-4	0	100	99	0	100	100
Total exposure (ks)	Imaging	615	652	399							
	Spectroscopy	317	652		Cloud	Cluster					
					276	315					

Notes. For each observation and instrument, we report the total good-time interval exposure after flare screening. For a number of observations, the Arches cluster lies at the position of the CCD 6 of MOS 1, which is out of service. We indicate the CCDs identified as noisy for MOS (data not used for the analysis) and the spatial coverage of the pn (incomplete due to dead columns) for our two spectral extraction regions (see Fig. 10). Only observations with a spatial coverage of the region greater than 85% were used for the spectral analysis. ^(a) The pn camera was in timing mode for this observation. ^(b) The pn data of this observation were not taken into account for the spectrum extraction, because the pn spatial coverage of the background region (Fig. 10) was too low.

band. We identified 14 occurrences of a noisy chip in the list of observations (see Table 1). The chips affected in our observations by a high-level, low-energy background state are CCD 4 of MOS 1 and CCD 5 of MOS 2. We excluded data of those chips from our analysis when they were noisy.

For MOS cameras, we selected events with $PATTERN \leq 12$. Only events with $PATTERN \leq 4$ were kept for the pn instrument. Depending on the nature of the analysis, we defined two kinds of quality-flag selection:

- for imaging, to select events with good angular reconstruction, we used the flags XMMEA_EM and XMMEA_EP for the MOS and pn cameras, respectively;
- for the spectrum analysis, we chose events with $FLAG = XMMEA_SM$ for MOS cameras (good energy reconstruction) and with $FLAG = 0$ for the pn camera.

The particle background was derived from filter-wheel closed (FWC) observations that were compiled until revolution about 1600. To be consistent, we applied exactly the same event selection criteria to both data and FWC files. We checked that even if the particle flux has increased significantly between 2000 and 2009, its spectrum and spatial repartition have not significantly changed during that period. We used the count rates between 10 and 12 keV for MOS and between 12 and 14 keV for pn to normalize the FWC background level to that of our

observations. Regions with bright sources in the observations have been excluded to calculate the normalization factor. Finally, the EVIGWEIGHT task was used to correct vignetting effects (Pratt et al. 2007).

3.2. Maps generation

For each observation and instrument, we produced count images (EVSELECT task) in two energy bands (6.3–6.48 keV and 6.564–6.753 keV), which are dominated by the Fe $K\alpha$ lines at 6.4 keV from neutral to low-ionized atoms and at 6.7 keV from a hot thermally-ionized plasma. For each energy band, observation, and instrument, the normalized particle background image derived from FWC observations was subtracted from the count image. The particle background events were rotated beforehand so as to match the orientation of each instrument for each observation. For each energy band, observation, and instrument, an exposure map was generated (EEXMAP task) taking the different efficiencies of each instrument into account.

To produce line images of the Fe $K\alpha$ emission at 6.4 and 6.7 keV, the continuum under the line needs to be subtracted. For that, we produced a map in the 4.17–5.86 keV energy band, which is dominated by the continuum emission, with the same procedure as before. To determine the spectral shape of the

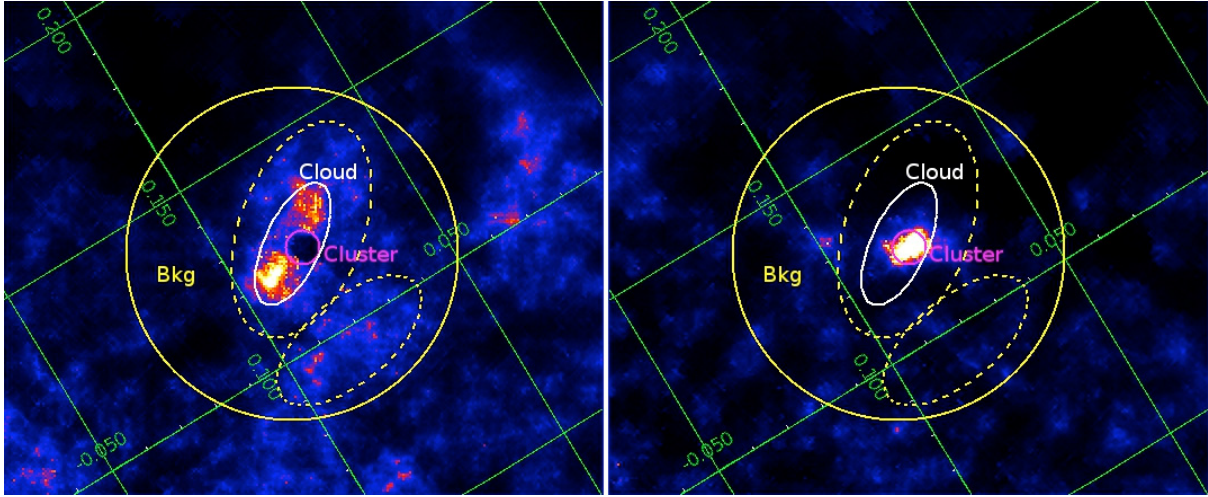


Fig. 10. *XMM-Newton*/EPIC continuum-subtracted Fe $K\alpha$ emission line maps of the Arches cluster region at 6.4 keV (left panel) and 6.7 keV (right panel). The images have been adaptively smoothed at a signal-to-noise of 20. The magenta circle indicates the region (“Cluster”) used to characterize the Arches cluster X-ray emission, which shows strong Fe $K\alpha$ emission at 6.7 keV. The region inside the white ellipse but outside the magenta circle indicates the region (“Cloud”) used for spectral extraction to characterize the bright 6.4 keV regions surrounding the Arches cluster. The region inside the yellow circle but outside the two dashed ellipses shows the local background used for the spectral analysis. The axes of the maps (in green) indicate Galactic coordinates in degrees. North is up and east to the left.

continuum in the 4–7 keV band, the spectrum of the *cloud* region (representative region defined in Fig. 10 and Table 2) was fitted by a power law and Gaussian functions to account for the main emission lines. The continuum map was then renormalized to the power-law flux in the considered energy band and subtracted from the corresponding energy band image.

The background-subtracted and continuum-subtracted count images and the exposure maps were then merged using the EMOSAIC task to produce images of the entire observation set. The resulting count images were adaptively smoothed using the ASMOOTH task with a signal-to-noise ratio of 20. The count rate images were obtained by dividing the smoothed count images by the smoothed associated exposure map. The template of the smoothing of the count image was applied to the associated merged exposure map.

Figure 10 shows the resulting Fe $K\alpha$ line maps at 6.4 and 6.7 keV of the Arches cluster region. The star cluster exhibits strong Fe $K\alpha$ emission at 6.7 keV. Bright Fe $K\alpha$ 6.4 keV structures are observed around the Arches cluster.

3.3. Spectrum extraction

To characterize the properties of the emission of the Arches cluster and its surroundings, we defined two regions, which are shown in Fig. 10. The region called “Cluster” corresponds to the Arches cluster and exhibits strong Fe $K\alpha$ emission at 6.7 keV. The region called “Cloud” corresponds to the bright Fe $K\alpha$ 6.4 keV emission structures surrounding the Arches cluster. Table 2 provides the coordinates of these regions.

In 9 of the 22 relevant observations, the Arches region lies on the out-of-service CCD6 of MOS 1, reducing the available observation time by more than a factor 2 compared to MOS 2 (see Table 1). Regarding the pn camera, the cloud and cluster regions suffer from the presence of dead columns in a number of observations. We thus estimated the spatial coverage of each region for each pn observation (see Table 1). After several tests, we chose for the spectral analysis to keep only observations with a pn spatial coverage greater than 85%. For all these

Table 2. Definition of the spectral extraction regions.

Region	RA (J2000)	Dec (J2000)	Shape	Parameters
Cluster	17 ^h 45 ^m 50.3 ^s	−28°49′19″	circle	15″
Cloud	17 ^h 45 ^m 51.0 ^s	−28°49′16″	ellipse	25″, 59″, 155°
excl.	17 ^h 45 ^m 50.3 ^s	−28°49′19″	circle	15″
Bkg	17 ^h 45 ^m 51.0 ^s	−28°49′25″	circle	148″
excl.	17 ^h 45 ^m 47.2 ^s	−28°50′42″	ellipse	37″, 78″, 130°
excl.	17 ^h 45 ^m 50.4 ^s	−28°49′03″	ellipse	55″, 100″, 160°

Notes. This table provides the center position, circle radius and for ellipses, minor, and major axes, as well as angle (counter clockwise from straight up). “Bkg” means background and “excl.” indicates the zones of exclusion.

selected observations, the MOS spatial coverage of each region was greater than 85% (see Table 1).

Table 1 summarizes the final total available exposure time by instrument for spectral analysis. With the 22 observations, we obtained 317 ks for MOS 1 and 652 ks for MOS 2. For the pn spectral analysis, we obtained 276 and 315 ks on the cloud and cluster regions, respectively.

For each region, the particle background spectrum was estimated from the FWC observations in the same detector region. The astrophysical background around the Arches cluster shows spatial structures and, notably, an increase towards the Galactic plane. After several tests, we concluded that the most representative local background for the Arches region was that of the region encircling the Arches, but avoiding the zones emitting at 6.4 keV. The background region is defined in Table 2 and shown in Fig. 10 (yellow circle with the exclusion of the two dashed-line ellipses). To subtract the particle and astrophysical background from the spectra, we used the method of double subtraction described in Arnaud et al. (2002). The ancillary and redistribution matrix function response files were generated with the SAS ARFGEN and RMFGEN tasks, respectively.

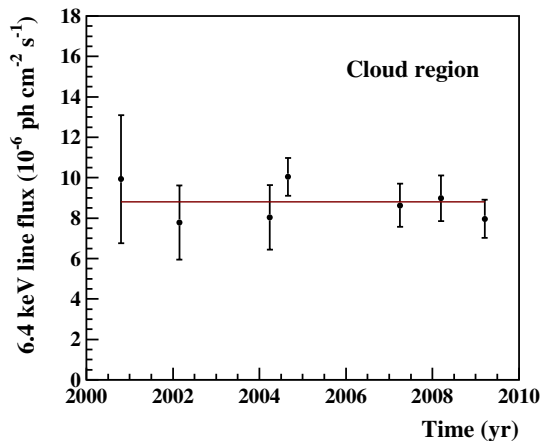


Fig. 11. Lightcurve of the 6.4 keV Fe $K\alpha$ line flux arising from a large region around the Arches cluster (the region labeled “Cloud” in Fig. 10). The red horizontal line shows the best fit with a constant flux.

The spectra from individual observations of the same region were then merged for each instrument and rebinned to achieve a signal-to-noise per bin of 3σ .

4. Variability of the 6.4 keV line

The temporal variability of the 6.4 keV line flux is a key diagnostic for deciphering the origin of the line (see, for example, Ponti et al. 2010). To study this aspect, we combined spectra extracted from the cloud region to obtain a sampling of the emission at seven epochs: September 2000 (2 observations), February 2002 (1 observation), March 2004 (2 observations), August/September 2004 (2 observations), March/April 2007 (3 observations), March 2008 (2 observations), and April 2009 (3 observations). This sampling is similar to the one recently used by Capelli et al. (2011b), except that, for an unknown reason, these authors did not include the September 2000 epoch in their analysis.

To measure the intensity of the neutral or low-ionization Fe $K\alpha$ line at each epoch, we modeled the X-ray emission from the cloud region as the sum of an optically thin, ionization equilibrium plasma (APEC, Smith et al. 2001), a power-law continuum, and a Gaussian line at ~ 6.4 keV. These three components were subject to a line-of-sight photoelectric absorption so as to account for the high column density of the foreground material. We used the X-ray spectral-fitting program XSPEC¹ to fit this model simultaneously to EPIC MOS and pn spectra between 1.5 and 10 keV. More details on the fitting procedure will be given in the next section. All the fits were satisfactory and gave reduced $\chi^2 \sim 1$.

The photon fluxes in the 6.4 keV line thus determined are shown in Fig. 11. The best fit of a constant flux to these data is satisfactory, giving a χ^2 of 3.3 for six degrees of freedom (d.o.f.). The significance of a variation in the line flux is then only of $0.3\sigma^2$. The best-fit mean flux is $F_{6.4 \text{ keV}} = (8.8 \pm 0.5) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

¹ <http://heasarc.nasa.gov/xanadu/xspec/>

² Noteworthy is that these results were obtained without taking the systematic error in the effective area of the EPIC camera into account. This error is estimated to be 7% for on-axis sources and to increase with off-axis angle (see the *XMM-Newton* Calibration Technical Note CAL-TN-0018.pdf at http://xmm.vilspa.esa.es/external/xmm_sw_cal/calib/documentation.shtml).

The fact that the intensity of the 6.4 keV line emitted from the vicinity of the Arches cluster is consistent with being constant is in good agreement with the previous work of Capelli et al. (2011b). We note, however, that the line fluxes obtained in the present work are systematically lower by $\sim 20\%$. This is attributable to a difference in the background modeling: whereas we used a broad region as close as possible to the Arches cluster to subtract the astrophysical background prior to the spectral fitting (Fig. 10), Capelli et al. included the background as a component within the fitting.

5. X-ray spectral analysis of time-averaged spectra

We again used XSPEC to fit various models to time-averaged spectra extracted from the two source regions shown in Fig. 10. The fits were performed simultaneously on the stacked MOS1, MOS2, and pn spectra, but we allowed for a variable cross-normalization factor between the MOS and pn data. Independent of the fitting model, we found very good agreement between the MOS and pn cameras, to better than 1% for the data extracted from the cluster region and to 4–5% for the data extracted from the cloud region. These factors are consistent with the residual uncertainty in the flux cross-calibration of the EPIC cameras (Mateos et al. 2009).

5.1. X-ray emission from the star cluster

We first modeled the emission of the cluster region as the sum of an APEC plasma component and a nonthermal component represented by a power-law continuum and a Gaussian line at ~ 6.4 keV. The centroid energy of the Gaussian line was allowed to vary, but the line width was fixed at 10 eV. All the emission components were subject to a line-of-sight photoelectric absorption (WABS model in XSPEC). The best-fit results obtained with this model (called model 1 in the following) are reported in Table 3 and the corresponding spectra shown in Fig. 12a. In this table and in the following discussion, all the quoted errors are at the 90% confidence level.

This fitting procedure did not allow us to reliably constrain the metallicity of the X-ray emitting plasma. Indeed, the best fit was obtained for a super-solar metallicity $Z > 5Z_{\odot}$, which is not supported by other observations. Such an issue has already been faced in previous analyses of the X-ray emission from the Arches cluster region. Thus, Tsujimoto et al. (2007) fixed the plasma metallicity to be solar in their analysis of *Suzaku* data, whereas Capelli et al. (2011a,b) adopted $Z = 2Z_{\odot}$ in their analysis of *XMM-Newton* data. With the *Chandra* X-ray Observatory, Wang et al. (2006) were able to resolve three bright point-like X-ray sources in the core of the Arches cluster – most likely colliding stellar wind binaries – and study them individually. These sources were all modeled by an optically thin thermal plasma with a temperature of ~ 1.8 – 2.5 keV and a metallicity $Z/Z_{\odot} = 1.8^{+0.8}_{-0.2}$. In our analysis, we fixed the metallicity of the thermal plasma in the cluster region to be $1.7Z_{\odot}$, which is the best-fit value that we were able to obtain for the cloud region using the LECR ion model developed in this paper to account for the nonthermal emission (see Sect. 5.2 below). The adopted metallicity is also consistent with the results of Wang et al. (2006).

Model 1 gives a good fit to the data from the cluster region above ~ 3 keV. In particular, the detection of the neutral or low-ionization Fe $K\alpha$ line is significant (see Table 3). But the fit is poorer below 3 keV, because the data shows clear excesses of counts above the model at ~ 1.85 and ~ 2.45 keV (see

Table 3. Spectral analysis of the X-ray emission from the Arches star cluster and associated cloud region with standard XSPEC models.

(Unit)		Star cluster			Cloud region
		model 1	model 2	model 3	model 1
$N_{\text{H}}(2)$	(10^{22} H cm $^{-2}$)	–	$=N_{\text{H}}(1)$	$8.3^{+0.8}_{-1.0}$	–
$kT(2)$	(keV)	–	0.27 ± 0.04	$0.92^{+0.14}_{-0.15}$	–
Z/Z_{\odot}		–	1.7 (fixed)	1.7 (fixed)	–
$I_{kT}(2)$	(see notes below)	–	1100^{+1500}_{-600}	13^{+7}_{-5}	–
$N_{\text{H}}(1)$	(10^{22} H cm $^{-2}$)	9.5 ± 0.3	$12.0^{+0.6}_{-0.7}$	$12.8^{+1.3}_{-1.0}$	$11.3^{+1.9}_{-1.3}$
$kT(1)$	(keV)	$1.79^{+0.06}_{-0.05}$	$1.61^{+0.08}_{-0.05}$	$1.78^{+0.15}_{-0.10}$	$2.2^{+1.0}_{-0.5}$
Z/Z_{\odot}		1.7 (fixed)	1.7 (fixed)	1.7 (fixed)	1.7 (fixed)
$I_{kT}(1)$	(see notes below)	20.4 ± 1.8	30 ± 4	23^{+4}_{-5}	$5.2^{+4.9}_{-2.4}$
$E_{6.4 \text{ keV}}$	(keV)	6.41 ± 0.02	6.40 ± 0.02	6.40 ± 0.02	6.409 ± 0.005
$F_{6.4 \text{ keV}}$	(10^{-6} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$)	1.2 ± 0.3	1.3 ± 0.3	1.3 ± 0.3	$8.7^{+0.5}_{-0.6}$
Γ		0.7 ± 0.4	$0.4^{+0.5}_{-0.6}$	$0.8^{+0.6}_{-0.7}$	$1.6^{+0.3}_{-0.2}$
$I_{\text{p.l.}}$	(10^{-5} cm $^{-2}$ s $^{-1}$ keV $^{-1}$)	$1.3^{+1.4}_{-0.7}$	$0.62^{+1.15}_{-0.35}$	$1.3^{+2.8}_{-0.9}$	16^{+9}_{-6}
$EW_{6.4 \text{ keV}}$	(keV)	0.4 ± 0.1	0.4 ± 0.1	0.4 ± 0.1	1.2 ± 0.2
$\chi^2/\text{d.o.f.}$		1222/978	1152/976	1129/975	560/491

Notes. Model 1: WABS×(APEC + Gaussian + powerlaw); model 2: WABS×(APEC + APEC + Gaussian + powerlaw); model 3: WABS×APEC + WABS×(APEC + Gaussian + powerlaw). N_{H} : absorption column density. kT , Z/Z_{\odot} , and I_{kT} : temperature, metallicity relative to solar, and normalization of the APEC thermal plasma (I_{kT} is in unit of $10^{-18} \int n_e n_{\text{H}} dV / (4\pi D^2)$, where n_e and n_{H} are the electron and proton number densities (cm $^{-3}$) and D the distance to the source in cm). $E_{6.4 \text{ keV}}$ and $F_{6.4 \text{ keV}}$: centroid energy and flux of the neutral or low-ionization Fe K α line. Γ and $I_{\text{p.l.}}$: index and normalization at 1 keV of the power-law component. $EW_{6.4 \text{ keV}}$: EW of the 6.4 keV line with respect to the power-law continuum. $\chi^2/\text{d.o.f.}$: χ^2 per degree of freedom.

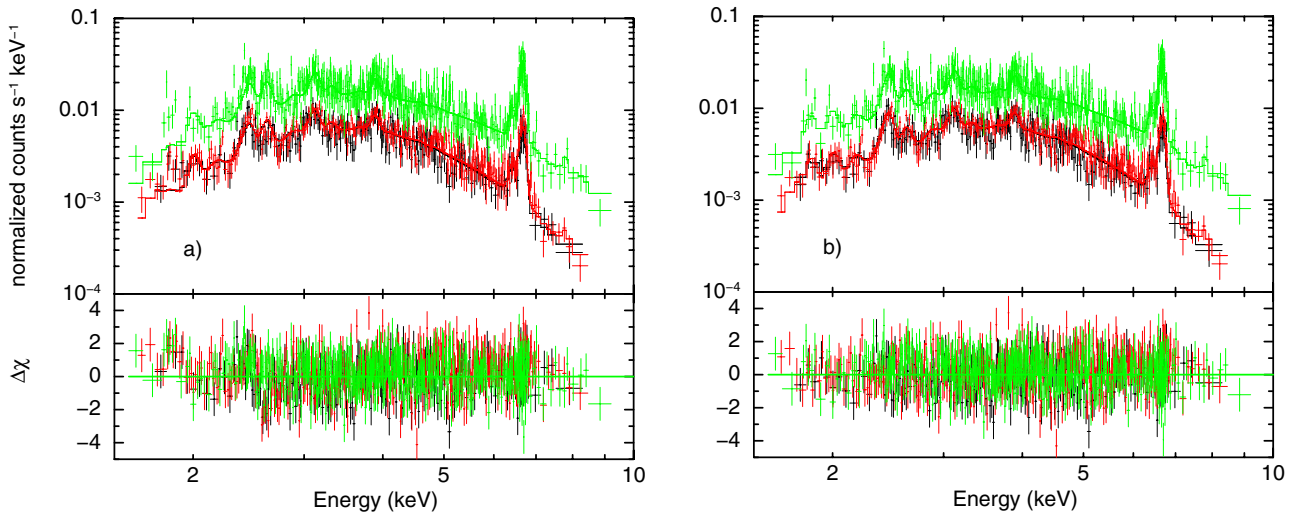


Fig. 12. X-ray spectra of the Arches cluster as measured in the MOS1 (black), MOS2 (red), and pn (green) cameras aboard *XMM-Newton*, compared to **a)** a model with only one thermal plasma component (model 1 in Table 3) and **b)** a model with two thermal plasma components (model 3 in Table 3). The *lower panels* show the associated residuals in terms of standard deviations. The second plasma of temperature $kT = 0.9$ keV accounts for a significant emission in the He-like Si and S K α lines at 1.86 and 2.46 keV, respectively.

Fig. 12a). These features most likely correspond to the K α lines from He-like Si and S, respectively. We checked that this excess emission is not due to an incomplete background subtraction by producing a Si K α line image in the energy band 1.76–1.94 keV. To estimate the contribution of the continuum under the Si line, we first produced a count map in the adjacent energy band 2.05–2.15 keV and then normalized it to the expected number of continuum photons in the former energy range. The normalization factor was obtained from a fit to the EPIC spectra of the cluster region by model 1 plus two Gaussian functions to account for

the Si and S K α lines. The resulting map in the Si line shows significant excess emission at the position of the Arches cluster (Fig. 13).

To account for the presence of the He-like Si and S K α lines in the X-ray spectrum of the cluster, we included in the fitting model a second APEC component subject to the same photoelectric absorption as the other components (model 2). The quality of the fit significantly improves with this additional thermal plasma component ($\chi^2 = 1152$ for 976 degrees of freedom), whose best-fit temperature is $kT = 0.27 \pm 0.04$ keV

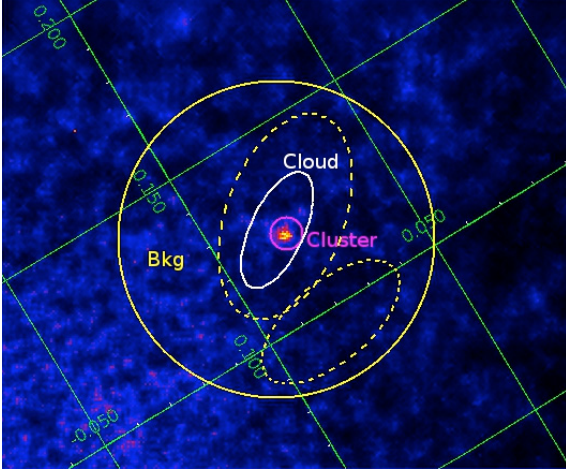


Fig. 13. Same as Fig. 10 but for the He-like Si $K\alpha$ line at 1.86 keV.

(Table 3). However, the absorption-corrected intrinsic luminosity of this plasma is found to be quite high in the soft X-ray range: $L_{\text{int}}(0.4\text{--}1\text{ keV}) \approx 2.3 \times 10^{36}\text{ erg s}^{-1}$, assuming the distance to the GC to be $D = 8\text{ kpc}$ (Ghez et al. 2008).

In a third model, we let the X-ray emission from the plasma of lower temperature be absorbed by a different column density than the one absorbing the X-rays emitted from the other components. It allows us to further improve the fit to the data ($\chi^2 = 1129$ for 975 degrees of freedom, Table 3; see also Fig. 12b for a comparison of this model to the data). We then found $kT = 0.92^{+0.14}_{-0.15}\text{ keV}$ and $L_{\text{int}}(0.4\text{--}1\text{ keV}) \approx 2.0 \times 10^{34}\text{ erg s}^{-1}$ for the lower temperature plasma. The origin of this thermal component, which was not detected in previous X-ray observations of the Arches cluster, is discussed in Sect. 6.1 below.

As can be seen from Table 3, the addition of a second APEC component in the fitting model of the star cluster emission increases the absorbing column density $N_{\text{H}}(1)$ significantly. It also has some impact on the temperature of the hotter plasma and on the index of the power-law component, but not on the properties of the 6.4 keV line.

5.2. X-ray emission from the cloud region

We used model 1 to characterize the X-ray emission from the cloud region, except that we also included a Gaussian line at 7.05 keV (fixed centroid energy) to account for the neutral or low-ionization Fe $K\beta$ line. The Fe $K\beta/K\alpha$ flux ratio was imposed to be equal to 0.13 (Kaastra & Mewe 1993). We checked that including a second thermal plasma component (model 2 or 3) is not required for this region, as it does not improve the quality of the fit. As before, we fixed the metallicity of the emitting plasma to be $1.7 Z_{\odot}$. The best-fit temperature, $kT = 2.2^{+1.0}_{-0.5}\text{ keV}$, is marginally higher than the one of the high-temperature plasma emanating from the cluster region.

We now compare the characteristics of the prominent nonthermal emission of the cloud region with the model predictions discussed in Sect. 2. In the LECR electron model, the measured value $\Gamma = 1.6^{+0.3}_{-0.2}$ would only be expected for low values of the CR minimum energy $E_{\text{min}} \lesssim 100\text{ keV}$ and for relatively soft source spectra with $s \gtrsim 2.5$ (see Fig. 4). But for these CR spectrum parameters the neutral Fe $K\alpha$ line is predicted to be relatively weak, $EW_{6.4\text{ keV}} < 0.4 \times (Z/Z_{\odot})\text{ keV}$ (see Fig. 3). Thus, it would require an ambient Fe abundance $\gtrsim 3$ times the solar value to account for the measured EW of $1.2 \pm 0.2\text{ keV}$. The measured

Table 4. Spectral analysis of the X-ray emission from the cloud region with LECR electron and ion models.

	(Unit)	LECR electrons	LECR ions
N_{H}	(10^{22} H cm^{-2})	$11.9^{+1.3}_{-1.4}$	$12.2^{+1.4}_{-1.6}$
kT	(keV)	$1.9^{+0.6}_{-0.3}$	$2.0^{+0.7}_{-0.3}$
Z/Z_{\odot}		>3.1	1.7 ± 0.2
I_{kT}	(see notes below)	$3.5^{+2.4}_{-1.6}$	$7.0^{+4.0}_{-3.1}$
Λ	(H-atoms cm^{-2})	5×10^{24} (fixed)	5×10^{24} (fixed)
s		>2.5	$1.9^{+0.5}_{-0.6}$
E_{min}	(keV) or (keV/n)	<41	10^4 (fixed)
N_{LECR}	($10^{-8}\text{ erg cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$)	$5.0^{+7.4}_{-1.5}$	$5.6^{+0.7}_{-0.3}$
$\chi^2/\text{d.o.f.}$		558/492	558/493

Notes. XSPEC model: $\text{WABS} \times (\text{APEC} + \text{LECR}p)$, where p stands for electrons or ions. N_{H} , kT , Z/Z_{\odot} , and I_{kT} : as in Table 3. Λ , s , E_{min} , and N_{LECR} : LECR path length, source spectrum index, minimum energy, and model normalization. By definition $dW/dt = 4\pi D^2 N_{\text{LECR}}$ is the power injected in the interaction region by primary CR electrons or protons of energies between E_{min} and $E_{\text{max}} = 1\text{ GeV}$ (D is the distance to the source).

properties of the nonthermal component emitted from the cloud region thus appear to be hardly compatible with the predictions of the LECR electron model.

On the other hand, the measured values of Γ and $EW_{6.4\text{ keV}}$ for the cloud region seem to be compatible with the LECR ion model. The measured power-law slope can be produced in this model with any spectral index $s \sim 1.5\text{--}2$, provided that the CR path length $\Lambda > 10^{24}\text{ cm}^{-2}$ (Figs. 7 and 9). We then expect $EW_{6.4\text{ keV}} \sim (0.6\text{--}1) \times (Z/Z_{\odot})\text{ keV}$ (Figs. 6 and 8), which would be in good agreement with the measured EW for an ambient metallicity $Z \lesssim 2 Z_{\odot}$.

To further study the origin of the prominent nonthermal emission of the cloud region, we created LECR electron and ion models that can be used in the XSPEC software. For this purpose, a total of 70 875 spectra were calculated for each model by varying the four free parameters of the models in reasonable ranges. The calculated spectra were then gathered in two FITS files that can be included as external models in XSPEC³. We then fitted the stacked spectra of the cloud region by the XSPEC model $\text{WABS} \times (\text{APEC} + \text{LECR}p)$, where p stands for electrons or ions. The best-fit results obtained with both models are given in Table 4.

In this spectral fitting, we allowed for a variable metallicity of the nonthermal X-ray production region (i.e. the parameter Z of the LECR p models), but we imposed this parameter to be equal to the metallicity of the thermal plasma. Since both fits did not usefully constrain the path length of the LECRs in the interaction region, we fixed $\Lambda = 5 \times 10^{24}\text{ cm}^{-2}$ for both models, which, as discussed in Appendix A, is a typical value for nonrelativistic protons propagating in massive molecular clouds of the GC environment (see Eq. (A.6)). As anticipated, the LECR electron model cannot satisfactorily account for the data, because the best fit is obtained for too high a metallicity ($Z > 3.1 Z_{\odot}$; limit at the 90% confidence level) and a low CR minimum energy ($E_{\text{min}} < 41\text{ keV}$). This conclusion is independent of the adopted value of Λ .

On the other hand, the data can be characterized well by a thin plasma component plus an LECR ion model. In particular, the best-fit metal abundance $Z/Z_{\odot} = 1.7 \pm 0.2$ is in good

³ These models are available upon request to the authors.

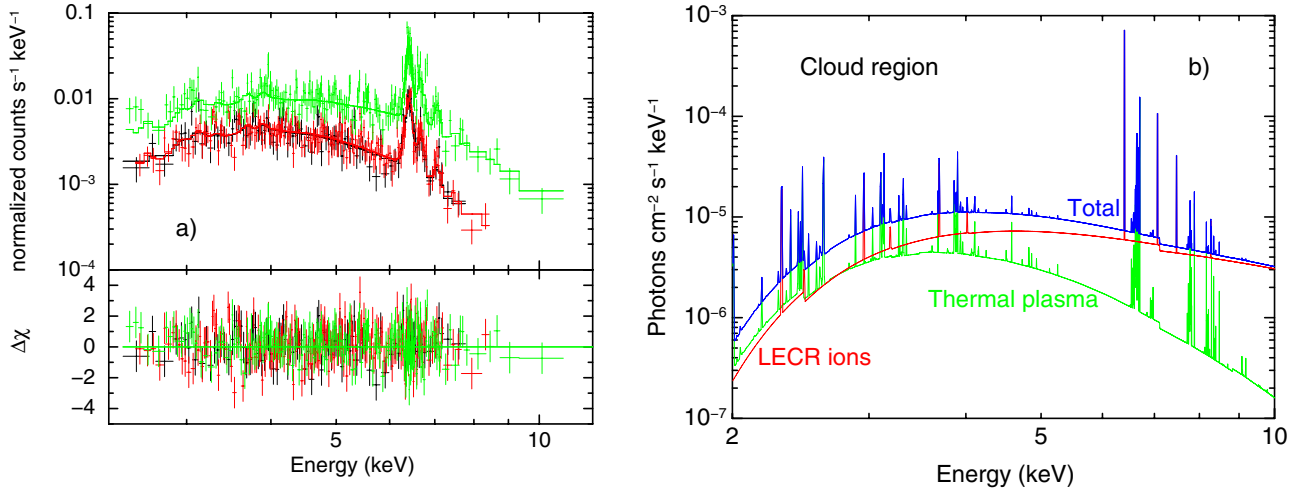


Fig. 14. **a)** X-ray spectra of the cloud region as measured in the *XMM-Newton* cameras and the best-fit spectral model assuming that the emission comes from a combination of a collisionally ionization equilibrium plasma (APEC model) and a nonthermal component produced by interactions of LECR ions with the cloud constituents (see Table 4); **b)** model components.

agreement with previous works (Wang et al. 2006). The best-fit CR spectral index is $s = 1.9^{+0.5}_{-0.6}$. For such a relatively hard CR source spectrum, one can see from Figs. 8a and 9 that the nonthermal X-ray emission produced by LECR ions only weakly depends on the CR minimum energy E_{\min} . Accordingly, the fit did not constrain this parameter, which was finally fixed at $E_{\min} = 10 \text{ MeV nucleon}^{-1}$. As discussed in Appendix A, the process of CR penetration into molecular clouds is not understood well, such that E_{\min} is loosely constrained from theory. This parameter has an effect, however, on the power injected by the primary CRs in the X-ray production region (see Fig. 8b). Thus, for $E_{\min} = 1 \text{ MeV nucleon}^{-1}$ (resp. $E_{\min} = 100 \text{ MeV nucleon}^{-1}$), the best-fit normalization of the LECR ion model is $N_{\text{LECR}} = (7.4^{+8.3}_{-1.5}) \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (resp. $(3.1^{+2.8}_{-0.2}) \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). The corresponding power injected by LECR protons in the cloud region ($dW/dt = 4\pi D^2 N_{\text{LECR}}$) lies in the range $(0.2\text{--}1) \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ (with $D = 8 \text{ kpc}$).

The best-fit model obtained with the LECR ion component is compared to the data of the cloud region in Fig. 14a, and the corresponding theoretical spectrum is shown in Fig. 14b. The latter figure exhibits numerous lines arising from both neutral and highly-ionized species, which could be revealed by a future instrument having an excellent sensitivity and energy resolution.

6. Origin of the detected radiations

We have identified three distinct components in the X-ray spectra extracted from the cluster region: an optically thin thermal plasma with a temperature $kT \sim 1.6\text{--}1.8 \text{ keV}$, another plasma of lower temperature ($kT \sim 0.3 \text{ keV}$ in model 2 or $\sim 0.9 \text{ keV}$ in model 3), and a relatively weak nonthermal component characterized by a hard continuum emission and a line at 6.4 keV from neutral to low-ionized Fe atoms ($EW_{6.4 \text{ keV}} = 0.4 \pm 0.1 \text{ keV}$). The X-ray radiation arising from the cloud region is also composed of a mix of a thermal and a nonthermal component, but the $6.4 \text{ keV Fe K}\alpha$ line is much more intense from there, with a measured EW of $1.2 \pm 0.2 \text{ keV}$.

6.1. Origin of the thermal X-ray emissions

The thermal component of temperature $kT \sim 1.6\text{--}1.8 \text{ keV}$ detected from the star cluster most likely arises from several

colliding stellar wind binaries plus the diffuse hot plasma of the so-called cluster wind. Wang et al. (2006) find with the *Chandra* telescope three point-like sources of thermal emission with $kT \sim 1.8\text{--}2.5 \text{ keV}$ embedded in a spatially extended emission of similar temperature. Capelli et al. (2011a) have recently found with *XMM-Newton* that the bulk of the X-ray emission from the Arches cluster can be attributed to an optically thin thermal plasma with a temperature $kT \sim 1.7 \text{ keV}$. The diffuse thermal emission from the cluster is thought to be produced by the thermalization of massive star winds that merge and expand together. The expected temperature of such a cluster wind is consistent with the temperature of the hot thermal component identified in this and previous works (see Capelli et al. 2011a, and references therein).

The plasma with $kT \sim 1.6\text{--}1.8 \text{ keV}$ is at the origin of the He-like Fe $K\alpha$ line at 6.7 keV . The corresponding map generated in the present work (Fig. 10, right panel) is in good agreement with the *Chandra* observations. Wang et al. (2006) suggest that the observed elongation of this emission in the east-west direction reflects an ongoing collision of the Arches cluster with a local molecular cloud traced by the CS emission. As discussed by Wang et al. (2006), this collision may help in explaining the spatial confinement of this hot plasma.

The second thermal component of temperature $kT \sim 0.3 \text{ keV}$ (model 2) or $kT \sim 0.9 \text{ keV}$ (model 3) was not detected in previous X-ray observations of the Arches cluster. An optically thin thermal plasma of temperature $kT \sim 0.8 \text{ keV}$ was reported by Yusef-Zadeh et al. (2002b) from *Chandra* observations, but not by subsequent X-ray observers (Wang et al. 2006; Tsujimoto et al. 2007; Capelli et al. 2011a). However, the high-quality spectral data obtained in the present work reveal that a single APEC thermal plasma model cannot account simultaneously for the observed lines at ~ 1.85 , ~ 2.45 , and 6.7 keV , which arise from He-like Si, S, and Fe atoms, respectively. The map at $\sim 1.85 \text{ keV}$ clearly shows that the star cluster significantly emits at this energy (Fig. 13). The required additional plasma component is subject to a high interstellar absorption: $N_{\text{H}} \approx 1.2 \times 10^{23}$ in model 2 and $8.3 \times 10^{22} \text{ H cm}^{-2}$ in model 3 (Table 3). It shows that the emitting plasma is located in the Galactic center region and not in the foreground.

The temperature of the second thermal component suggests that this emission could be due to a collection of individual

massive stars in the cluster. Single hot stars with spectral types O and early B are known to emit significant amounts of thermal X-rays with a temperature kT in the range 0.1–1 keV and a typical luminosity in soft X-rays $L_X(0.4\text{--}1\text{ keV}) \sim 1.5 \times 10^{-7} L_{\text{bol}}$ (Antokhin et al. 2008; Güdel & Nazé 2009). Here, L_{bol} is the bolometric luminosity of the star. The total bolometric luminosity of the Arches cluster is $\sim 10^{7.8} L_{\odot}$ and most of it is contributed by early B- and O-type stars, some of which have already evolved to the earliest Wolf-Rayet phases (Figer et al. 2002). Then, a total soft X-ray luminosity $L_X(0.4\text{--}1\text{ keV}) \sim 3.6 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ can be expected from the ensemble of hot massive stars of the cluster. This estimate is much lower than the unabsorbed intrinsic luminosity of the ~ 0.3 keV plasma found in model 2, $L_{\text{int}}(0.4\text{--}1\text{ keV}) \approx 2.3 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$. But it is roughly consistent with the absorption-corrected luminosity of the ~ 0.9 keV plasma found in model 3: $L_{\text{int}}(0.4\text{--}1\text{ keV}) \approx 2.0 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$. It is not clear, however, why the latter component is less absorbed than the high-temperature plasma emitted from the Arches cluster (Table 3).

6.2. Origin of the 6.4 keV line emission

6.2.1. The cloud region

Several molecular clouds of the GC region emit the 6.4 keV line, most notably Sgr B1, Sgr B2, Sgr C, and clouds located between Sgr A* and the Radio Arc (see Yusef-Zadeh et al. 2007). Detections of time variability of the 6.4 keV line from Sgr B2 (Inui et al. 2009), as well as from molecular clouds within 15' to the east of Sgr A* (Muno et al. 2007; Ponti et al. 2010), are best explained by the assumption that the Fe K α line emission from these regions is a fluorescence radiation produced by the reprocessing of a past X-ray flare from the supermassive black hole Sgr A*. In this model, the variability of the line flux results from the propagation of an X-ray light front emitted by Sgr A* more than ~ 100 years ago. The discovery of an apparent superluminal motion of the 6.4 keV line emission from the so-called “bridge” region provides strong support for this model (Ponti et al. 2010). The observed line flux variability with a timescale of a few years is hard to explain by a model of CR irradiation.

In contrast to these results, the flux of the neutral or low-ionization Fe K α line emitted from the Arches cluster vicinity does not show any significant variation over more than eight years of *XMM-Newton* repeated observations performed between 2000 and 2009 (Sect. 4). Capelli et al. (2011b) divided the zone of 6.4 keV line emission around the cluster into two subregions of about one parsec scale (labeled “N” and “S” by these authors) and found that both subregions emit the line at a constant flux. Other regions in the central molecular zone have been observed to emit a steady 6.4 keV line emission during about the same period, but they generally have larger spatial extents (see, e.g., Ponti et al. 2010). Thus, the spatially averaged Fe K α emission from Sgr B2 appears to have almost been constant for more than about seven years before fading away (Inui et al. 2009; Terrier et al. 2010), which is compatible with the light crossing time of the molecular cloud complex (see Odaka et al. 2011). But recent observations of Sgr B2 with *Chandra* suggest that the overall emission of the complex at 6.4 keV is in fact composed of small structures that have constantly changed shape over time (Terrier et al., in prep.).

Together with the nondetection of time variability, the poor correlation of the spatial distribution of the 6.4 keV line emission with that of the molecular gas also argues against any origin of the Fe line in the Arches cluster region related to Sgr A*

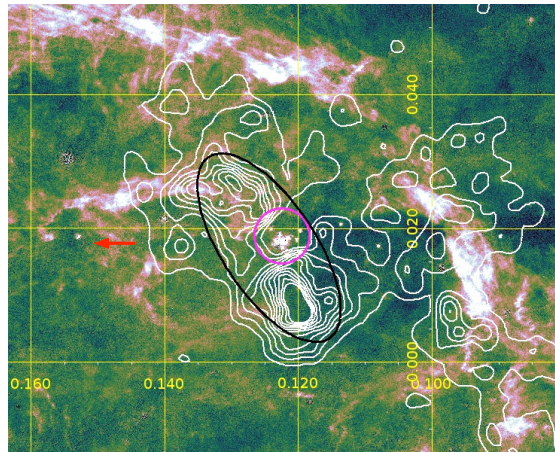


Fig. 15. *XMM-Newton*/EPIC continuum-subtracted 6.4-keV line intensity contours (linearly spaced between 3×10^{-8} and 1.8×10^{-7} photons $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$) overlaid with an *HST*/NICMOS map in the H Paschen- α line (Wang et al. 2010; Dong et al. 2011). The axes of the map indicate Galactic coordinates in degrees. The black ellipse and the magenta circle show the two regions used for spectral extraction (see Fig. 10). The red arrow illustrates the observed proper motion of the Arches cluster, which is almost parallel to the Galactic plane (Stolte et al. 2008; Clarkson et al. 2012). North is up and east to the left.

(Wang et al. 2006). Lang et al. (2001, 2002) studied the position of the molecular clouds in the vicinity of the cluster by combining CS(2–1) observations with H92 α recombination line data. The latter were used to trace the Arched filaments H regions, which are thought to be located at edges of molecular clouds photoionized by the adjacent star cluster. Lang et al. (2001, 2002) show that the molecular material in this region has a finger-like distribution and that the cluster is located in the midst of the so-called “ -30 km s^{-1} cloud” complex, which extends over a region of ~ 20 pc diameter (see also Serabyn & Güsten 1987).

Figure 15 compares the distribution of the 6.4 keV line emission around the star cluster with a high-resolution image in the hydrogen Paschen- α ($P\alpha$) line recently obtained with the *Hubble* Space Telescope/NICMOS instrument (Wang et al. 2010; Dong et al. 2011). The $P\alpha$ line emission is a sensitive tracer of massive stars – the Arches cluster is clearly visible in this figure at Galactic coordinates $(\ell, b) \approx (0.122^\circ, 0.018^\circ)$ – and of warm interstellar gas photoionized by radiation from these stars. The main diffuse $P\alpha$ -emitting features in Fig. 15 are the three easternmost Arched filaments: E1 (at $0.13^\circ \lesssim \ell \lesssim 0.15^\circ$ and $b \sim 0.025^\circ$), E2 (at $b \gtrsim 0.04^\circ$), and G0.10+0.02 (running from $(\ell, b) \sim (0.09^\circ, 0.006^\circ)$ to $(0.1^\circ, 0.025^\circ)$; see also Lang et al. 2002). The 6.4 keV line emission is not well correlated with the Arched filaments. The most prominent structure at 6.4 keV is concentrated in a region of only a few pc^2 surrounding the star cluster, much smaller than the spatial extent of the -30 km s^{-1} cloud complex. The origin of the faint Fe K emission at $(\ell, b) \sim (0.10^\circ, 0.02^\circ)$ is discussed in the next section. This strongly suggests that the origin of the bright nonthermal X-ray radiation is related to the cluster itself and not to a distant source such as Sgr A*.

Assuming that the nonthermal emission from the cloud region is produced by a hard X-ray photoionization source located in the Arches cluster, the 4–12 keV source luminosity required to produce the observed 6.4 keV line flux can be estimated from

Sunyaev & Churazov (1998):

$$L_X \sim 10^{36} \text{ erg s}^{-1} \times \left(\frac{F_{6.4 \text{ keV}}}{8.7 \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}} \right) \times \left(\frac{Z}{Z_\odot} \right)^{-1} \left(\frac{N_H^C}{10^{23} \text{ cm}^{-2}} \right)^{-1} \left(\frac{\Omega}{0.1} \right)^{-1}, \quad (2)$$

where the distance to the GC is again assumed to be 8 kpc. Here, $F_{6.4 \text{ keV}}$ is the measured 6.4 keV line flux (Table 3), N_H^C is the column density of the line-emitting cloud, and Ω the fractional solid angle that the cloud subtends at the X-ray source. This quantity is called the covering factor in, e.g., Yaqoob et al. (2010). In comparison, the unabsorbed luminosity of the cluster that we measured from the time-averaged *XMM-Newton* spectra is $L_X(4\text{--}12 \text{ keV}) \approx 5 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$. Capelli et al. (2011a) recently detected a 70% increase in the X-ray emission of the Arches cluster in March/April 2007. However, the observed X-ray luminosity of the cluster is about two orders of magnitude short of what is required for the fluorescence interpretation.

An alternative hypothesis is that the 6.4 keV line is produced by a transient photoionization source that was in a long-lasting (>8.5 years) bright state at $L_X \sim 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ before a space telescope was able to detect it. No such source was detected with the *Einstein* observatory in 1979 (Watson et al. 1981) and with subsequent X-ray observatories as well, which imposes a minimum distance of $\sim 4.6 \text{ pc}$ between the cloud emitting at 6.4 keV and the putative transient X-ray source. This distance is increased to $\sim 9.2 \text{ pc}$ if the cloud and the source are assumed to be at the same line-of-sight distance from the Earth. Furthermore, except for the extraordinarily long outburst of GRS 1915+105, which is predicted to last at least $\sim 20 \pm 5 \text{ yr}$ (Deegan et al. 2009), the outburst duration of transient X-ray sources is generally much shorter than 8.5 years (see Degenaar et al. 2012). We also note that the Arches cluster is probably too young ($t \sim 2.5 \text{ yr}$; Najarro et al. 2004) for an X-ray binary system to have formed within it.

Thus, the 6.4 keV line emission arising from the vicinity of the Arches cluster is unlikely to result from photoionization and is most probably produced by CR impact. We have shown that the measured slope of the nonthermal power-law continuum ($\Gamma = 1.6_{-0.2}^{+0.3}$) and the EW of the 6.4 keV line from this region ($EW_{6.4 \text{ keV}} = 1.2 \pm 0.2 \text{ keV}$) are consistent with the predictions of the LECR ion model. On the other hand, LECR electrons cannot satisfactorily account for this emission, because it would require too high metallicity of the ambient gas ($Z > 3.1 Z_\odot$) and too low minimum energy $E_{\text{min}} < 41 \text{ keV}$ (Table 4). It is indeed unlikely that quasi-thermal electrons of such low energies can escape their acceleration region and penetrate a neutral or weakly ionized medium to produce the 6.4 keV line. We thus conclude that the 6.4 keV line emission from the cloud region is most likely produced by LECR ions.

6.2.2. Are there other processes of production of the 6.4 keV line at work in the Arches cluster region?

A relatively weak line at 6.4 keV is also detected in the spectrum of the X-ray emission from the star cluster. The low EW of this line ($EW_{6.4 \text{ keV}} = 0.4 \pm 0.1 \text{ keV}$) may suggest that this radiation is produced by LECR electrons accelerated within the cluster. The existence of a fast electron population there is supported by the detection with the VLA of diffuse nonthermal radio continuum emission (Yusef-Zadeh et al. 2003). The nonthermal electrons are thought to be produced by diffuse shock acceleration in colliding wind shocks of the cluster flow.

It is, however, more likely that the 6.4 keV line detected from this region is produced in molecular gas along the line of sight outside the star cluster. In the *Chandra*/ACIS 6.4 keV line image of the Arches cluster region, the bow shock-like structure observed in the neutral or low-ionization Fe $K\alpha$ line covers the position of the star cluster (Wang et al. 2006). The 6.4 keV line emission from the region ‘‘Cluster’’ is not observed in the present map (Figs. 10 and 15), because it has been artificially removed in the process of subtraction of the continuum under the line (see Sect. 5.2). Lang et al. (2002) find evidence of molecular gas lying just in front of the ionized gas associated with the most eastern Arched filament (E1) close to the cluster sight line. According to the geometric arrangement of the $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$ clouds proposed by these authors, it is likely that the cluster is presently interacting with this foreground molecular gas. From the gradient of visual extinction detected by Stolte et al. (2002) over a field of $40'' \times 40''$ around the star cluster, $9 < \Delta A_V < 15 \text{ mag}$, the H column density of this cloud along the line of sight can be estimated as $N_H^C \gtrsim 3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. The calculations of the present paper show that LECR ions can produce a significant 6.4 keV Fe $K\alpha$ line emission in such a cloud (Sect. 2), especially in the case of strong particle diffusion for which the CR path length Λ can be much higher than N_H^C (see Appendix A). It is thus likely that the weak nonthermal X-ray emission detected in the cluster spectrum has the same physical origin as the nonthermal emission from the cloud region.

Relatively faint, diffuse emission in the neutral or low-ionization Fe $K\alpha$ line is also detected to the west of the Arches cluster, from an extended region centered at $(\ell, b) \sim (0.1^\circ, 0.016^\circ)$ (see Fig. 15). Capelli et al. (2011b) found the light curve of the 6.4 keV line flux from this region (labelled ‘‘SN’’ by these authors) to be constant over the 8-year observation time. With a measured proper motion of $\sim 4.5 \text{ mas yr}^{-1}$ almost parallel to the Galactic plane and towards increasing longitude (Stolte et al. 2008; Clarkson et al. 2012), the Arches cluster was located within this region of the sky $\sim 2 \times 10^4$ years ago. It is therefore conceivable that this emission is also due to LECR ions that were accelerated within or close to the cluster at that time. That the nonthermal X-ray emission is still visible today would then indicate that the fast ions have propagated since then in a medium of mean density $n_H \lesssim 10^3 \text{ cm}^{-3}$. Indeed most of the 6.4 keV line emission from LECR ions is produced by protons of kinetic energies $< 200 \text{ MeV}$ (see Fig. 5b) and the slowing-down time of 200-MeV protons in $n_H = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ is $\sim 2 \times 10^4$ years.

Capelli et al. (2011b) also considered a large region of 6.4 keV line emission located at $(\ell, b) \sim (0.11^\circ, 0.075^\circ)$ (see Fig. 10, left panel). They measured a fast variability of the neutral or low-ionization Fe $K\alpha$ line from this region and suggest that it could result from the illumination of a molecular cloud by a nearby transient X-ray source. The X-ray emission from this region is not studied in the present paper.

7. Origin of the LECR ion population

Two sites of particle acceleration in the Arches cluster region have been proposed. As already mentioned, Yusef-Zadeh et al. (2003) report evidence of diffuse nonthermal radio synchrotron emission from the cluster and suggest that the emitting relativistic electrons are accelerated by diffuse shock acceleration in the colliding stellar winds of the cluster flow. Another scenario is proposed by Wang et al. (2006), who suggest that the 6.4 keV line emission from this region comes from LECR electrons produced in a bow shock resulting from an ongoing supersonic

collision between the star cluster and an adjacent molecular cloud. Both processes could also produce LECR ions.

Since the work of Wang et al. (2006), the apparent proper motion of the Arches cluster in the plane of the sky has been observed with Keck laser-guide star adaptive optics (Stolte et al. 2008; Clarkson et al. 2012). The direction of motion of the cluster stars relative to the field population is represented by the arrow in Fig. 15. The 6.4 keV line emission close to the cluster shows two bright knots connected by a faint bridge to the east of the cluster, i.e. ahead of the moving stars (Fig. 15). The overall structure indeed suggests a bow shock. However, the Fe K line intensity scales as the product of the density of cosmic rays and that of the ambient medium around the cluster, which is probably highly inhomogeneous. A clear bow shock shape is therefore not to be expected. In fact, the 6.4 keV map from this region may also be explained by LECR ions escaping from the cluster and interacting with adjacent molecular gas. Thus, the morphology of the bright structure at 6.4 keV does not allow us to favor one of the two proposed sites for the production of fast ions. But more information can be obtained by studying the CR power required to explain the X-ray emission (Sect. 7.1), as well as the accelerated particle composition (Sect. 7.2).

7.1. CR spectrum and energetics

Whether the main source of LECR ions in the Arches cluster region is the cluster bow shock or colliding stellar winds within the cluster flow, the nonthermal particles are likely to be produced by the diffusive shock acceleration (DSA) process. The nonthermal particle energy distribution resulting from this process can be written for linear acceleration as (e.g. Jones & Ellison 1991)

$$\frac{dQ_{\text{DSA}}}{dt}(E) \propto \frac{p^{-s_{\text{DSA}}}}{v}, \quad (3)$$

where p and v are the particle momentum and velocity, respectively, and

$$s_{\text{DSA}} = \frac{3\gamma_g - 1 + 4M_S^{-2}}{2 - 2M_S^{-2}}. \quad (4)$$

Here, γ_g is the adiabatic index of the thermal gas upstream the shock front ($\gamma_g = 5/3$ for an ideal nonrelativistic gas) and $M_S = V_s/c_s$ is the upstream sonic Mach number of the shock, whose velocity is V_s . The sound velocity in the upstream gas is

$$c_s = \left(\frac{\gamma_g kT}{\mu m_H} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

where k is the Boltzmann constant, T the gas temperature and μm_H the mean particle mass. In an interstellar molecular gas of temperature $T = 100$ K, $c_s \approx 0.8$ km s⁻¹. For a strong shock verifying $V_s \gg c_s$, we find from Eq. (4) $s_{\text{DSA}} \approx 2$, such that the particle spectrum in the nonrelativistic domain is a power law in kinetic energy of index $s \approx 1.5$ (see Eq. (3)). Nonlinear effects due to the modification of the shock structure induced by the back-reaction of accelerated ions can slightly steepen the LECR spectrum, such that typically $1.5 < s < 2$ (Berezhko & Ellison 1999). The slope of the CR source spectrum that we derived from the X-ray spectral analysis, $s = 1.9_{-0.6}^{+0.5}$ (see Table 4), is consistent with this theory.

The total power acquired by LECR ions in the cloud region can be estimated from the best-fit normalization of the nonthermal X-ray component (N_{LECR} , see Table 4). We find that the power injected by fast primary protons of energies between

$E_{\text{min}} = 10$ MeV and $E_{\text{max}} = 1$ GeV in the X-ray emitting region is $(4.3_{-0.2}^{+0.5}) \times 10^{38}$ erg s⁻¹ (still assuming a distance to the GC of 8 kpc). Taking the uncertainty in E_{min} into account changes the proton power to $(0.2-1) \times 10^{39}$ erg s⁻¹ (see Sect. 5.5). By integration of the CR source spectrum, we find that about 30–60% more power is contained in suprathermal protons with $E < E_{\text{min}}$, which, by assumption, do not penetrate dense regions of nonthermal X-ray production. Considering the accelerated α -particles with $C_\alpha/C_p \approx 0.1$ adds another factor of 40%. The required total CR power finally amounts to $(0.5-1.8) \times 10^{39}$ erg s⁻¹.

7.1.1. Mechanical power available from massive star winds

The total mechanical power contained in the fast winds from massive stars of the cluster can be estimated from near infrared and radio data. Using such observations, Rockefeller et al. (2005) modeled the diffuse thermal X-ray emission from the cluster with 42 stellar wind sources with mass-loss rates in the range $(0.3-17) \times 10^{-5} M_\odot$ yr⁻¹ and a terminal wind velocity of 1000 km s⁻¹. The total mechanical power contained in these 42 sources is 4×10^{38} erg s⁻¹. Of course, only a fraction of this energy reservoir can be converted to CR kinetic energy. We also note that LECR ions produced in the cluster are likely to diffuse away isotropically, such that those interacting with an adjacent molecular cloud emitting at 6.4 keV would probably represent a minority. Thus, the cluster wind is likely not powerful enough to explain the intensity of the nonthermal X-ray emission.

7.1.2. Mechanical power available from the Arches cluster proper motion

The proper motion of the Arches cluster relative to the field star population has recently been measured to be 172 ± 15 km s⁻¹ (Stolte et al. 2008; Clarkson et al. 2012). The cluster is also moving away from the Sun, with a heliocentric line-of-sight velocity of $+95 \pm 8$ km s⁻¹ (Figer et al. 2002). The resulting three-dimensional space velocity is $V_* \approx 196$ km s⁻¹. To model the form of the bow shock resulting from this supersonic motion, we approximate the cluster as a point source object that loses mass at a rate $\dot{M}_W = 10^{-3} M_\odot$ yr⁻¹ through a wind of terminal velocity $V_W = 1000$ km s⁻¹ (see Rockefeller et al. 2005). The shape of the bow shock is determined by the balance between the ram pressure of the cluster wind and the ram pressure of the ongoing ISM gas. The pressure equilibrium is reached in the cluster direction of motion at the so-called standoff distance from the cluster (see, e.g., Wilkin 1996)

$$R_{\text{bs}} = \left(\frac{\dot{M}_W V_W}{4\pi\rho_{\text{IC}} V_*^2} \right)^{0.5} = 2.4 \text{ pc}, \quad (6)$$

where $\rho_{\text{IC}} \approx 1.4m_p n_{\text{IC}}$ is the mass density of the local ISM. Here, we assume that since the birth of the cluster ~ 2.5 Myr ago (Figer et al. 2002; Najarro et al. 2004), the bow shock has propagated most of the time in an intercloud medium of mean H density $n_{\text{IC}} \sim 10$ cm⁻³ (see Launhardt et al. 2002, for a description of the large-scale ISM in the GC region).

The circular area of a bow shock projected on a plane perpendicular to the direction of motion is $A_{\text{bs}} \sim 10\pi R_{\text{bs}}^2$ (see Wilkin 1996). Thus, the mechanical power processed by the cluster bow shock while propagating in the intercloud medium is $P_{\text{IC}} = 0.5\rho_{\text{IC}} V_*^3 A_{\text{bs}} \sim 1.5 \times 10^{38}$ erg s⁻¹. In comparison, the steady state, mechanical power supplied by supernovae in the inner ~ 200 pc of the Galaxy is $\sim 1.3 \times 10^{40}$ erg s⁻¹ (Crocker et al. 2011). LECRs continuously accelerated out of

the intercloud medium at the Arches cluster bow shock possibly contribute $\sim 1\%$ of the steady-state CR power in the GC region (assuming the same acceleration efficiency as in supernova remnants).

The initial total kinetic energy of the cluster motion is $0.5M_*V_*^2 \sim 1.9 \times 10^{52}$ erg, where $M_* \sim 5 \times 10^4 M_\odot$ is the cluster initial total mass (Harfst et al. 2010). This energy would be dissipated in ~ 4 Myr according to our estimate of P_{IC} .

Most of the interstellar gas mass in the Galactic nuclear bulge is contained in dense molecular clouds with average H densities of $n_{MC} \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and a volume filling factor of a few percent (Launhardt et al. 2002). In the region where the Arches cluster is presently located, the volume filling factor of dense molecular gas is even ≥ 0.3 (Serabyn & Güsten 1987). Thus, the probability of a collision between the cluster bow shock and a molecular cloud is strong. The evidence that the cluster is presently interacting with a molecular cloud has already been discussed by Figer et al. (2002) and Wang et al. (2006). This molecular cloud was identified as “Peak 2” in the CS map of Serabyn & Güsten (1987), who estimated its mass to be $M_{MC} = (6 \pm 3) \times 10^4 M_\odot$ and mean H density as $n_{MC} = (2 \pm 1) \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. The corresponding diameter for a spherical cloud is $d_{MC} \sim 5.5$ pc or $2.4'$ at a distance of 8 kpc, which is consistent with the apparent size of the cloud (Serabyn & Güsten 1987).

The total kinetic power processed in this collision is given by

$$P_{MC} = \frac{1}{2}\rho_{MC}(V_* + V_{MC})^2 A_C, \quad (7)$$

where $\rho_{MC} \cong 1.4m_p n_{MC}$, V_{MC} is the velocity of the molecular cloud projected onto the direction of motion of the Arches cluster, and A_C the area of the contact surface between the “Peak 2” cloud and the bow shock. The latter quantity is not well known. We assume that it is equal to the area of the large region around the cluster emitting in the 6.4 keV line (i.e., the region labeled “Cloud” in Fig. 10 and Table 2): $A_C = 7 \text{ pc}^2$.

The cloud-projected velocity V_{MC} obviously depends on the orbital path of the molecular cloud about the GC. By studying the velocity field of the molecular gas around the Arches cluster, Lang et al. (2001, 2002) obtained constraints on the trajectory of the -30 km s^{-1} clouds. They find that the cloud complex likely resides on the far side of the GC, either on a x_2 orbit (a noncircular orbit family set up in response to the Galaxy’s stellar bar) or on a trajectory directed towards Sgr A* (the cloud complex would then be radially infalling into the supermassive black hole) or perhaps on a trajectory midway between the two situations. If the “Peak 2” cloud resides on an x_2 orbit in the back of the Galaxy, the collision of this cloud with the Arches cluster is almost frontal (see Stolte et al. 2008; Clarkson et al. 2012), and V_{MC} is close to the x_2 orbital speed $v_{orb} \sim 80 \text{ km s}^{-1}$ (see, e.g., Molinari et al. 2011). But if the cloud is radially infalling towards the supermassive black hole, given the radial velocity of the cloud ($v_{rad} \approx -30 \text{ km s}^{-1}$) and the radial and transverse velocity components of the Arches cluster ($v_{rad} \approx +95 \text{ km s}^{-1}$ and $v_{trans} \approx +172 \text{ km s}^{-1}$ directed towards positive longitude; see Clarkson et al. 2012), one finds that $V_{MC} \sim 20 \text{ km s}^{-1}$. Thus, depending on the exact cloud trajectory $V_{MC} \approx 50 \pm 30 \text{ km s}^{-1}$, which, together with $V_* \approx 196 \text{ km s}^{-1}$, gives $P_{MC} \sim 2.3 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ from Eq. (7).

In comparison, the CR power needed to explain the X-ray observations is $dW/dt = (0.5\text{--}1.8) \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$, such that the required particle acceleration efficiency in the bow shock system amounts to a few percent. This is a typical efficiency in the DSA theory and in the phenomenology of the acceleration

of the Galactic CRs in supernova remnant shocks, as well (see, e.g., Tatischeff 2008, and references therein). However, a detailed study of the particle acceleration process at work in this peculiar shock system would go beyond the scope of this paper.

The collision kinetic power estimated above is comparable to the steady-state, mechanical power due to supernovae in the inner Galaxy, $\sim 1.3 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ (Crocker et al. 2011). But the typical time duration of a collision between the Arches cluster bow shock and a molecular cloud is expected to be only $\sim 3 \times 10^4$ yr, assuming that the size $d_{MC} \sim 5.5$ pc is typical of the highly-fragmented dense molecular gas of the GC region. The mechanical energy released in such a collision is then $\sim 10^{52}$ erg, i.e. comparable to the cluster initial total kinetic energy. Thus, the cluster bow shock very likely has collided no more than once with a molecular cloud since the cluster birth ~ 2.5 Myr ago. Such a collision can briefly release in the ISM a power in LECRs comparable to the steady-state CR power supplied by supernovae in the GC region (Crocker et al. 2011).

The ISM volume swept up by the Arches cluster bow shock since the cluster birth can be estimated as

$$V_{bs} = A_{bs}V_*t_* \sim 9 \times 10^4 \text{ pc}^3, \quad (8)$$

where $t_* = 2.5$ Myr is the estimated cluster age. This volume represents less than 1% of the total volume of the Galactic nuclear bulge, $V_{NB} \sim 1.5 \times 10^7 \text{ pc}^3$. In comparison, the volume filling factor of dense molecular cloud in the inner ~ 230 pc of the Galaxy is a few percent (Launhardt et al. 2002). It is thus likely that the star cluster did not experience any interaction with a molecular cloud before the one with the “Peak 2” cloud that is presently observed.

Simulated orbits of the Arches cluster about the GC suggest that the cluster formed in the front of the Galaxy near an x_2 orbit (Stolte et al. 2008). That the Arches cluster presently interacts with a molecular cloud located behind the GC shows that the cluster’s orbit is retrograde to the general motion of stars and gas clouds in the bar potential (see Fig. 8 of Stolte et al. 2008). According to the simulation of possible orbits, the cluster has performed about half a revolution around the GC since its formation, which may have brought it near the far side of the elliptical ring of dense molecular clouds recently studied with the *Herschel* satellite (Molinari et al. 2011). In this environment, the probability of a collision between the cluster and a molecular cloud has become strong.

7.2. Accelerated ion composition

Fast C and heavier ions can emit very broad X-ray lines resulting from 2p to 1s ($K\alpha$) and 3p to 1s ($K\beta$) in-flight transitions. The 2p and 3p orbital states can be populated either by electron capture from ambient atoms (i.e. charge exchange) or by excitation of 1s electrons for fast ions having one or two electrons. To study the composition of the energetic ions accelerated near the Arches cluster, we developed new LECR ion models that include the line emission of fast C, N, O, Ne, Mg, Si, S, and Fe. We used the tables of K X-ray differential multiplicities, dM_i^{Kk}/dE , given in Tatischeff et al. (1998). This quantity is defined as the number of photons emitted in the Kk line by the projectile i as it slows down over the differential kinetic energy interval dE , owing to interactions with all the constituents of the ambient medium. In the adopted steady-state, slab interaction model, the X-ray line production rate is then simply given by

$$\frac{dQ_i^{Kk}}{dt}(E_X) = \int_0^\infty \frac{dM_i^{Kk}}{dE}(E_X, E)dE \int_E^{E_\Lambda(E)} \frac{dQ_i}{dt}(E')dE'. \quad (9)$$

The energy of the emitted X-rays depends on both the velocity and spatial distributions of the fast ions through the usual Doppler formula. We assumed isotropic propagation of the LECRs in the interaction region, which leads to a maximum broadening of the lines.

We note that the calculations of Tatischeff et al. (1998) were done for an ambient medium of solar composition. Nevertheless, their multiplicity results can be used in good approximation for a medium of order twice solar metallicity, since it was found that most of the line emission from the fast ions is produced by interactions with ambient H and He.

We first developed an X-ray production model in which the abundances of the heavy ions are in solar proportions relative to each other, but can vary with respect to H and He, that is (see also Eq. (A.7))

$$\frac{C_i}{C_p} = f_{\text{met}} \left(\frac{C_i}{C_p} \right)_{\odot} \quad (10)$$

The parameter f_{met} adds to the spectral index s and the metallicity of the ambient medium Z as a free parameter of the model. But here, we fixed $E_{\text{min}} = 10$ MeV and $\Lambda = 5 \times 10^{24}$ cm⁻², as in Sect. 5.2. The resulting model was made readable in XSPEC and then used to fit the *XMM-Newton* spectra extracted from the cloud region. As before, we chose to fit to the data the global XSPEC model WABS*(APEC + LECR*i*). The best fit was obtained for $f_{\text{met}} = 3.9^{+11.3}_{-3.9}$. The corresponding χ^2 and best-fit values of the other parameters are nearly the same as in Table 4, in particular with $Z/Z_{\odot} = 1.7 \pm 0.2$ and $s = 2.0^{+0.8}_{-0.7}$. The obtained limit at the 90% confidence level $f_{\text{met}} < 15.2$ shows that the heavy ion abundance is not well constrained by this model.

Figure 16a shows calculated X-ray spectra for the solar system composition with $f_{\text{met}} = 1$ and 10. We see that intense broad lines can be emitted below 1 keV from X-ray transitions in fast C, N, and O. But this line emission cannot be observed from sources in the GC region, because of the strong interstellar photoelectric absorption along the line of sight. With $N_{\text{H}} \approx 10^{23}$ H cm⁻² (Table 4), the main constraint on the accelerated particle composition is provided by a very broad line feature between ~ 5.5 and 9 keV owing to de-excitations in fast Fe. This emission is produced by Fe ions of energies between ~ 5 and 20 MeV nucleon⁻¹ (Tatischeff et al. 1998).

In a second model, we assumed that the fast metals have the composition as the current epoch Galactic CRs at their sources. We obtained the CR source (CRS) composition by taking the heavy ion abundances relative to O given by Engelmann et al. (1990) and using the abundance ratios $C_{\alpha}/C_{\text{O}} = 19$ and $C_{\text{p}}/C_{\alpha} = 15$ recommended by Meyer et al. (1997). The resulting CRS composition is consistent with the recent theoretical works of Putze et al. (2011). The Fe abundance in the CRS composition is $C_{\text{Fe}}/C_{\text{p}} = 6.72 \times 10^{-4}$, which is 19 times higher than the one in the solar system composition, $(C_{\text{Fe}}/C_{\text{p}})_{\odot} = 3.45 \times 10^{-5}$ (Lodders et al. 2003). The best fit of this model to the X-ray spectra of the cloud region was obtained for $f_{\text{met}} = 0.11^{+0.60}_{-0.11}$ (i.e. $f_{\text{met}} < 0.71$ at the 90% confidence level), consistent with the higher abundance of Fe in the CRS composition. X-ray spectra calculated for this composition are shown in Fig. 16b.

The main outputs of this analysis are the nondetection in the X-ray spectra of the cloud region of a significant excess emission from fast Fe and the implication that $C_{\text{Fe}}/C_{\text{p}} \lesssim 5 \times 10^{-4}$. This result by itself does not provide strong support for one or the other possible site of acceleration of the LECR ions in the Arches cluster region. Indeed, with the best-fit metallicity $Z/Z_{\odot} = 1.7 \pm 0.2$, the Fe abundance in the local molecular cloud

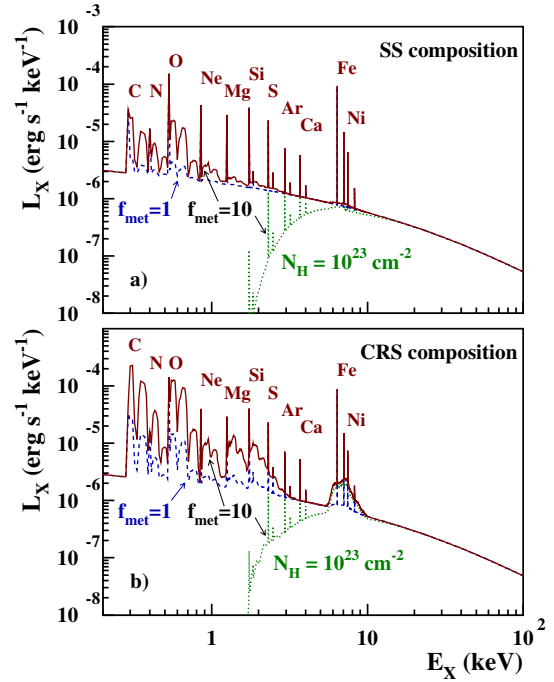


Fig. 16. Calculated X-ray emission produced by LECR ions with the spectral parameters $s = 1.9$, $E_{\text{min}} = 10$ MeV nucleon⁻¹, and the escape path length $\Lambda = 5 \times 10^{24}$ cm⁻², interacting in a gas cloud of metallicity $Z = 1.7 Z_{\odot}$ (as obtained in Sect. 5). In panel a) the abundances of the accelerated heavy ions are in solar proportion, but with a metallicity enhancement factor relative to the solar system (SS) composition (see text) $f_{\text{met}} = 1$ (dashed curve) and $f_{\text{met}} = 10$ (solid and dotted curves). Panel b) same but for the CRS composition (see text). The dotted curves show the effect of photoelectric absorption on the X-ray spectra for a H column density of 10^{23} cm⁻².

is $a_{\text{Fe}} = Z/Z_{\odot} (a_{\text{Fe}})_{\odot} \approx 5.9 \times 10^{-5}$, which is well below the upper limit obtained above. The Fe abundance can be slightly higher in the wind material expelled by the massive stars of the Arches cluster. According to Parizot et al. (1997), one expects in the average composition of the winds from OB associations in the inner Galaxy $a_{\text{Fe}} = 1.4 \times 10^{-4}$, which is still below the derived upper limit.

However, the Galactic CRS composition is best described in terms of a general enhancement of the refractory elements such as Fe relative to the volatile ones (Meyer et al. 1997). This selection effect is most likely related to the acceleration process at work in supernova remnant shock waves. Given the limit $f_{\text{met}} < 0.71$ that we obtained for the CRS composition, we conclude that this effect is weaker in the shock system associated with the Arches cluster proper motion, which according to the energetics arguments discussed in Sect. 6.2.2, is the most likely site of acceleration of the X-ray emitting LECR ions.

8. Cosmic-ray ionization rate

We estimated in Sect. 7.1 that a kinetic power of $(0.5\text{--}1.8) \times 10^{39}$ erg s⁻¹ is currently delivered by the Arches cluster bow shock system to LECR ions of energies < 1 GeV nucleon⁻¹. The power continuously deposited into the adjacent molecular cloud is lower than that, because of (i) the nonpenetration of CRs with $E < E_{\text{min}}$ into the interaction region and (ii) the escape from the cloud of the highest energy CRs. For $\Lambda = 5 \times 10^{24}$ cm⁻², protons of energies up to 180 MeV are stopped in the cloud, whereas those injected at higher energies do not virtually lose

energy in this medium. Taking these effects into account, we find that the power deposited by LECRs into the cloud amounts to $\dot{W}_d \sim 4 \times 10^{38}$ erg s⁻¹. The initial kinetic energy of the fast ions is essentially lost through ionization of the ambient gas and the corresponding ionization rate can be estimated to be

$$\zeta_H = \frac{1.4m_p \dot{W}_d}{\epsilon_i M_{MC}} \sim 10^{-13} \text{ H}^{-1} \text{ s}^{-1}, \quad (11)$$

where $\epsilon_i \approx 40$ eV is the mean energy required for a fast ion to produce a free electron in a neutral gas mixture of H₂ and He in cosmic proportion (Dalgarno et al. 1999) and $M_{MC} = (6 \pm 3) \times 10^4 M_\odot$ is the cloud mass (Serabyn & Güsten 1987). The mean ionization rate induced by LECRs in this molecular cloud is significantly higher than the mean ionization rate in the GC region, $\zeta_H \gtrsim 10^{-15} \text{ H}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (see Crocker et al. 2011, and references therein).

By integrating the differential equilibrium number of LECRs in the X-ray production region (see Eq. (A.1)), we find that the total kinetic energy contained in fast ions diffusing in the cloud is $E_{\text{tot}} \sim 4 \times 10^{48}$ erg. The corresponding mean energy density is $E_{\text{tot}}/V_{MC} \sim 1000$ eV cm⁻³ (here $V_{MC} = M_{MC}/(1.4n_{MC}m_p)$), which is about one thousand times higher than the Galactic CR energy density in the solar neighborhood. Thus, the molecular cloud irradiated by fast particles accelerated near the Arches cluster bow shock shows some similarities with the “extreme CR dominated regions” recently studied by Papadopoulos et al. (2011) in the context of starbursts. Following the works of these authors, LECRs could explain the high temperature of the “Peak 2” cloud measured by Serabyn & Güsten (1987): $T \gtrsim 100$ K.

9. Gamma-ray counterparts

Collisions of LECR ions with molecular cloud matter can lead to nuclear excitations of both ambient and accelerated heavy ions followed by emission of de-excitation γ -ray lines (Ramaty et al. 1979; Benhabiles-Mezhoud et al. 2011). We calculated the γ -ray line flux expected from the Arches cluster region using the same CR interaction model as before (see Appendix A), with $s = 1.9$, $E_{\text{min}} = 10$ MeV, $N_{\text{LECR}} = 5.6 \times 10^{-8}$ erg cm⁻² s⁻¹, $\Lambda = 5 \times 10^{24}$ cm⁻², and $Z/Z_\odot = 1.7$ (Table 4). The predicted flux is well below the sensitivity limit of the INTEGRAL observatory. For example, we obtain a flux of 2.3×10^{-8} ph cm⁻² s⁻¹ in the 4.44 MeV line from de-excitations of ambient ¹²C, whereas the sensitivity of the INTEGRAL spectrometer SPI for detection of a narrow line at this energy is $>10^{-5}$ ph cm⁻² s⁻¹.

Nuclear interactions of CR ions with ambient matter can also lead to high-energy γ -ray emission via the production and subsequent decay of π^0 mesons. We used the model of Dermer (1986) for this calculation, but multiplied the π^0 emissivity given by this author by a factor of 1.27 to be consistent with the local emissivity measured with the *Fermi* Gamma-ray Space Telescope (Abdo et al. 2009). The high-energy γ -ray flux strongly depends on the shape of the CR energy distribution, because the neutral pions are produced at significantly higher energies than the nonthermal X-rays. We first assumed a CR source spectrum of the form given by Eq. (3) for this calculation (i.e. resulting from the DSA process) with $s_{\text{DSA}} = 2s - 1 = 2.8$ and no high-energy cutoff. We then found that the Arches cluster region would emit a flux of 5.7×10^{-7} ph cm⁻² s⁻¹ in γ -rays of energies >300 MeV. Such high-energy emission would have probably been already detected by *Fermi*, since the predicted flux is ~ 1.75 times higher than the flux of the Galactic central source 1FGL J1745.6–2900 (Chernyakova et al. 2011). But an exponential cutoff in

the CR distribution can be expected either because of the finite size of the particle acceleration region near the cluster bow shock or the finite time available for particle acceleration. For example, with an exponential cutoff at 0.5 GeV nucleon⁻¹ (resp. 1 GeV nucleon⁻¹), the flux of γ -rays > 300 MeV would be reduced to 1.4×10^{-8} ph cm⁻² s⁻¹ (resp. 5.1×10^{-8} ph cm⁻² s⁻¹) without significantly changing the nonthermal X-ray production. The high-energy γ -ray emission from the Arches cluster region would then be undetectable with *Fermi*.

10. Summary

We have studied the production of nonthermal line and continuum X-rays by interaction of LECR electrons and ions with a neutral ambient medium in detail. We developed a steady-state, slab model in which accelerated particles penetrate at a constant rate a cloud of neutral gas, where they produce nonthermal X-rays by atomic collisions until they either stop or escape from the cloud. We examined the properties of the neutral Fe K α line excited by impacts of LECR electrons and ions. The predicted line EW and luminosity, as well as the slope of the underlying bremsstrahlung continuum, were presented as functions of the free parameters of the model. These results are intended to help observers study the potential role of LECRs for any 6.4 keV line emission and possibly decipher the nature of the nonthermal particles responsible for the line emission. In addition, we generated LECR electron and ion models that can be used in the XSPEC software for more quantitative comparison with data.

We showed, in particular, that the EW of the neutral Fe K α line excited by LECR electrons is generally expected to be lower than 1 keV, except if the metallicity of the ambient medium exceeds $\approx 2 Z_\odot$. But LECR ions with a relatively soft source spectrum can lead to a much larger EW. However, the production of 6.4 keV line photons by both LECR electrons and ions is relatively inefficient: the radiation yield $R_{6.4 \text{ keV}} = L_X(6.4 \text{ keV})/(dW/dt)$ is typically on the order of 10^{-6} , meaning that a high power in LECRs should generally be needed to produce an observable neutral Fe K α line.

We then employed the newly developed models to study the X-ray emission emanating from the Arches cluster region. We used all public *XMM-Newton* EPIC observations encompassing the studied region for our analysis. The main results of this analysis can be summarized as follows.

- The X-ray flux detected from the Arches cluster is dominated by the emission of an optically thin thermal plasma with a temperature $kT \sim 1.7$ keV. This component most likely arises from the thermalization of massive star winds that merge and expand together, plus the contribution of several colliding stellar wind binaries within the cluster.
- A second thermal plasma of lower temperature is required to explain the presence of He-like Si and S K α emission lines in the X-ray spectrum of the cluster. This component, which was not detected in previous X-ray observations, may be produced by a collection of individual massive stars.
- Bright 6.4 keV Fe K α line structures are observed around the Arches cluster. We found that the line flux from this region is consistent with its being constant over more than eight years of *XMM-Newton* repeated observations, in agreement with the recent works of Capelli et al. (2011b). This radiation is unlikely to result from the photoionization of a molecular cloud by a hard X-ray source. It is also probably not produced by LECR electrons, because it would require a metallicity of the ambient gas ($Z > 3.1 Z_\odot$) that is too high. On the

other hand, the X-ray emission observed around the cluster can be well-fitted with a model composed of an optically thin thermal plasma and a nonthermal component produced by LECR ions. The best-fit metallicity of the ambient medium found with this model is $Z/Z_{\odot} = 1.7 \pm 0.2$, and the best-fit CR source spectral index is $s = 1.9^{+0.5}_{-0.6}$.

- The required flux of LECR ions is likely to be produced by the diffusive shock acceleration process in the region of interaction of the Arches cluster and the adjacent molecular cloud identified as “Peak 2” in the CS map of Serabyn & Güsten (1987). We estimated that a total kinetic power of $\sim 2.3 \times 10^{40}$ erg s⁻¹ is currently processed in the ongoing supersonic collision between the star cluster and the molecular cloud emitting the 6.4 keV line. A particle acceleration efficiency of a few percent in the resulting bow shock system would produce enough CR power to explain the luminosity of the nonthermal X-ray emission.
- We developed LECR ion models that include the production of broad X-ray lines from fast C and heavier ions following electron captures from ambient atoms (i.e. charge exchanges) and atomic excitations. It allowed us to constrain the abundance of fast Fe ions relative to protons in the LECR ion population: $C_{\text{Fe}}/C_{\text{p}} \lesssim 5 \times 10^{-4}$. This limit is ~ 15 times higher than the Fe abundance in the solar system composition.
- The mean ionization rate induced by LECRs in the molecular cloud that is thought to presently interact with the Arches cluster is $\zeta_{\text{H}} \sim 10^{-13}$ H⁻¹ s⁻¹. The CR energy density in the interaction region is estimated to be ~ 1000 eV cm⁻³, which is about one thousand times higher than the Galactic CR energy density in the solar neighborhood.
- The high-energy γ -ray emission produced by hadronic collisions between CRs accelerated in the Arches cluster bow shock system and ambient material might be detected with the *Fermi* Gamma-ray Space Telescope. It crucially depends, however, on the unknown shape of the CR energy distribution above ~ 1 GeV nucleon⁻¹.

The nonthermal X-ray emission emanating from the Arches cluster region probably offers the best available signature currently for a source of low-energy hadronic cosmic rays in the Galaxy. Deeper observations of this region with X-ray telescopes would allow better characterization of the acceleration process and the effects of LECRs on the interstellar medium. The theory presented in this paper could also be useful for identifying new sources of LECRs in the Galaxy.

Acknowledgements. We would like to thank an anonymous referee for suggestions that helped improve the paper. G.M. acknowledges financial support from the CNES. This work uses observations performed with *XMM-Newton*, an ESA Science Mission with instruments and contributions directly funded by ESA member states and the USA (NASA).

References

Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, *ApJ*, 703, 1249
 Antokhin, I. I., Rauw, G., Vreux, J.-M., van der Hucht, K. A., & Brown, J. C. 2008, *A&A*, 477, 593
 Arnaud, M., Majerowicz, S., Lumb, D., et al. 2002, *A&A*, 390, 27
 Benhabiles-Mezhoud, H., Kiener, J., Thibaud, J.-P., et al. 2011, *Phys. Rev. C*, 83, 024603
 Berezhko, E. G., & Ellison, D. C. 1999, *ApJ*, 526, 385
 Berezhinskii, V. S., Bulanov, S. V., Dogiel, V. A., & Ptuskin, V. S. 1990, *Astrophysical Cosmic Rays*, ed. V. L. Ginzburg (North-Holland), Chap. 9
 Berger, M. J., & Seltzer, S. M. 1982, Stopping Powers and Ranges of Electrons and Positrons, National Bureau of Standards report: NBSIR 82-2550, US Dept. of Commerce, Washington, D.C. 20234

Berger, M. J., Coursey, J. S., Zucker, M. A., & Chang, J. 2005, ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions (version 1.2.3), <http://physics.nist.gov/Star>, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD
 Blumenthal, G. R., & Gould, R. J. 1970, *Rev. Mod. Phys.*, 42, 237
 Capelli, R., Warwick, R. S., Cappelluti, N., et al. 2011a, *A&A*, 525, L2
 Capelli, R., Warwick, R. S., Porquet, D., Gillessen, S., & Predehl, P. 2011b, *A&A*, 530, A38
 Cesarsky, C. J., & Volk, H. J. 1978, *A&A*, 70, 367
 Chernyakova, M., Malyshev, D., Aharonian, F. A., Crocker, R. M., & Jones, D. I. 2011, *ApJ*, 726, 60
 Chu, T. C., Ishii, K., Yamadera, A., Sebata, M., & Morita, S. 1981, *Phys. Rev. A*, 24, 1720
 Clarkson, W. I., Ghez, A. M., Morris, M. R., et al. 2012, *ApJ*, 751, 132
 Crocker, R. M., Jones, D. I., Aharonian, F., et al. 2011, *MNRAS*, 413, 763
 Culhane, J. L., Gabriel, A. H., Acton, L. W., et al. 1981, *ApJ*, 244, L141
 Dalgarno, A., Yan, M., & Liu, W. 1999, *ApJS*, 125, 237
 Deegan, P., Combet, C., & Wynn, G. A. 2009, *MNRAS*, 400, 1337
 Degenaar, N., Wijnands, R., Cackett, E. M., et al. 2012, *A&A*, 545, A49
 Dermer, C. D. 1986, *A&A*, 157, 223
 Dogiel, V., Cheng, K.-S., Chernyshov, D., et al. 2009, *PASJ*, 61, 901
 Dogiel, V., Chernyshov, D., Koyama, K., Nobukawa, M., & Cheng, K.-S. 2011, *PASJ*, 63, 535
 Dong, H., Wang, Q. D., Cotera, A., et al. 2011, *MNRAS*, 417, 114
 Engelmann, J. J., Ferrando, P., Soutoul, A., Goret, P., & Juliusson, E. 1990, *A&A*, 233, 96
 Figer, D. F., Najarro, F., Gilmore, D., et al. 2002, *ApJ*, 581, 258
 Fukazawa, Y., Hiragi, K., Mizuno, M., et al. 2011, *ApJ*, 727, 19
 Gabici, S., Aharonian, F. A., & Blasi, P. 2007, *Ap&SS*, 309, 365
 Garcia, J. D., Fortner, R. J., & Kavanagh, T. M. 1973, *Rev. Mod. Phys.*, 45, 111
 George, I. M., & Fabian, A. C. 1991, *MNRAS*, 249, 352
 Ghez, A. M., Salim, S., Weinberg, N. N., et al. 2008, *ApJ*, 689, 1044
 Giardino, G., Favata, F., Pillitteri, I., et al. 2007, *A&A*, 475, 891
 Güdel, M., & Nazé, Y. 2009, *A&ARv*, 17, 309
 Hamaguchi, K., Corcoran, M., Gull, T., et al. 2007, *ApJ*, 663, 522
 Harfst, S., Portegies Zwart, S., & Stolte, A. 2010, *MNRAS*, 409, 628
 Haug, E. 2003, *A&A*, 406, 31
 Hellier, C., & Mukai, K. 2004, *MNRAS*, 352, 1037
 Inui, T., Koyama, K., Matsumoto, H., & Tsuru, T. G. 2009, *PASJ*, 61, 241
 Jones, F. C., & Ellison, D. C. 1991, *Space Sci. Rev.*, 58, 259
 Kaastra, J. S., & Mewe, R. 1993, *A&AS*, 97, 443
 Kim, Y.-K., & Rudd, M. E. 1994, *Phys. Rev. A*, 50, 3954, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Ionization/index.html>
 Kim, Y.-K., Johnson, W. R., & Rudd, M. E. 2000a, *Phys. Rev. A*, 61, 034702
 Kim, Y.-K., Santos, J. P., & Parente, F. 2000b, *Phys. Rev. A*, 62, 052710
 Koch, H. W., & Motz, J. W. 1959, *Rev. Mod. Phys.*, 31, 920
 Koyama, K., Maeda, Y., Sonobe, T., et al. 1996, *PASJ*, 48, 249
 Kuntz, K. D., & Snowden, S. L. 2008, *A&A*, 478, 575
 Lang, C. C., Goss, W. M., & Morris, M. 2001, *AJ*, 121, 2681
 Lang, C. C., Goss, W. M., & Morris, M. 2002, *AJ*, 124, 2677
 Lapicki, G. 2008, *J. Phys. B At. Mol. Phys.*, 41, 115201
 Launhardt, R., Zylka, R., & Mezger, P. G. 2002, *A&A*, 384, 112
 Leahy, D. A., & Creighton, J. 1993, *MNRAS*, 263, 314
 Lodders, K. 2003, *ApJ*, 591, 1220
 Long, X., Liu, M., Ho, F., & Peng, X. 1990, *At. Data Nucl. Data Tables*, 45, 353
 Mateos, S., Saxton, R. D., Read, A. M., & Sembay, S. 2009, *A&A*, 496, 879
 Meyer, J.-P., Drury, L. O., & Ellison, D. C. 1997, *ApJ*, 487, 182
 Molinari, S., Bally, J., Noriega-Crespo, A., et al. 2011, *ApJ*, 735, L33
 Morrison, R., & McCammon, D. 1983, *ApJ*, 270, 119
 Muno, M. P., Baganoff, F. K., Brandt, W. N., Park, S., & Morris, M. R. 2007, *ApJ*, 656, L69
 Najarro, F., Figer, D. F., Hillier, D. J., & Kudritzki, R. P. 2004, *ApJ*, 611, L105
 Odaka, H., Aharonian, F., Watanabe, S., et al. 2011, *ApJ*, 740, 103
 Osten, R. A., Godet, O., Drake, S., et al. 2010, *ApJ*, 721, 785
 Papadopoulos, P. P., Thi, W.-F., Miniati, F., & Viti, S. 2011, *MNRAS*, 414, 1705
 Parizot, E., Cassé, M., & Vangioni-Flam, E. 1997, *A&A*, 328, 107
 Pia, M. G., Weidenspointner, G., Augelli, M., et al. 2009, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 56, 3614
 Ponti, G., Terrier, R., Goldwurm, A., Belanger, G., & Trap, G. 2010, *ApJ*, 714, 732
 Pratt, G., & Arnaud, M. 2003, *A&A*, 408, 11
 Pratt, G. W., Böhringer, H., Croston, J. H., et al. 2007, *A&A*, 461, 71
 Putze, A., Maurin, D., & Donato, F. 2011, *A&A*, 526, A101
 Quarles, C. A. 1976, *Phys. Rev. A*, 13, 1278
 Ramaty, R., Kozlovsky, B., & Lingenfelter, R. E. 1979, *ApJS*, 40, 487
 Revnivtsev, M. G., Churazov, E. M., Sazonov, S. Y., et al. 2004, *A&A*, 425, L49

- Revnivtsev, M., Sazonov, S., Churazov, E., et al. 2009, *Nature*, 458, 1142
- Rockefeller, G., Fryer, C. L., Melia, F., & Wang, Q. D. 2005, *ApJ*, 623, 171
- Salem, S. I., & Lee, P. L. 1976, *At. Data Nucl. Data Tables*, 45, 353
- Schlickeiser, R. 2002, *Cosmic ray astrophysics/Reinhard Schlickeiser, Astronomy and Astrophysics Library, Physics and Astronomy Online Library* (Berlin: Springer), ISBN 3-540-66465-3
- Serabyn, E., & Guesten, R. 1987, *A&A*, 184, 133
- Skilling, J., & Strong, A. W. 1976, *A&A*, 53, 253
- Smith, R. K., Brickhouse, N. S., Liedahl, D. A., & Raymond, J. C. 2001, *ApJ*, 556, L91
- Stolte, A., Grebel, E. K., Brandner, W., & Figer, D. F. 2002, *A&A*, 394, 459
- Stolte, A., Ghez, A. M., Morris, M., et al. 2008, *ApJ*, 675, 1278
- Strong, A. W., Moskalenko, I. V., & Reimer, O. 2000, *ApJ*, 537, 763
- Sunyaev, R., & Churazov, E. 1998, *MNRAS*, 297, 1279
- Sunyaev, R. A., Markevitch, M., & Pavlinsky, M. 1993, *ApJ*, 407, 606
- Takahashi, T., Mitsuda, K., Kelley, R., et al. 2010, *Proc. SPIE*, 7732, 27
- Tatischeff, V. 2003, *EAS Pub. Ser.*, 7, 79
- Tatischeff, V. 2008, in *Proc. of Supernovae: lights in the darkness (XXIII Trobades Científiques de la Mediterrania)*, PoS(028) [arXiv:0804.1004]
- Tatischeff, V., Ramaty, R., & Kozlovsky, B. 1998, *ApJ*, 504, 874
- Terrier, R., Ponti, G., Bélanger, G., et al. 2010, *ApJ*, 719, 143
- Torrejón, J. M., Schulz, N. S., Nowak, M. A., & Kallman, T. R. 2010, *ApJ*, 715, 947
- Tsujimoto, M., Feigelson, E. D., Grosso, N., et al. 2005, *ApJS*, 160, 503
- Tsujimoto, M., Hyodo, Y., & Koyama, K. 2007, *PASJ*, 59, 229
- Valinia, A., Tatischeff, V., Arnaud, K., Ebisawa, K., & Ramaty, R. 2000, *ApJ*, 543, 733
- Vink, J., Kaastra, J. S., & Bleeker, J. A. M. 1997, *A&A*, 328, 628
- Wang, Q. D., Dong, H., & Lang, C. 2006, *MNRAS*, 371, 38
- Wang, Q. D., Dong, H., Cotera, A., et al. 2010, *MNRAS*, 402, 895
- Watson, M. G., Willingale, R., Hertz, P., & Grindlay, J. E. 1981, *ApJ*, 250, 142
- Wilkin, F. P. 1996, *ApJ*, 459, L31
- Yaqoob, T., Murphy, K. D., Miller, L., & Turner, T. J. 2010, *MNRAS*, 401, 411
- Yusef-Zadeh, F., Law, C., & Wardle, M. 2002a, *ApJ*, 568, L121
- Yusef-Zadeh, F., Law, C., Wardle, M., et al. 2002b, *ApJ*, 570, 665
- Yusef-Zadeh, F., Nord, M., Wardle, M., et al. 2003, *ApJ*, 590, L103
- Yusef-Zadeh, F., Munro, M., Wardle, M., & Lis, D. C. 2007, *ApJ*, 656, 847
- Zarro, D. M., Dennis, B. R., & Slater, G. L. 1992, *ApJ*, 391, 865

Appendix A: Cosmic-ray interaction model

We consider a model in which low-energy cosmic rays (LECRs) are produced in an unspecified acceleration region and penetrate a nearby cloud of neutral gas at a constant rate (see Fig. A.1). The energetic particles can produce nonthermal X-rays by atomic collisions while they slow down by ionization and radiative energy losses in the dense cloud. We further assume that the LECRs that penetrate the cloud can escape from it after an energy-independent path length Λ , which is a free parameter of the model. The differential equilibrium number of primary CRs of type i (electrons, protons, or α particles) in the cloud is then given by

$$N_i(E) = \frac{1}{[dE/dt(E)]_i} \int_E^{E_\Lambda^i(E)} \frac{dQ_i}{dt}(E') dE', \quad (\text{A.1})$$

where (dQ_i/dt) is the differential rate of LECRs injected in the cloud, $[dE/dt(E)]_i$ is the CR energy loss rate, and the maximum energy $E_\Lambda^i(E)$ is related to the escape path length Λ (expressed in units of H atoms cm^{-2}) by

$$\Lambda = \int_E^{E_\Lambda^i(E)} \frac{dE'}{[dE/dN_H(E')]_i}, \quad (\text{A.2})$$

where

$$\left(\frac{dE}{dN_H}\right)_i = \frac{1}{v_i n_H} \left(\frac{dE}{dt}\right)_i \simeq m_p \left[\left(\frac{dE}{dx}\right)_{i,H} + 4 a_{\text{He}} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{i,\text{He}} \right]. \quad (\text{A.3})$$

Here, v_i is the particle velocity, n_H the mean number density of H atoms in the cloud, m_p the proton mass, $a_{\text{He}} = 0.0964$ the cosmic abundance of He relative to H (Lodders 2003), and $(dE/dx)_{i,H}$ and $(dE/dx)_{i,\text{He}}$ the CR stopping powers (in units of $\text{MeV g}^{-1} \text{cm}^2$) in ambient H and He, respectively. We used for electrons the stopping-power tables of Berger & Seltzer (1982) below 1 GeV and the relativistic formulae given by Schlickeiser (2002) above this energy. The stopping powers for protons and α -particles were extracted from the online databases PSTAR and ASTAR, respectively (Berger et al. 2005).

The process of CR transport in the cloud, which does not need to be specified in the above formalism, is nevertheless relevant to estimate the escape path length Λ from the cloud size. It is clear that if the cloud medium is not diffusive, because of, e.g., efficient ion-neutral damping of MHD waves, $\Lambda \sim n_H L_C$, where L_C is the characteristic size of the cloud. But otherwise, the escape path length, which can then be estimated as

$$\Lambda \sim \frac{L_C^2 v_i n_H}{6D}, \quad (\text{A.4})$$

can be much greater than the characteristic column density $N_H^C = n_H L_C$, depending on the diffusion coefficient D . For example, with the typical mean diffusion coefficient for the propagation of Galactic CR nuclei in the local interstellar magnetic field B (Berezinsky et al. 1990),

$$D \approx 10^{28} \beta \left(\frac{R_i}{1 \text{ GV}}\right)^{0.5} \left(\frac{B}{3 \mu\text{G}}\right)^{-0.5} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}, \quad (\text{A.5})$$

where $\beta = v_i/c$ and R_i is the particle rigidity, one gets from Eq. (A.4) for non-relativistic protons:

$$\Lambda \sim 5 \times 10^{24} \left(\frac{E}{50 \text{ MeV}}\right)^{-0.25} \times \left(\frac{N_H^C}{10^{23} \text{ cm}^{-2}}\right)^2 \left(\frac{n_H}{10^4 \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1} \left(\frac{B}{100 \mu\text{G}}\right)^{0.5} \text{ cm}^{-2}, \quad (\text{A.6})$$

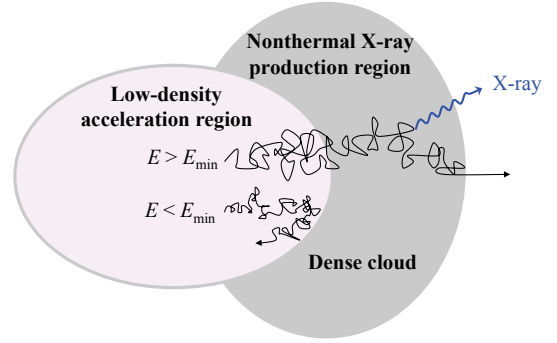


Fig. A.1. Schematic illustration of the cosmic-ray interaction model: fast particles produced in a low-density acceleration region can diffusively penetrate a denser cloud (if their kinetic energy is higher than a threshold energy E_{min}) and then produce nonthermal X-rays by atomic collisions.

where N_H^C , n_H and B are scaled to typical values for massive molecular clouds in the GC region.

For nonrelativistic particles diffusing in the cloud with a diffusion coefficient $D \propto \beta R_i^{s_D}$ typically with $0.3 < s_D < 0.5$, the escape path length estimated from Eq. (A.4) depends only mildly on energy as $\Lambda \propto E^{-s_D/2}$. However, we have adopted here a simple slab model with an energy-independent escape path length in order to limit the number of free parameters as much as possible.

The process of CR penetration into molecular clouds is not well known (see, e.g., Gabici et al. 2007, and references therein). The theoretical predictions range from almost-free penetration (e.g. Cesarsky & Völk 1978) to exclusion of CRs of kinetic energies up to tens of GeV (e.g. Skilling & Strong 1976). Here, for simplicity, we assume that CRs can freely penetrate the clouds if their kinetic energy is higher than a threshold energy E_{min} , which is another free parameter of the model. We further consider the differential rate of primary CRs that penetrate the non-thermal X-ray production region to be a power law in kinetic energy above E_{min} :

$$\frac{dQ_i}{dt}(E) = C_i E^{-s} \text{ for } E > E_{\text{min}}. \quad (\text{A.7})$$

The model finally has four free parameters that can be studied from spectral fitting of X-ray data (see Sect. 5): Λ , E_{min} , the power-law spectral index s , and the metallicity of the X-ray emitting cloud, Z . The X-ray spectral analysis also provides the CR spectrum normalization C_i , which allows one to estimate the power injected by the primary LECRs into the nonthermal X-ray production region:

$$\frac{dW_i}{dt} = \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} E' \frac{dQ_i}{dt}(E') dE'. \quad (\text{A.8})$$

In the following, the integration in the above equation is limited to $E_{\text{max}} = 1 \text{ GeV}$. Due to CR escape, the power continuously deposited by the fast particles inside the cloud should generally be lower than dW_i/dt .

Appendix B: X-rays from accelerated electron interactions

In the framework of the adopted steady-state, slab interaction model, the differential X-ray production rate from collisions of

accelerated electrons with the cloud constituents can be written as

$$\frac{dQ_X}{dt}(E_X) = n_H \sum_j a_j \int_0^\infty \frac{d\sigma_{ej}}{dE_X}(E_X, E) v_e(E) \times [N_{e,p}(E) + N_{e,s}(E)] dE, \quad (\text{B.1})$$

where a_j is the abundance of element j relative to H in the X-ray emitting cloud, $(d\sigma_{ej}/dE_X)$ is the differential X-ray production cross section for electron interaction with atoms j , and $N_{e,p}$ and $N_{e,s}$ are the differential equilibrium numbers of primary and secondary LECR electrons in the ambient medium, respectively.

B.1. Secondary electron production

Primary LECR electrons injected into an interstellar molecular cloud produce secondary electrons mainly from ionization of ambient H_2 molecules and He atoms. The corresponding differential production rate of knock-on electrons is given by

$$\frac{dQ_{e,s}}{dt}(E_s) = n_H \int_{2E_s}^\infty \left[0.5 \frac{d\sigma_{\text{H}_2}}{dE_s}(E_s, E_p) + a_{\text{He}} \frac{d\sigma_{\text{He}}}{dE_s}(E_s, E_p) \right] \times v_e(E_p) N_{e,p}(E_p) dE_p, \quad (\text{B.2})$$

where $(d\sigma_{\text{H}_2}/dE_s)$ and $(d\sigma_{\text{He}}/dE_s)$ are the H_2 and He differential ionization cross sections for the production of a secondary electron of energy E_s by impact of a primary electron of energy E_p . The lower limit of the integral is $2E_s$, because the primary electron is by convention the faster of the two electrons emerging from the collision. The maximum possible energy transfer is therefore $E_s = 0.5(E_p - B_j) \approx 0.5E_p$, where $B_{\text{H}_2} = 15.43$ eV and $B_{\text{He}} = 24.59$ eV are the electron binding energies of H_2 and He, respectively. This convention is consistent with the definition of the stopping powers used throughout this paper (see Eq. (A.3)), which also pertain to the outgoing electron of higher energy.

The differential ionization cross sections are calculated from the relativistic binary encounter dipole (RBED) theory (Kim et al. 1994, 2000b). This successful model combines the binary-encounter theory for hard collisions with the dipole interaction of the Bethe theory for fast incident electrons. For the differential oscillator strengths, we use the analytic fits provided by Kim et al. (1994) for H_2 and Kim et al. (2000a) for He. For the average orbital kinetic energy of the target electrons, we take $U_{\text{H}_2} = 15.98$ eV and $U_{\text{He}} = 39.51$ eV.

By inserting Eq. (A.1) into Eq. (B.2) and using for the electron energy loss rate the expression given in Eq. (A.3), we see that the secondary electron production rate does not depend on the absolute density of H atoms in the ambient medium (n_H). This comment also applies to the X-ray production rate, which only depends on the relative abundances a_j (see Eq. (B.1)). This important property of the adopted steady-state, slab model will allow us to estimate unambiguously the cosmic-ray power dW_i/dt (Eq. (A.8)) from the measured X-ray flux.

Calculated differential production rates of primary and knock-on electrons are shown in Fig. B.1. Also shown is the corresponding steady-state differential number of secondary electrons in the ambient medium, $N_{e,s}$. We calculated the latter from Eqs. (A.1) and (A.2), assuming the characteristic escape path length of the secondary particles to be $\Lambda/2$. Although this assumption is uncertain, it has no significant effect on the total X-ray production.

We see in Fig. B.1 that the effect of H_2 and He ionization on the electron energy distribution is to redistribute the total kinetic energy of the injected particles to a larger number of

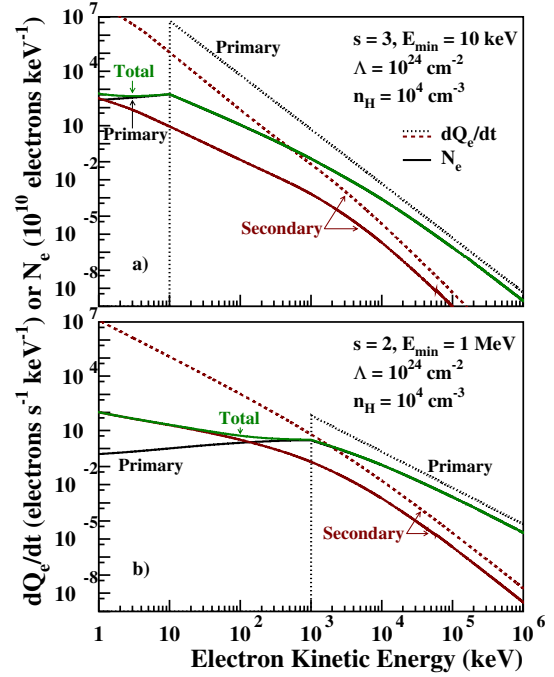


Fig. B.1. Calculated differential equilibrium electron numbers (N_e ; solid lines) for two differential injection rates of primary electrons ($dQ_{e,p}/dt$; dotted lines): **a)** $s = 3$, $E_{\min} = 10$ keV; **b)** $s = 2$, $E_{\min} = 1$ MeV. Also shown are the differential production rates of secondary, knock-on electrons ($dQ_{e,s}/dt$; dashed lines). The H density in the nonthermal X-ray production region, which intervenes in the calculation of $N_{e,p}$ and $N_{e,s}$, is $n_H = 10^4$ cm^{-3} and the path length of the primary electrons in this region is $\Lambda = 10^{24}$ cm^{-2} . The calculations are normalized to a total power of 1 erg s^{-1} injected by the primary LECR electrons in the X-ray production region.

lower-energy electrons. Thus, for hard enough primary electron spectrum (i.e. low s and high E_{\min} , see Fig. B.1b), secondary electrons of energies $E_s \gtrsim 10$ keV could potentially make a significant contribution to the total nonthermal X-ray emission. On the other hand, one can easily check that the successive production of knock-on electrons by the secondary electrons themselves can be safely neglected for the X-ray emission.

B.2. X-ray continuum emission

The X-ray continuum emission is due to the bremsstrahlung of both primary and secondary electrons. We take electron bremsstrahlung into account only in ambient H and He and calculate the differential cross sections from the work of Strong et al. (2000, Appendix A), which is largely based on Koch & Motz (1959). We use the scattering functions from Blumenthal & Gould (1970) to take into account the arbitrary screening of the H and He nuclei by the bound electrons.

B.3. X-ray line emission

The X-ray line emission results from the filling of inner-shell vacancies produced by fast electrons in ambient atoms. We consider the $K\alpha$ and $K\beta$ lines ($2p \rightarrow 1s$ and $3p \rightarrow 1s$ transitions in the Siegbahn notation) from ambient C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe, and Ni. The corresponding cross sections can be written as

$$\sigma_{ej}^{Kk}(E) \equiv \frac{d\sigma_{ej}^{Kk}}{dE_X}(E_X, E) = \delta(E_X - E_{Kk}) \sigma_{ej}^I(E) \omega_j^{Kk}, \quad (\text{B.3})$$

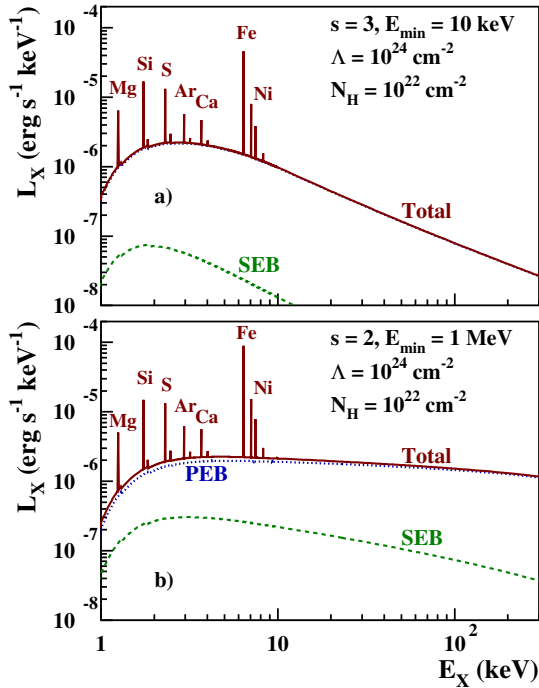


Fig. B.2. Calculated X-ray emission produced by LECR electrons with the source spectra shown in Fig. B.1 interacting in a gas cloud of solar metallicity. PEB: primary electron bremsstrahlung; SEB: secondary electron bremsstrahlung. Photoelectric absorption is taken into account with a H column density of 10^{22} cm^{-2} .

where E_{Kk} is the energy of line Kk ($K\alpha$ or $K\beta$), $\delta(E_X - E_{Kk})$ is Dirac's delta function, $\sigma_{ej}^l(E)$ the total cross section for the K -shell ionization of atom j by an electron of energy E , and ω_j^{Kk} the Kk fluorescence yield for atom j (Kaastra & Mewe 1993). Note that $\omega_j^{K\beta} = 0$ for element j with atomic number ≤ 12 (i.e. Mg), since these atoms do not have 3p electrons in their ground level.

For the K -shell ionization cross sections, we adopted the semi-empirical formula of Quarles (1976), which agrees well with the RBED cross sections for Ni and lighter elements (see Kim et al. 2000b) and is simpler to use. We checked that the Quarles's formula correctly reproduces the data compiled in Long et al. (1990), in particular at relativistic energies.

The width of the X-ray lines produced by electron impact can be estimated from the sum of the natural widths of the atomic levels involved in the transition. Indeed, broadening effects caused by multiple simultaneous ionizations can be safely neglected for LECR electrons. Thus, the $K\alpha_1$ and $K\alpha_2$ components of the Fe $K\alpha$ line have experimental full widths at half-maximum ($FWHM$) of only 2.5 and 3.2 eV, respectively (Salem & Lee 1976). However, the energy separation of the two fine-structure components is 13 eV, which is much less than the energy resolution at 6.4 keV of the X-ray cameras aboard *XMM-Newton* and *Chandra*, but larger than the expected resolution of the *ASTRO-H* X-ray Calorimeter Spectrometer (7 eV $FWHM$; Takahashi et al. 2010). Here, we neglect the fine-structure splitting of the K lines and for simplicity adopt the same width for all the lines: $\Delta E_X = 10 \text{ eV}$.

Figure B.2 shows calculated nonthermal X-ray spectra ($L_X = E_X \times dQ_X/dt$) produced by LECR electrons injected with the differential rates shown in Fig. B.1 into a cloud of solar metallicity. We took the photoelectric absorption of X-rays into account using a H column density $N_H = 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ and the cross sections

of Morrison & McCammon (1983). We see in Fig. B.2 that the most prominent line is that of Fe at 6.40 keV. This is because this element has the highest product of $K\alpha$ fluorescence yield ($\omega_{\text{Fe}}^{K\alpha} = 0.3039$, Kaastra & Mewe 1993) and cosmic abundance. The EW of the Fe $K\alpha$ line is equal to 293 and 394 eV in the spectra shown in panels a and b, respectively. The second strongest line in these spectra is the Si $K\alpha$ line at 1.74 keV; its EW is equal to 80 and 90 eV in panels a and b, respectively. We also see in this figure that (i) the shape of the continuum emission reflects the hardness of the primary electron injection spectrum; and (ii) the total X-ray emission is dominated by the contribution of the primary electrons. The emission from the secondary electrons is negligible in panel a and accounts for 10–20% of the total emission below 10 keV in panel b.

Appendix C: X-rays from accelerated ion interactions

The differential X-ray production rate from accelerated ion interactions can be written with a slight modification of Eq. (B.1), as follows:

$$\frac{dQ_X}{dt}(E_X) = n_H \sum_j a_j \int_0^\infty \left[\sum_i \frac{d\sigma_{ij}}{dE_X}(E_X, E) v_i(E) N_i(E) + \frac{d\sigma_{ej}}{dE_X}(E_X, E) v_e(E) N_{e,s}(E) \right] dE, \quad (\text{C.1})$$

where the index i runs over the constituents of the nonthermal ion population. The first term in the integral represents the X-ray production by the primary LECR ions and the second term the contribution of the secondary electrons. As a starting point, we assume in the present work that the LECR ion population is mainly composed of protons and α particles and that the contributions of accelerated metals to the total X-ray emission can be neglected. We therefore do not consider the broad X-ray line emission that can arise from atomic transitions in fast C and heavier species following electron captures and excitations (Tatischeff et al. 1998), except in Sect. 7.2. However, for typical compositions of accelerated cosmic particles, the fast metals significantly contribute neither to the production of the X-ray lines from the ambient atoms nor to the bremsstrahlung continuum radiation (see Tatischeff et al. 1998). We further assume that the accelerated protons and α particles are in solar proportion, that is, $C_\alpha/C_p = a_{\text{He}}$ (see Eq. (A.7)).

In the calculations of the equilibrium spectra (N_p and N_α), we neglect the nuclear destruction and catastrophic energy loss (e.g. interaction involving pion production) of the fast ions in the cloud. Indeed these processes are not important in comparison with the ionization losses below $\sim 300 \text{ MeV nucleon}^{-1}$ kinetic energy (see, e.g., Schlickeiser 2002) and most of the X-ray emission below 10 keV, which is the prime focus of the present work, is produced by ions in this low energy range (see Fig. 5b).

C.1. Secondary electron production

We calculate the production of secondary electrons associated to the ionization of ambient H_2 molecules and He atoms. The corresponding differential ionization cross sections are obtained as in Tatischeff et al. (1998) from the work of Chu et al. (1981). We neglect the production of secondary electrons and positrons that follows the production of charged pions in hadronic collisions. In fact, the corresponding electron and positron source functions can dominate the one of knock-on electrons only at

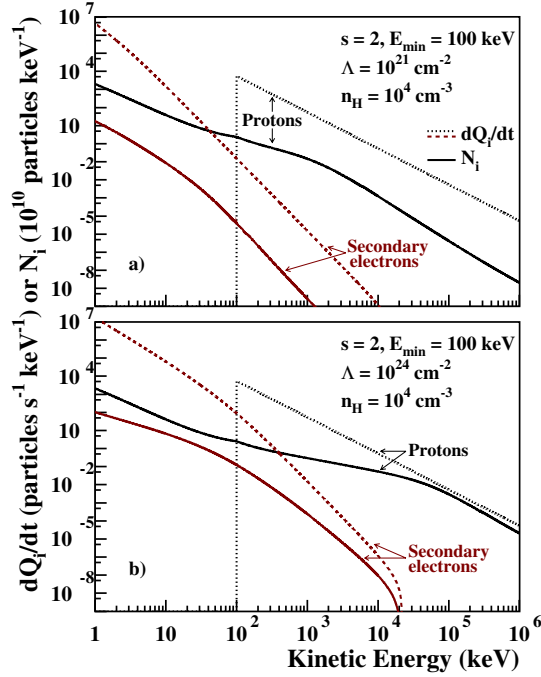


Fig. C.1. Calculated differential equilibrium numbers of fast particles (N_i ; solid lines) for the differential injection rate of primary protons given by $s = 2$ and $E_{\min} = 100$ keV (dQ_p/dt ; dotted lines). Also shown are the differential production rates of secondary knock-on electrons ($dQ_{e,s}/dt$; dashed lines). **a)** $\Lambda = 10^{21}$ cm $^{-2}$; **b)** $\Lambda = 10^{24}$ cm $^{-2}$. The H density in the nonthermal X-ray production region is $n_H = 10^4$ cm $^{-3}$. The calculations are normalized to a total power of 1 erg s $^{-1}$ injected by the primary LECR protons in this region.

energies >10 MeV (Schlickeiser 2002), and these high-energy leptons are not important for the production of X-rays <10 keV (see Fig. 5a).

Differential production rates of knock-on electrons are shown in Fig. C.1, together with the corresponding equilibrium spectra of primary protons and secondary electrons. This figure illustrates the effects of changing the CR escape path length from $\Lambda = 10^{21}$ cm $^{-2}$ (panel a) to 10^{24} cm $^{-2}$ (panel b). In the first case, protons of energies up to 1.4 MeV are stopped in the cloud, whereas in the second case the transition energy between proton stopping and escape is at 71 MeV. We see that above this transition energy the equilibrium spectrum has a similar slope than the source spectrum, whereas at lower energies the equilibrium proton distribution is harder due to the ionization losses. We can anticipate that the total X-ray production rate will be much higher for the case $\Lambda = 10^{24}$ cm $^{-2}$, as a result of the higher proton number at equilibrium above a few MeV.

C.2. X-ray continuum emission

The X-ray continuum emission is due to inverse bremsstrahlung from the fast ions (the radiation of a single photon in the collision of a high-speed ion with an electron effectively at rest) and classical bremsstrahlung from the secondary knock-on electrons. In the nonrelativistic domain, the bremsstrahlung produced by a proton of kinetic energy E in a collision with a H atom at rest has the same cross section as that of an electron of kinetic energy $(m_e/m_p)E$ in a collision with a stationary proton (m_e and m_p are the electron and proton masses, respectively). We calculate this cross section as in Sect. 3.2, but without taking the screening of

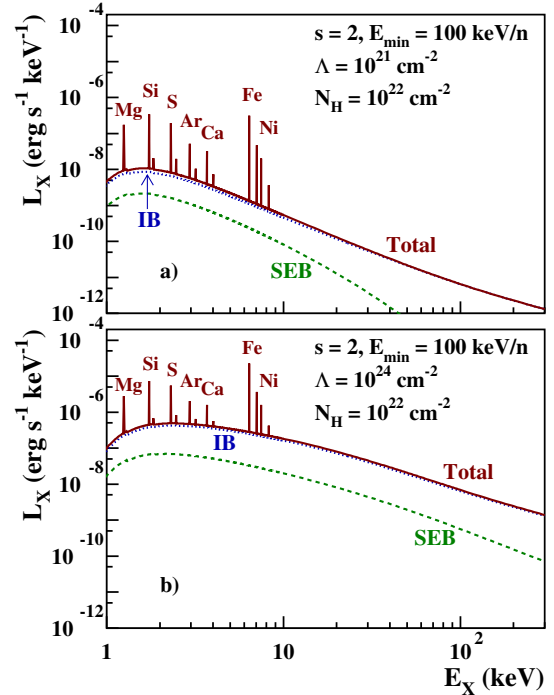


Fig. C.2. Calculated X-ray emission produced by LECR protons and α -particles interacting in a gas cloud of solar metallicity, for the differential injection rate of primary protons shown in Fig. 9. The contribution of accelerated α -particles is included as explained in the text, assuming in particular the solar abundance $C_\alpha/C_p = 0.0964$. **a)** $\Lambda = 10^{21}$ cm $^{-2}$; **b)** $\Lambda = 10^{24}$ cm $^{-2}$. IB: inverse bremsstrahlung; SEB: secondary electron bremsstrahlung. Photoelectric absorption is taken into account with a H column density of 10^{22} cm $^{-2}$.

the H nucleus by the bound electron into account. The cross section for interaction of a proton with a H atom is then multiplied by $(1 + 2a_{He})$ to take the ambient He into account. For α particles, we replace the proton energy E by the energy per nucleon of the projectile and multiply the proton cross section by 4 to account for the nuclear charge dependence of the bremsstrahlung cross section.

In the relativistic case, the cross section for proton inverse bremsstrahlung is different from the one for classical electron bremsstrahlung, owing to the appearance of angular and energy aberrations in the transformation between the two rest frames of the interacting particles (Haug 2003). We checked that these effects can be neglected in good approximation in the present work.

In Fig. C.2 we show two X-ray spectra corresponding to the particle equilibrium spectra presented in Fig. C.1. We see that the continuum emission is dominated by inverse bremsstrahlung, which is a general rule independent of the model parameters (see Tatischeff et al. 1998). We also see that, as expected, the X-ray production rate is much higher for $\Lambda = 10^{24}$ cm $^{-2}$ than for $\Lambda = 10^{21}$ cm $^{-2}$, the difference being a factor of 22, 337 and 1054 at 1, 10, and 100 keV, respectively.

C.3. X-ray line emission

For producing X-ray lines from the ambient atoms, we take both the contribution from secondary electrons (see Eq. (B.3)) and that from primary ions into account. The cross sections for K-shell ionization by proton and α -particle impacts are extracted

from the data library implemented by Pia et al. (2009) in the Geant4 toolkit for the simulation of particle induced X-ray emission (PIXE). We use the cross sections calculated in the ECSSR theory with high-velocity corrections (Lapicki et al. 2008). These cross sections are more accurate for mildly relativistic projectiles than those previously employed by Tatischeff et al (1998).

Proton and α -particle collisions with target atoms do not lead to significant line broadening effects caused by multiple simultaneous ionizations. We thus adopt as before a width of 10 eV for all the lines (see Sect. 3.3). We note, however, that the X-ray lines produced by collisions of ions heavier than ${}^4\text{He}$ can be

shifted by several tens of eV, significantly broadened and split up into several components (Garcia et al. 1973). For example, the Fe $K\alpha$ line produced by impacts of O ions of $1.9 \text{ MeV nucleon}^{-1}$ is blueshifted by ~ 50 eV in comparison with the one produced by 5-MeV proton impacts, and has a *FWHM* of ~ 100 eV (see Garcia et al. 1973, Fig. 3.55).

The most intense line produced by LECR protons and α -particles is also the neutral Fe $K\alpha$ line at 6.40 keV (Fig. C.2). This line has an *EW* of 2.31 and 0.80 keV in the spectra shown in Figs. C.2a and b, respectively. The second strongest line in these spectra is the Si $K\alpha$ line at 1.74 keV; its *EW* is equal to 309 eV in panel a and 152 eV in panel b.

Chapitre 4

Analyse des données de l'expérience H.E.S.S.

*« Télescope : instrument invent  par les
 toiles pour regarder notre oeil. »*

Hervé Bailly-Basin

Sommaire

4.1 Calibration électronique du télescope H.E.S.S.-2	88
4.2 Reconstruction monoscopique avec H.E.S.S.-2	90
4.3 Effet des pixels exclus sur la résolution angulaire	93
4.4 Amélioration des performances de H.E.S.S.-2 grâce à son système de focalisation	95

Bien que née dès les années 50, ce n'est que tout récemment que l'astronomie gamma au sol a développé des méthodes qui en font aujourd'hui une discipline complète. Les rayons gamma de très haute énergie (100 GeV à 10 TeV) provenant du cosmos, en interagissant dans l'atmosphère, produisent une gerbe électromagnétique qui est détectée via son émission de rayonnement Tcherenkov. Cette lumière Tcherenkov est alors focalisée par des télescopes, dits « Imageurs Tcherenkov » sur leurs caméras composées de photomultiplicateurs. Avec l'exploitation intensive des expériences H.E.S.S., MAGIC et VERITAS depuis les années 2000, l'entrée en opération du grand télescope H.E.S.S. phase 2 en 2012, et les perspectives à plus long terme du projet CTA (Cherenkov Telescope Array), l'astronomie gamma au sol connaît une période d'intense activité.

En dix ans, le nombre de sources détectées au TeV a été multiplié par un facteur 20, avec plus de cent sources connues à ce jour. La grande majorité de ces sources est associée à des objets galactiques tels que les étoiles à neutrons (pulsars et plérions), les trous noirs ou les restes de supernova ainsi qu'à des objets extragalactiques comme les blazars et les radio galaxies. Ces sources constituent les réservoirs d'énergie et les accélérateurs les plus extrêmes de notre cosmos. Une grande variété d'autres types de sources commence également à émerger (région de formation d'étoiles, galaxies à flambée d'étoiles, forts vents stellaires), avec l'espoir d'élargir à terme les investigations avec CTA aux amas de galaxies, sursauts gamma, et peut-être la matière noire et divers tests de physique et de cosmologie.

H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System), c'est-à-dire système stéréoscopique de haute énergie, ainsi nommé en hommage au physicien autrichien Victor Hess, qui a découvert les rayons cosmiques en 1912, est un réseau de télescopes Cherenkov, installé en Namibie sur un plateau désertique à 1800 m d'altitude. Constitué à l'origine (2003) de quatre télescopes de 15 m de distance focale (H.E.S.S.-1), le réseau s'est agrandi en 2012 avec l'ajout d'un cinquième très grand télescope (CT5 ou H.E.S.S.-2), de 28 mètres de diamètre, de 36 m de distance focale et doté d'un réflecteur de 600 m². La collaboration est constituée d'environ 120 chercheurs provenant de 13 pays, principalement l'Allemagne et la France.

H.E.S.S. est aujourd'hui l'expérience de référence au niveau mondial qui a ouvert une nouvelle fenêtre sur les phénomènes les plus violents de l'Univers. Les télescopes ont déjà livré une moisson de découvertes et résultats remarquables. En voici quelques uns :

- La détection avec H.E.S.S.-2 d'un signal périodique provenant du pulsar de Vela. Le signal est pulsé, à la période de rotation de l'étoile à neutrons [1] ;
- La découverte dans le Grand Nuage de Magellan de trois sources d'origine stellaire parmi les plus lumineuses connues à ce jour : une nébuleuse de pulsar, un vestige de supernova ainsi qu'une superbulle [2] ;
- L'observation en 2006 de l'embrasement (période d'activité intense) au TeV du noyau actif de galaxie PKS2155-304 [3] ;
- La détection de plusieurs restes de supernova en coquille (RXJ1713,7-3946 [4], SN1006 [5]), en interaction avec des nuages moléculaires (G349.7+0.2 [6]).

Dans ce chapitre, je présente succinctement les points d'analyse auxquels j'ai contribué.

4.1 Calibration électronique du télescope H.E.S.S.-2

Lors de la mise en route du grand télescope (CT5) en 2012, le groupe d'astronomie gamma du LAPP est devenu responsable de la calibration électronique de la caméra H.E.S.S.-2. Armand FIASSON, Cyril TRICHARD et moi-même étions en charge de la mesure des piédestaux et de la charge d'un photon unique. Les outils de traitement existant déjà pour les petits télescopes, le premier travail réalisé par Armand FIASSON a été de les adapter aux spécificités de CT5. Devant la difficulté

de vérifier facilement le bon fonctionnement de ces algorithmes et dans l'optique de faciliter le futur suivi de cette calibration, j'ai décidé de développer un outil de monitoring. J'ai ainsi développé une page web interactive (php, mysql, java script et d3) nous permettant de vérifier facilement et en temps réel la qualité des mesures et la sélection des observations. Cette interface permet de voir globalement la calibration d'une caméra sur une période donnée, mais aussi de vérifier l'ajustement des paramètres de calibration pour un pixel lors d'un run de calibration. Elle permet également d'étudier l'évolution temporelle des gains et des piédestaux, leur stabilité au cours d'une même nuit et leurs variations avec la température. La figure 4.1 montre un panel de graphiques accessibles par cette page web.

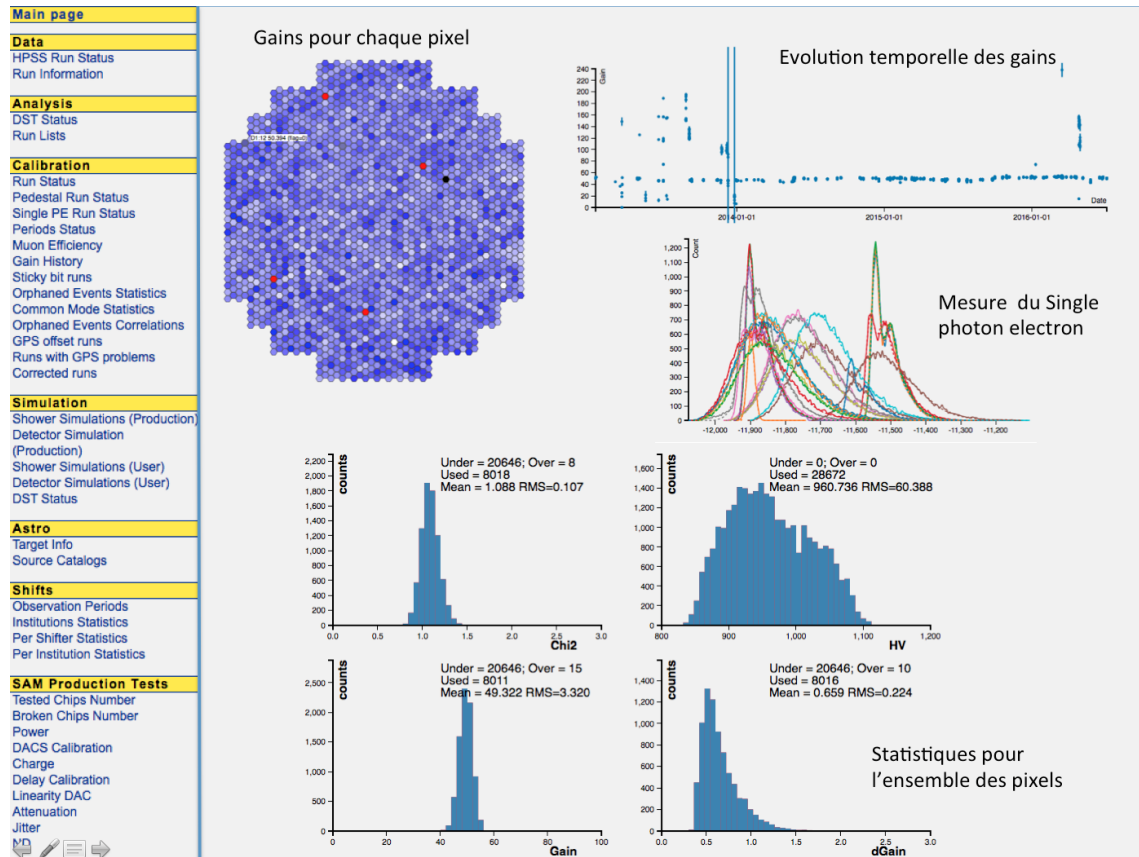


FIGURE 4.1 – Montage présentant l'interface web qui effectue le monitoring de la calibration électronique (Piédestaux, SinglePE).

Grâce à ces développements, nous avons fait évoluer la calibration de CT5 en revoyant principalement les coupures appliquées pour sélectionner des données réellement utilisables. Nous avons également montré que les piédestaux des pixels du grand télescope subissent des déplacements importants et aléatoires entre deux redémarrages de l'électronique, rendant inutiles les runs dédiés à leur mesure. La collaboration a donc décidé de ne plus suivre cette procédure, et de mesurer les piédestaux directement lors des observations. Cette méthode dynamique permet également de prendre en compte la légère évolution des piédestaux avec la température.

La page web est naturellement accessible à l'ensemble de la collaboration depuis cette date et est régulièrement mise à jour.

4.2 Reconstruction monoscopique avec H.E.S.S.-2

Avec les télescopes Tcherenkov atmosphériques, les images des gerbes électromagnétiques, une fois nettoyées du bruit de fond, sont bien représentées par une ellipse dans le plan focal de la caméra. Cette ellipse peut être décrite par douze paramètres dits de « Hillas » [7]. Le grand axe de l'ellipse indique la direction de développement de la gerbe. Dans le cas d'une reconstruction stéréoscopique (comme H.E.S.S.-1), l'intersection des grands axes obtenus (au moins deux caméras) permet de reconstruire la direction d'incidence du photon gamma ainsi que la position de son impact au sol. On utilise ensuite la longueur et la largeur des ellipses, sous forme de variables réduites, pour discriminer les gerbes électromagnétiques des gerbes hadroniques. Enfin, l'énergie de l'événement est évaluée principalement à partir de l'intensité du signal enregistré sur chaque caméra en considérant le paramètre d'impact reconstruit.

La technique stéréoscopique précédente ne peut s'appliquer pour les événements monoscopiques, c'est-à-dire les photons de basse énergie. Il est en effet impossible de déterminer précisément l'angle d'incidence du photon ainsi que son paramètre d'impact. Pour pallier ces problèmes, une analyse multi-variable a été développée au LAPP, lors de la thèse de Julien MASBOU [8], en utilisant uniquement le cinquième télescope. Elle est basée sur les arbres de décision (utilisant TMVA : *Toolkit for Multivariate Data with ROOT*) dans le but de déterminer l'énergie des photons et de rejeter les hadrons, dont le taux augmente quand le seuil en énergie diminue.

En 2011, l'analyse ne fonctionnait qu'avec des gerbes verticales. J'ai donc repris ce travail et préparé une analyse complète. La figure 4.2 illustre les étapes de cette reconstruction monoscopique.

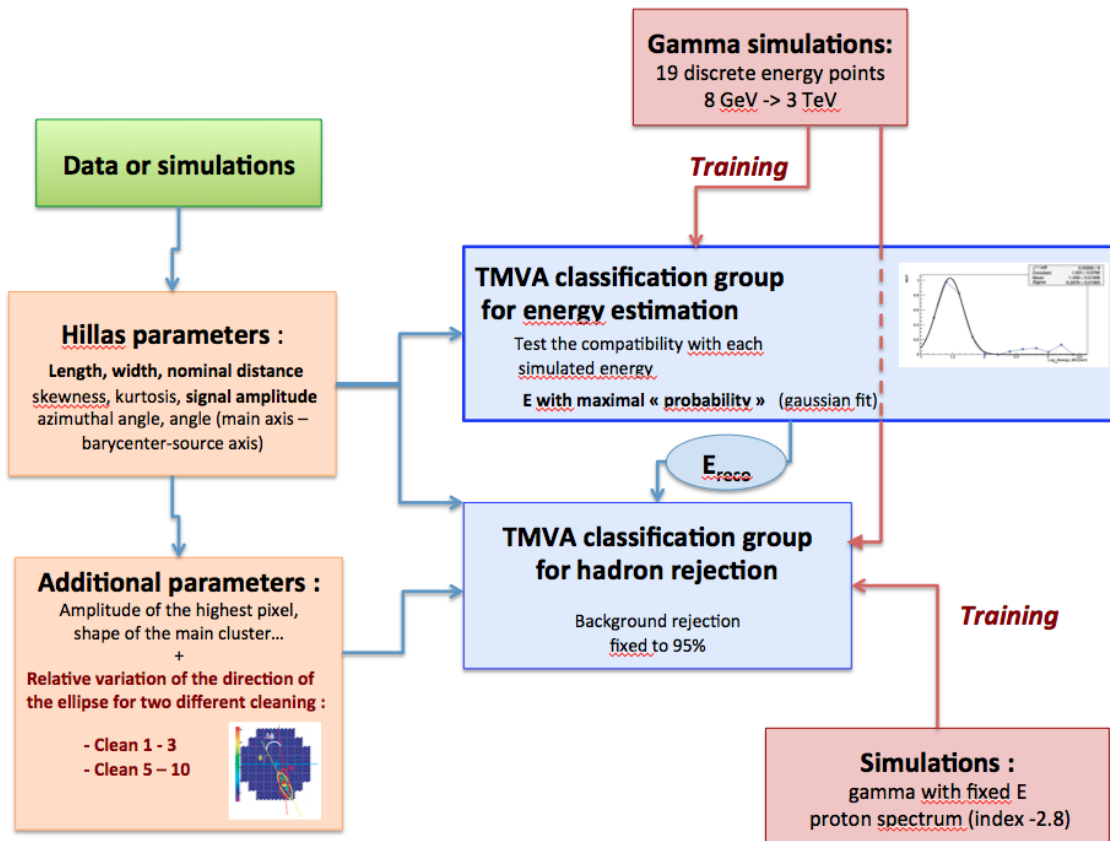


FIGURE 4.2 – Illustration des principales étapes de reconstruction monoscopique. TMVA : Toolkit for Multivariate Data with ROOT

La première étape est la reconstruction géométrique. Basée sur les paramètres Hillas [7], cette méthode n'a pas été modifiée par rapport à la méthode originelle. Les performances 4.3 sont estimées à partir d'une source gamma ponctuelle simulée en estimant le rayon R68 : rayon à partir de la source contenant 68 % des photons. On obtient une résolution angulaire moyenne de 0.22° à basse énergie.

Sur la figure 4.3, il est notable que pour des $\cos\theta$ (cosinus du zénith) de 1, 0.95 et 0.7, la résolution est améliorée. Cela vient de la sélection des événements que j'ai particulièrement affinée pour ces angles (contrairement aux autres angles qui n'ont pas été optimisés car la méthode posait plusieurs problèmes que nous allons voir plus loin). Cela aura un effet sur la résolution angulaire et sur la surface effective.

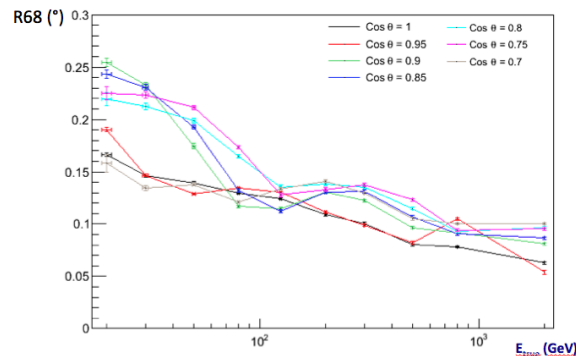


FIGURE 4.3 – Résolution angulaire R68 en fonction de l'énergie pour différents angles d'incidence. La méthode de reconstruction utilisée est la méthode Hillas-monoscopique. Les résultats présentés ici sont obtenus après avoir appliqué les critères de discrimination qui permettent de séparer les photons (notre signal) des hadrons (notre principal bruit de fond). Ces critères seront présentés dans la suite de ce chapitre.

La stratégie de reconstruction en énergie est la suivante :

- Pour 7 angles zénithaux compris entre 0 et 45° (pas régulier en $\cos\theta$) 19 lots d'environ 10^5 événements sont simulés à des énergies fixes (régulièrement réparties en logarithme entre 8 GeV et 3 TeV).
- Pour chaque lot, un arbre de décision est entraîné (TMVA Classification groupe) en prenant les 18 autres lots comme deuxième population. L'arbre utilise l'ensemble des douze paramètres Hillas [7] obtenus après reconstruction (Length, width, nominal distance skewness, kurtosis, signal amplitude...).
- Après reconstruction d'un événement inconnu, les arbres ayant le zénith le plus proche de l'événement testent la compatibilité des paramètres de l'événement avec ceux qui ont servi à entraîner le réseau.
- la courbe donnant la probabilité obtenue pour chaque arbre en fonction de l'énergie testée par l'arbre, est finalement ajustée par une gaussienne. La position du maximum de la Gaussienne est alors considérée comme l'énergie la plus probable et donc l'énergie reconstruite.

La figure 4.4 présente la résolution et le biais obtenus avec cette méthode. Typiquement, le biais devient inférieur à 10 % à partir de 40 GeV pour une résolution inférieure à 40 %. La méthode est compétitive par rapport aux autres méthodes de la collaboration et à l'avantage d'avoir un biais très faible.

La stratégie pour la discrimination photon/proton est la suivante :

- De la même façon, on prépare 19 arbres de décision, un par lot de gamma simulés à énergie fixe. La deuxième population est cette fois-ci constituée d'un lot de protons simulés selon

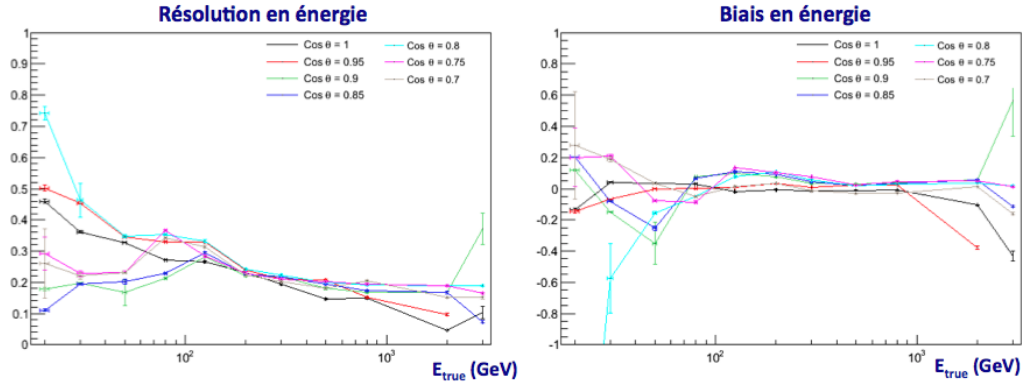


FIGURE 4.4 – Résolution et biais sur l'énergie obtenus avec la reconstruction monoscopique pour différents angles d'incidence. On note que le biais devient important à haute énergie, lorsque l'empreinte sur la caméra de l'événement devient importante. A ces énergies, les événements sont de toute façon stéréoscopiques.

un spectre en énergie d'indice -2.8, correspondant au flux de cosmiques observé sur Terre. Les variables utilisées sont les paramètres Hillas de la reconstruction en énergie auxquels Julien MASBOU a ajouté : le signal du pixel le plus élevé ; la différence d'angle entre l'axe de l'ellipse reconstruit avec deux nettoyages d'image différents (voir [8]).

- On fixe une coupure sur la variable de sortie, pour rejeter 95 % du bruit de fond, c'est à dire les protons.
- Après reconstruction en énergie d'un événement, on applique l'arbre de discrimination précédent ayant l'énergie la plus proche de l'événement.
- On applique alors la coupure précédente pour rejeter les événements de bruit de fond.

Les figures 4.5 présentent les performances de la reconstruction/discrimination. La surface effective, quelque soit l'angle d'incidence, est typiquement de quelques milliers de kilomètres carrés à 50 GeV induisant une sensibilité de quelques pour cents du flux de la nébuleuse du Crabe à cette énergie.

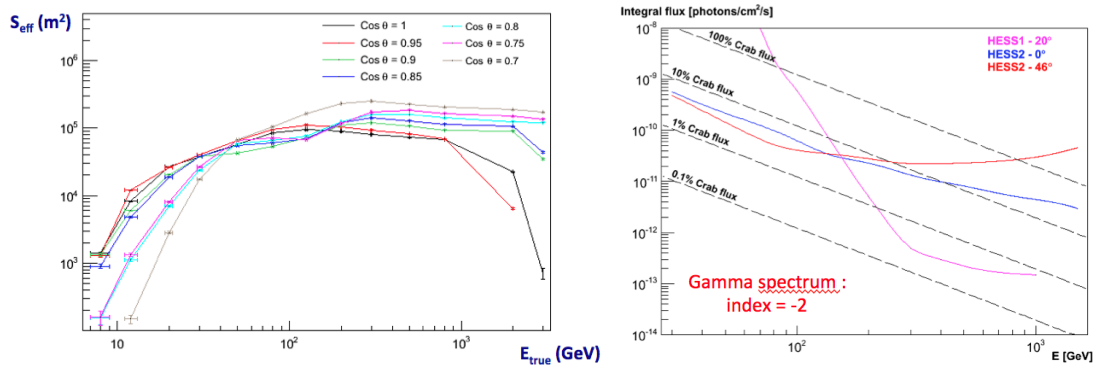


FIGURE 4.5 – Surface effective et sensibilité en fonction de l'énergie du rayon gamma de la reconstruction monoscopique.

Et après...

Cette méthode de discrimination entre photons et hadrons semblait très prometteuse. Malheureusement, la différence d'angle entre l'axe de l'ellipse reconstruit avec deux nettoyages d'image différents n'a pu être reproduite sur les simulations allemandes. Le reconstruction n'a finalement donc pas pu être adoptée par la collaboration. Elle aura tout de même servi de point de départ aux méthodes utilisées aujourd'hui.

4.3 Effet des pixels exclus sur la résolution angulaire

En 2013, une étude menée par des membres de la collaboration a montré qu'une extension résiduelle était observée sur des noyaux actifs de galaxie. Cette extension étant la même quelque soit la distance de l'objet étudié, elle ne pouvait provenir d'un effet physique (halo de paires, déviation générée par les champs extragalactiques...). Elle devait donc provenir d'une systématique négligée. Notre idée fut d'étudier l'effet des pixels exclus sur la résolution angulaire.

En effet, à l'époque le calcul de la fonction d'étalement (Point Spread function) de *H.E.S.S.* ne tenait pas compte des pixels exclus (que l'on appelle par abus de langage pixels morts). Initialement peu nombreux, ils sont devenus avec le temps de plus en plus présents sur les caméras *H.E.S.S.-1* mais également sur *H.E.S.S.-2*. Les problèmes sont divers : pixel cassé, impossibilité d'estimer le gain, étoiles présentes dans le champ de vue... Lors d'une observation, on constate également que la distribution des pixels morts n'est pas complètement aléatoire (ex. 4.6). En effet, si un tiroir électronique est en panne, un block de 16 pixels se retrouve hors d'usage. Ce qui pourrait entraîner des biais systématiques sur la reconstruction.

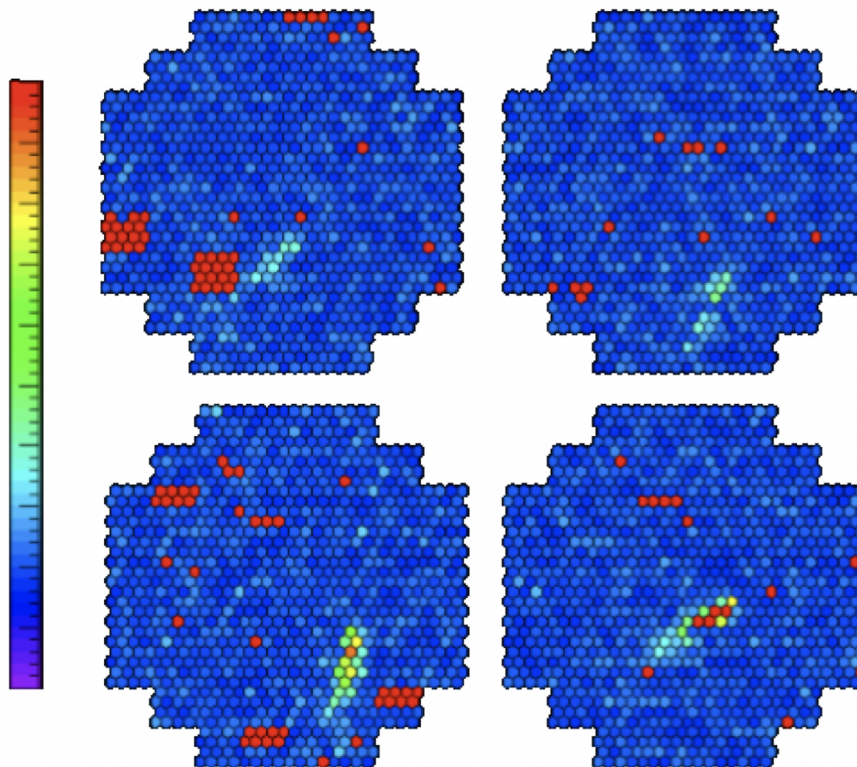


FIGURE 4.6 – Illustration de la répartition des pixels morts (en rouge) lors d'une observation. Ici le run 33747 sur PKS 2155-304 durant sa période de forte activité.

Lors du stage de Pierre AUBERT [9], nous avons modifié les simulations pour prendre en compte exactement les pixels morts d'une observation donnée. Nos tests se sont concentrés sur l'observation de l'embrassement de l'AGN PKS 2155-304 (run 33747) avec *H.E.S.S.-1*. L'émission de l'AGN étant particulièrement intense, il nous permet d'avoir une statistique raisonnable pour comparer l'extension de la source et la PSF (la fonction d'étalement d'une source ponctuelle) obtenue par simulation avec une seule observation, et donc une seule configuration de pixel mort. L'idée n'était évidemment pas de faire une étude globale du problème, mais d'estimer l'effet des pixels morts.

Les figures 4.7 présentent l'influence des pixels morts sur la résolution angulaire et sur la surface effective après reconstruction.

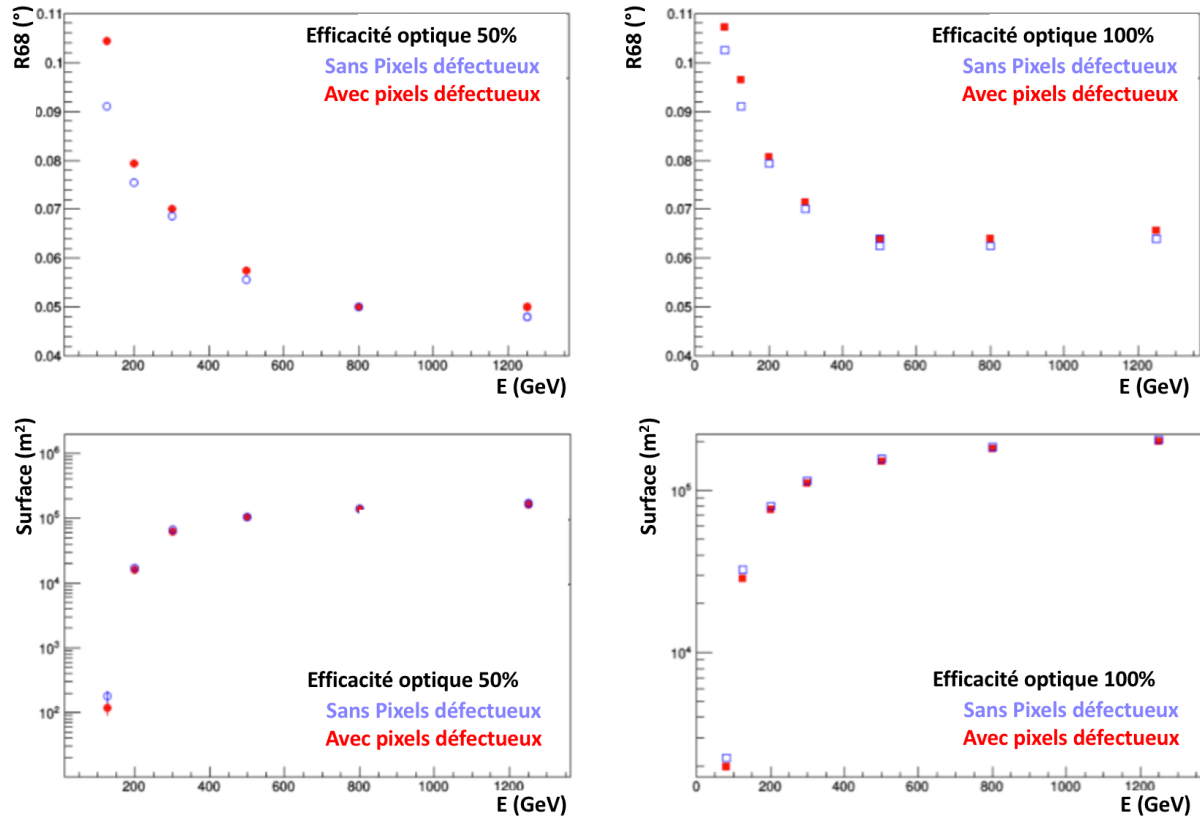


FIGURE 4.7 – Influence des pixels morts sur la résolution angulaire (R68) en haut et sur la surface effective après reconstruction (en bas). Les figures de gauche et de droite sont obtenues respectivement avec une efficacité optique de 50 % et de 100 %

La présence de pixels morts dégrade clairement la résolution angulaire et ce d'autant plus que l'énergie du gamma est faible. Cet effet est sensiblement accentué lorsque l'efficacité optique globale (miroir, cônes et photo-multiplicateurs) diminue. On retrouve les mêmes conclusions pour la surface effective. Elle diminue pour les basses énergies. Cet effet est également amplifié pour une efficacité optique faible.

Finalement, si l'on génère la fonction d'étalement pour le run 33747 en tenant compte des pixels morts, on obtient une PSF qui correspond nettement mieux aux données (voir figure 4.8). Le surplus d'événements proches de la cible est atténué et l'extension résiduelle disparaît sur ce run. Testé sur d'autres runs possédant d'autres pixels défectueux, l'amélioration est également présente, mais ne fait pas disparaître totalement l'extension résiduelle. La systématique ne provient pas exclusivement des pixels morts. D'autres pistes ont donc été envisagées comme l'effet du bruit de fond du ciel (Night Sky Background), les gains et pedestaux réels, l'efficacité réelle.

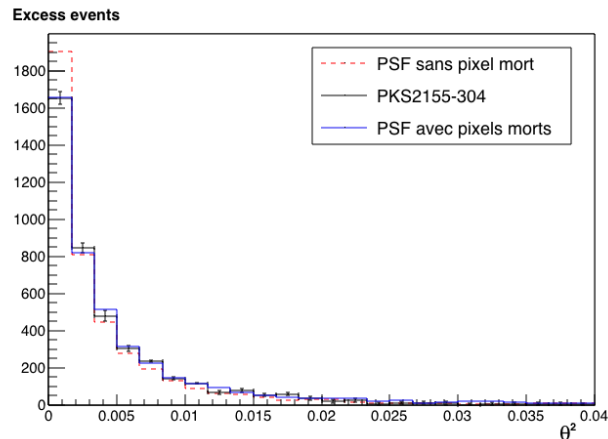


FIGURE 4.8 – Comparaison des PSF générées à partir des simulations, en rouge celle sans pixel mort, en bleue celle avec pixels morts, et l'étalement du signal, en noir, provenant de l'observation 33747 de PKS 2155-304. On observe une différence significative dans le premier bin, qui conduit à une surestimation de la précision angulaire.

Ce premier travail a finalement montré à la collaboration qu'il était possible d'améliorer la maîtrise de notre instrument en rapprochant la simulation des observations réelles. Jill CHEVALIER en thèse avec nous au LAPP et d'autres membres de la collaboration ont alors formé un groupe pour affiner la simulation en tenant compte des conditions réelles lors d'une observation (niveau de bruit de fond environnement, pixels morts, gains réels de chaque pixel...). Une simulation *ad hoc* est ainsi générée pour chaque observation. Cette méthode appelée *RunWise* montrent aujourd'hui des résultats remarquables qui restent néanmoins à être quantifiés (voir la future thèse de Jill CHEVALIER).

4.4 Amélioration des performances de *H.E.S.S.-2* grâce à son système de focalisation

Le système de focalisation du grand télescope *H.E.S.S.-2* a été conceptualisé, développé et installé par les techniciens, ingénieurs et physiciens du LAPP. Ces spécifications permettent entre autre de modifier la distance entre les miroirs et la caméra de 35.97 m à 36.17 m avec une précision de 0.05 mm. Lors du chargement et déchargement de la caméra pour différentes maintenances, ces performances sont conservées grâce à un système pneumatique de loquets. L'ensemble étant contrôlé par une application Java développée par les informaticiens du laboratoire. Tous ces éléments permettent au télescope *H.E.S.S.-2* de modifier sa distance de mise au point.

Le groupe de physiciens du LAPP a voulu étudier par simulation l'effet de cette mise au point et ainsi chercher le focus optimum pour la détection des gerbes atmosphériques de photons gamma. En effet, ces dernières se développent dans l'atmosphère entre 10 et 30 km d'altitude. Il est donc naturel de vouloir faire une mise au point dans cette gamme de distances.

La **première étude simple et rapide** que j'ai proposée fut une étude d'optique géométrique telle que l'on peut en proposer à des étudiants de Licence. Le miroir est supposé parfaitement sphérique. On utilise donc la relation de conjugaison de Descartes pour calculer l'image (ponctuelle ou non) sur la caméra d'un point dans le ciel. A partir de la paramétrisation 4.1 de la position du maximum d'une gerbe électromagnétique d'énergie E_0 [10] vue sous un angle θ , on regarde si l'extension de la tâche obtenue est contenue dans un pixel de la caméra.

$$h_{max}(E_0, \theta) = -8 \ln \left(\frac{\ln \left(\frac{E_0}{84.2} \right)}{28 \ln(2)} \right) \frac{1}{\cos \theta} \quad (4.1)$$

La figure 4.9 donne la gamme en énergie pour laquelle le maximum de développement de la gerbe est observé net sur la caméra H.E.S.S.-2.

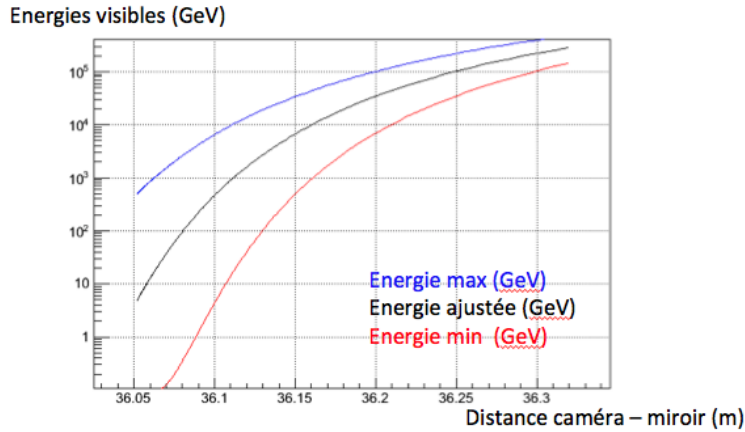


FIGURE 4.9 – Gamme d'énergie visible nettement (sans flou) par la caméra H.E.S.S.-2 en fonction de la mise au point (distance Caméra-miroir).

La distance focale du miroir est de 36 m. On s'aperçoit logiquement qu'il est préférable de faire une mise au point proche de la focale pour observer les gerbes de basse énergie qui se développent haut dans l'atmosphère. Néanmoins, une mise au point autour de 36.1 (vers 13 km d'altitude) semble plus adaptée à notre gamme en énergie. Bien que très simple, ce résultat nous a servi de point de départ pour une étude approfondie.

Le processus de formation des gerbes étant stochastique et la profondeur de cette dernière dépendant de son énergie et de son angle d'incidence, nous avons choisi d'utiliser le Monte Carlo complet de H.E.S.S.-2 en y faisant varier la distance du point de focalisation. La figure 4.10 illustre l'effet de mise au point sur un événement simulé à 200 GeV. On voit clairement que l'image est rendue floue pour une focalisation à l'infini. Elle l'est en fait pour une focalisation inférieure à 10 km et supérieure à 18 km.

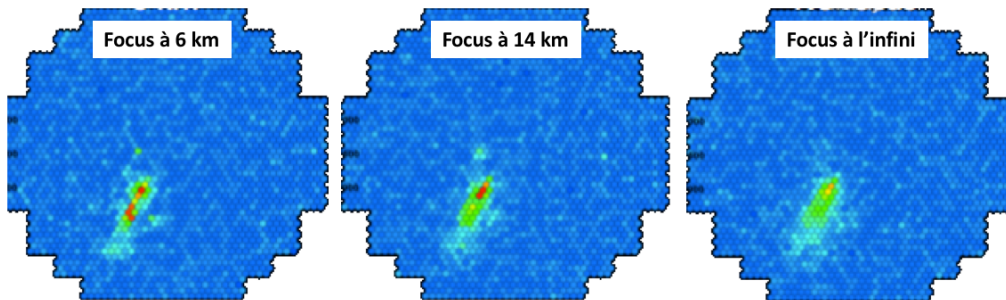


FIGURE 4.10 – Image enregistrée par la caméra H.E.S.S.-2 pour le même événement simulé à 200 GeV en fonction du point de focalisation. On observe que l'image est rendue floue pour une focalisation trop courte (inférieure à 10 km) ou trop longue (supérieure à 18 km).

L'effet d'étalement du signal observé (flou) va clairement modifier l'efficacité de détection mais aussi la qualité de la reconstruction. La figure 4.11 montre l'influence du focus sur la résolution angulaire R68 pour des gerbes verticales après une reconstruction Hillas monoscopique.

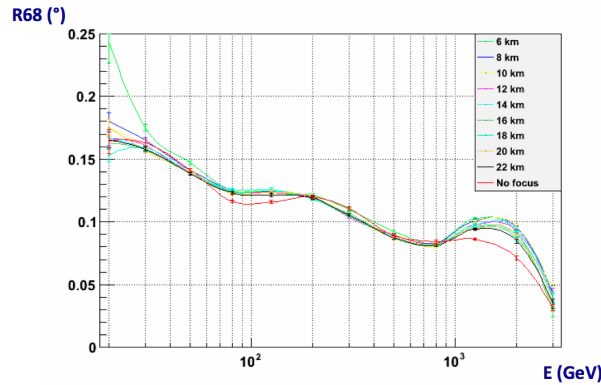


FIGURE 4.11 – Résolution angulaire R68 en fonction de l'énergie pour des gerbes verticales avec différents points de focalisation. La méthode de reconstruction utilisée est la méthode Hillas-monoscopique.

La mise au point ne semble pas avoir une influence trop importante sur ce paramètre. Une focalisation trop proche ne favorise tout de même pas les basses énergies qui se développent très haut dans l'atmosphère. Une mise au point à 14 km montre une amélioration d'environ 5 % de la résolution angulaire.

Les méthodes de reconstruction n'étant à l'époque (2012-13) pas complètement opérationnelles, nous n'avons étudié que l'effet de la focalisation sur le taux de déclenchement. Les figures 4.12 présentent les résultats obtenus pour des gerbes verticales.

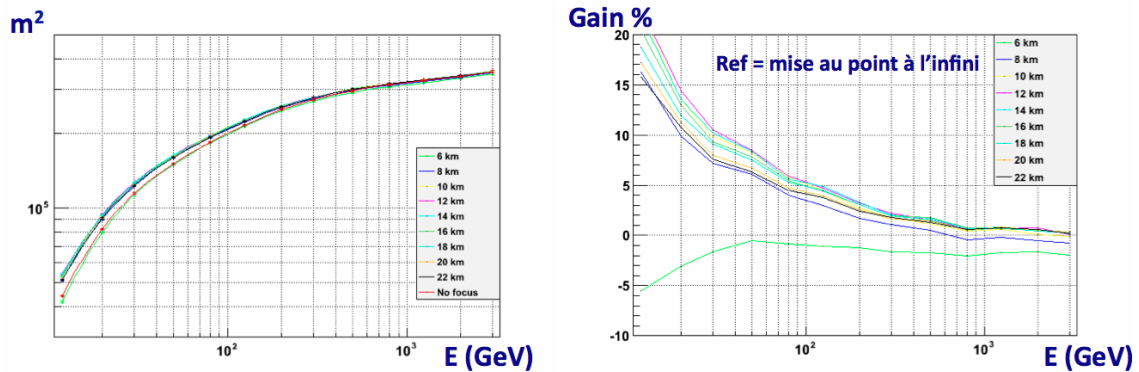


FIGURE 4.12 – Surface effective de détection en fonction de l'énergie obtenue sur des gerbes verticales, pour différentes valeurs de focus.

Le gain sur le taux de déclenchement par rapport à une mise au point à l'infini peut atteindre 10-15 % pour quelques dizaines de GeV. L'optimum se trouve clairement vers une mise au point à 14 km.

En étudiant les autres angles zénithaux [11], on observe le même type de résultat. Une mise au point à distance finie améliore légèrement la résolution angulaire et le taux de déclenchement (de 5 à 15 %). Cette distance augmente naturellement avec l'angle zénithal. L'amélioration obtenue est toujours plus importante à basse énergie où l'étalement de la lumière Tcherenkov des gerbes diminue la détectabilité des signaux faibles.

Et après...

Suite à cette étude, la collaboration a décidé de fixer la distance de focalisation à 15 km. Cette distance moyenne est un bon compromis pour la dépendance en angle zénithal. Durant sa thèse, Cyril TRICHARD et son encadrant Armand FIASSON ont notamment poursuivi cette étude [12]. Ils ont ainsi étudié l'effet sur la reconstruction qu'ils ont su prendre en compte. Malgré tout, l'optimum proposé après l'ensemble de l'analyse correspond à ce que nous avons obtenu initialement avec le modèle d'optique géométrique.

Ce travail regroupant l'ensemble des acteurs du LAPP qui ont participé à *H.E.S.S.-2* a fait l'objet de deux posters à l'ICRC ([11] en 2013 et [13] en 2015), et a fait partie de l'article technique décrivant le télescope *H.E.S.S.-2* et son fonctionnement [14].

La suite de ce chapitre correspond au proceeding de l'ICRC 2013 [11] qui précise les résultats obtenus en 2013.

Improved sensitivity of H.E.S.S.-II through the fifth telescope focus system

F. KRAYZEL¹, G. MAURIN¹, L. BRUNETTI¹, J.-M. DUBOIS¹, A. FIASSON¹, L. JOURNET¹, G. LAMANNA¹, T. LEFLOUR¹, B. LIEUNARD¹, I. MONTEIRO¹, S. ROSIER-LEES¹, FOR THE H.E.S.S. COLLABORATION.

¹ LAPP, Université de Savoie, CNRS/IN2P3, F-74941 Annecy-le-Vieux, France .

fabien.krayzel@lapp.in2p3.fr

Abstract: The Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope (IACT) works by imaging the very short flash of Cherenkov radiation generated by the cascade of relativistic charged particles produced when a TeV gamma ray strikes the atmosphere. This energetic air shower is initiated at an altitude of 10-30 km depending on the energy and the arrival direction of the primary gamma ray. Whether the best image of the shower is obtained by focusing the telescope at infinity and measuring the Cherenkov photon angles or focusing on the central region of the shower is a not obvious question. This is particularly true for large size IACT for which the depth of the field is much smaller. We address this issue in particular with the fifth telescope (CT5) of the High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.); a 28 m dish large size telescope recently entered in operation and sensitive to an energy threshold of tens of GeVs. CT5 is equipped with a focus system, its working principle and the expected effect of focusing depth on the telescope sensitivity at low energies (50-200 GeV) is discussed.

Keywords: Gamma-ray astronomy, IACT, Focus System

1 Introduction

IACTs detect gamma rays indirectly: when a gamma ray reaches the atmosphere, the latter behaves as a calorimeter and an air shower starts. The Cherenkov light is emitted by the secondary charged particles from the shower. This light occurs in the ultraviolet and visible wavelengths range. Then, an image of the light pool is obtained thanks to the mirrors which collect the photons and focus them to the camera, which is typically an array of hundreds of photomultipliers. Since the telescope mirrors observe the Cherenkov light at a finite distance, it is relevant to focus on the atmosphere rather than to infinity.

Moreover, the maximum Cherenkov light yield occurs when the air shower transversal extension has reached its maximum. The height of such a maximum depends on the energy of the gamma ray and increases with the zenith angle arrival direction. If the camera is focused to infinity, it is expected to collect more shower photons spread over a larger light pool, broadening the image and making worsen the cosmic-ray rejection capability and the direction reconstruction of the instrument. In this work the camera focus system instrumenting the H.E.S.S.-II CT5-28 m telescope is described. We report the results of a Monte Carlo simulation study investigating the effect of the focus position of its camera on the telescope sensitivity.

2 The H.E.S.S.-CT5 focus system

H.E.S.S.-II, the second phase of the H.E.S.S. experiment, is an array of five Very High Energy (VHE) gamma-ray Cherenkov telescopes (four having 13 m diameter mirror dish and one, namely CT5, with a 28 m dish) situated in the Khomas Highland of Namibia. In particular the fifth telescope, CT5, entered in oper-

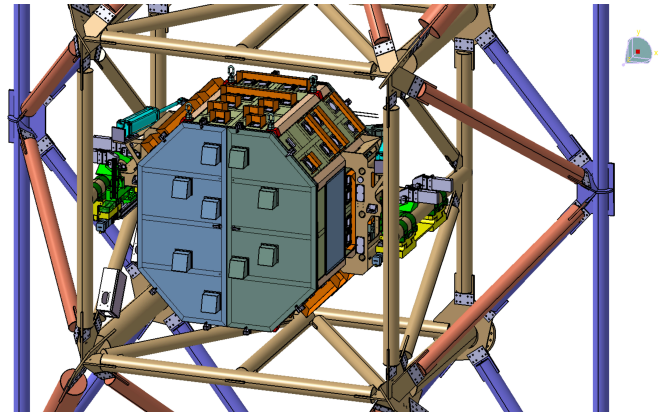


Figure 1: CAD (Computer-Aided Design) images of the CT5 camera loaded onto the support mast structures of the telescope and locked by the focus system.

ation in 2012 and enables to lower down the minimal energy threshold from a few hundreds of GeV to ~ 30 GeV. The nominal focal distance between the position of the camera and the centre of the mirror dish is 36 m. Unlike the remaining four smaller H.E.S.S. telescopes, the focal distance of CT5 is not fixed but adjustable thanks to a slewing system of the camera along the focal axes of the telescope. The focus system has been designed to operate at 1800 m altitude and to respect a series of critical environmental requirements related to wind, rain and dust. Its main technical specifications are:

- maximum camera shift range of 230 mm;
- focal distance range from 35.93 m to 36.16 m;
- displacement accuracy of 1 mm;

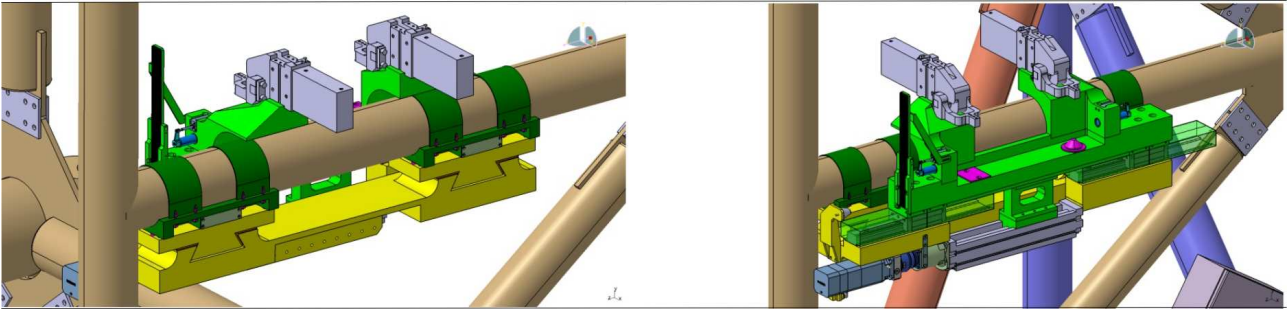


Figure 2: CAD images: in yellow the fixed part and in green the moving part.

- 3000 kg total weight of the focal equipment (namely the camera and the focus system) to be shifted;
- full working efficiency guaranteed for varying telescope pointing positions from -35° to $+180^\circ$ (with respect to the horizontal axis);
- operating within a temperature range from 0°C to 40°C .

The mechanical design of the focus system aims at two main functionalities:

1. the camera installation and locking into the masts structures with an accuracy of 0.35 mm. For maintenance or calibration purposes as well as in case of not favourable weather conditions, the camera is used to be loaded and unloaded from the CT5 telescope by means of a dedicated mecatronic and semi-automatic system (which is not described here). The camera is used to be locked and unlocked to the masts by using a pneumatic system composed of four toggle fasteners and four jacks. For safety reasons, the control of this system is hardware conditioned and each toggle fastener is able to manage 1.5 t whereas the whole mass of the camera and the focus system together is equal to 3.5 t. Figure 5 shows the final focus system on the telescope.
2. adjusting the position of the camera (the dimensions of which are $2.3\text{ m} \times 2.3\text{ m} \times 2.5\text{ m}$) along the optical axis, inside the camera support mast structures (a square cuboid structure of $3.9\text{ m} \times 3.9\text{ m} \times 2.5\text{ m}$ made of steel pipes and shown in Figure 2). The focus system is composed of two parts, one fixed and locked on the telescope thanks to four steel rings and a moving one in order to ensure the translation of the camera (see Figure 1). These two parts are linked by four rail-base devices. The range is 200 mm and is carried out by two ball-screws (of 5 mm pitch). The displacement is managed by two independent brushless motors equipped by absolute multiturn encoders which guarantee a speed motion of 0.015 m s^{-1} and an accuracy of 0.05 mm.

The two homologue focus system moving components, laying along two opposite lateral sides of the camera are completely automatized. They are both in charge of executing the translation of the camera along two parallel axes but not mechanically coupled.

The control set point and synchronization of both axes is done via a virtual central axis which is the master of both displacements, while the two mechanical axial translators are slaves of it. The focusing process is required to be guaranteed until the end of the programmed translation even in case of unexpected blocking cause as power cut. For such a purpose the system is controlled through a Programmable Logic Controller architecture composed of two Central Processing Units (one in charge of the classical locking and unlocking cycles of the camera and one more in charge of the management of the camera translations), two field-buses dedicated respectively to the deported devices (input output modules, variators and control touch panels) and to specific variators in charge of managing power cuts and synchronized displacements.

A dedicated controller and a Corba server allow the data acquisition software to control the camera position via a OLE for Process Control (OPC) as represented on Figure 3. Moreover, a Java application monitors and controls this system with different levels of expertise.

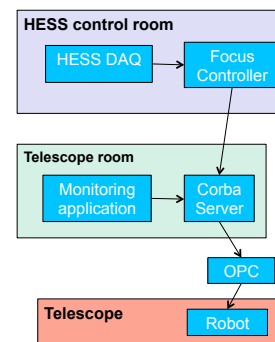


Figure 3: Sketch of the control system.

3 Simulations

Some Monte Carlo simulation studies were conducted with the purpose of investigating and validating the working principle of the focus system and its effect on the CT5 telescope sensitivity.

These studies have been done using the official H.E.S.S. simulation software packages. First of all a total amount of ~ 1.4 million primary gamma rays were generated and shared among several fixed energy samples (between 12 GeV and 5 TeV) and for three different incident zenith angles (ZA): 0° , 32° and 60° . The gamma-rays induced air showers were simulated with

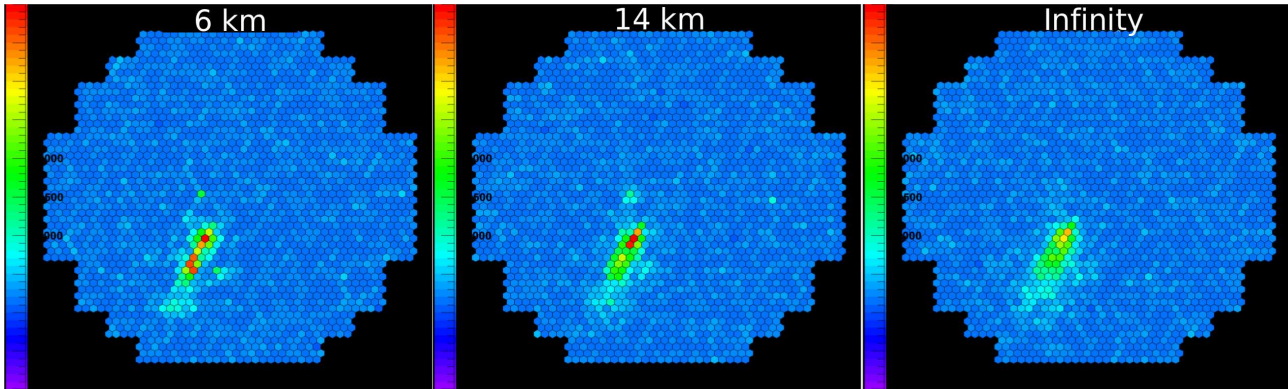


Figure 4: Event display of a simulated gamma ray at 200 GeV.

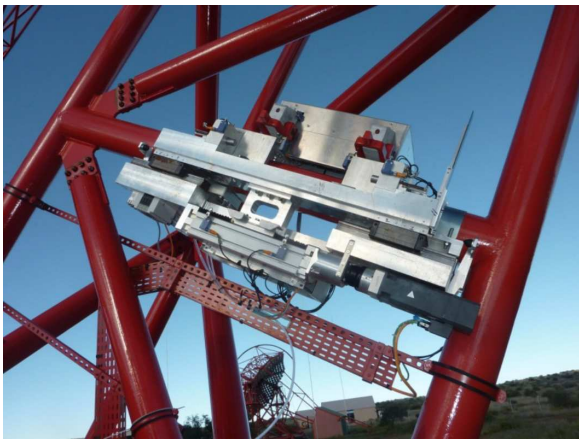


Figure 5: Picture of the CT5 focus system.

the KASKADE software package [1] which produces and propagates the final Cherenkov photons on ground as well. Then the telescope simulator reproduces the Cherenkov light reflection through the telescope optics and the camera response (i.e. photodetectors and associated front-end electronics). The shadow of the telescope structure (mast and camera) the effective reflectivity of the mirrors as a function of the photon wavelength are well taken into account. A varying focus height between 5 km and 26 km, plus one more focus condition corresponding to infinity were simulated. Then photons are propagated to the pixels of the camera considering the focus position. The time delay between the mirrors and the camera is computed for each photon. At this stage the simulated electronic acts.

Finally whenever the trigger conditions are fulfilled an equivalent *raw* event-base camera image is registered and the event reconstruction methods in use in H.E.S.S. are applied to it.

4 Results

In order to estimate the effect of the focus, we first limit our analysis to the trigger rates without considering the effect of the event reconstruction. Figure 4 shows a typical camera shower image from a primary gamma ray of 200 GeV. The three pictures represent the camera pixels for respectively three different focus positions:

6 km, 14 km and infinity. As expected, we observe a spread when the focus is at infinity. The trigger effective area has been deduced after simulations for each focusing position and for different gamma-ray incident angles. The results are proposed in figure 6 relative to the values obtained in the case of focus at the infinity and zenith angle equal zero. We choose four fixed energy gamma-ray samples (50 GeV, 200 GeV, 500 GeV and 1250 GeV) and vary the focus from 5 km to 20 km. The results are the following :

- the gain is more important at low energy. These energies are near the energy threshold of the telescope and a spread of the light pool imply to go below this limit.
- there is a gain for all energies. As expected the spread of the light pool is a detrimental effect for each energy.
- the performances are very stable in a large focus position range. This is because the spread of the light remains within the pixel size.
- at very low height there is a reduction of the performances for all energies. It means that the focus position is far below the shower maximum for each chosen energy.

Similar conclusions are achieved for other zenith angles (Figures 7 and 8). Besides there is an evolution of the best focus position from 12 km at $ZA = 0^\circ$ to 20-40 km at $ZA = 60^\circ$. On the whole, these results support the possibility to chose a relevant focus position for each zenith angle for a given observation.

A second step consisted in introducing the reconstruction of the shower events to estimate the focus impact on the identification of the gamma-ray direction. For this study the geometrical Hillas reconstruction method [3] was used and applied only in mono-telescope mode.

Figure 9 shows our results on the angular resolution for $ZA = 0^\circ$. The 68% containment (r_{68}) of the distribution of the difference between reconstructed and true direction of primary gamma rays generated from a point-like source is assumed to estimate our angular resolution. Choosing the best focus position implies an improvement of the resulting r_{68} , especially at low energy. Again this improvement is very stable with the focus distance. Moreover, the results are identical for $ZA = 32^\circ$ and $ZA = 60^\circ$.

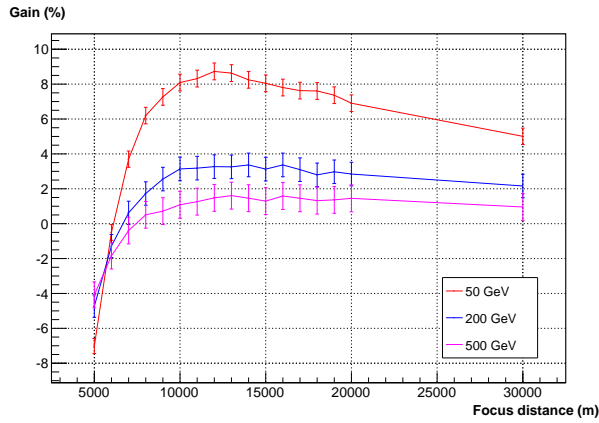


Figure 6: Trigger rate gain in percentage as a function of focus position and relative to the case of focusing to infinity. Gamma-ray samples of three different energies and for incident direction with zenith angle = 0° .

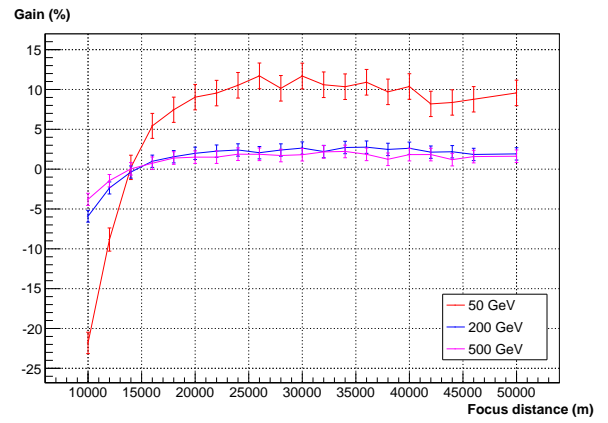


Figure 8: Trigger rate gain in percentage as a function of focus position and relative to the case of focusing to infinity. Gamma-ray samples of three different energies and for incident direction with zenith angle = 60° .

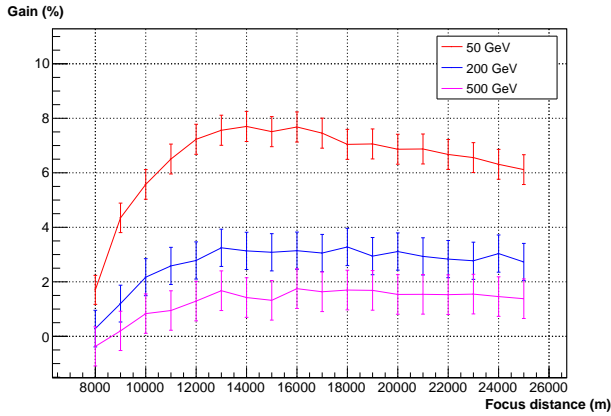


Figure 7: Trigger rate gain in percentage as a function of focus position and relative to the case of focusing to infinity. Gamma-ray samples of three different energies and for incident direction with zenith angle = 32° .

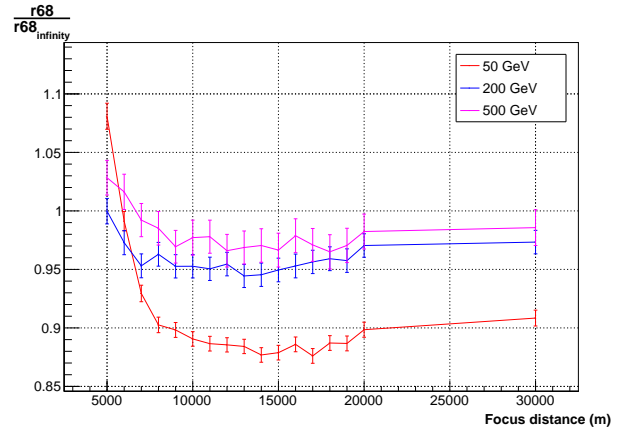


Figure 9: Relative improvement of the angular resolution as a function of focus distance with respect to the focus at infinity. Results correspond to zenith angle = 0° and three fixed energy gamma-ray samples (50 GeV, 200 GeV and 500 GeV).

5 Conclusion

The effect of the focus position on the CT5 telescope performance as a function of energy and incident direction of the gamma rays has been studied. The results of the simulation studies confirm the critical role of the focus position on the trigger sensitivity and the angular resolution. Furthermore the stability of the performance guarantees the possibility to choose the most appropriate focus position as a function of the observation configurations.

The best height range is between 12 km and 40 km corresponding to a focus length between 36.11 m and 36.03 m respectively. CT5 has the technical device allowing to fulfill this requirement.

The above results indicate some margin of improvement of the gamma-to-hadron separation. This hypothesis as well as the validation of the MC simulation results are currently studied by using the first CT5 data.

Acknowledgment: please see standard acknowledge-

ment in H.E.S.S. papers, not reproduced here due to lack of space.

References

- [1] M.P. Kertzman and G.H. Sembroski, NIM A343 (1994) 629-643
- [2] Heitler, W., The Quantum Theory of Radiation (3rd Ed.), Oxford University Press, London, x38, p.386 ff., 1954.
- [3] Hillas, A. 1985, in Proc. 19nd I.C.R.C. (La Jolla), Vol. 3, 445

Références

- [1] Michael Gajdus, Arache Djannati-Ataï, Mathieu Chrétien, Gianluca Giavitto, Markus Holler, Bronislaw Rudak, Thomas Tavernier, and Christo Venter. Pulsations from the Vela pulsar down to 20 GeV with H.E.S.S. II. *PoS, ICRC2015* :841, 2016. :2015kke
- [2] H.E.S.S. Collaboration, A. Abramowski, F. Aharonian, F. Ait Benkhali, A. G. Akhperjanian, E. O. Angüner, M. Backes, S. Balenderan, A. Balzer, A. Barnacka, and et al. The exceptionally powerful TeV γ -ray emitters in the Large Magellanic Cloud. *Science*, 347 :406–412, January 2015.
- [3] H.E.S.S. Collaboration. An exceptional very high energy gamma-ray flare of pks 2155â304. *The Astrophysical Journal Letters*, 664(2) :L71, 2007.
- [4] H.E.S.S. Collaboration. Primary particle acceleration above 100 TeV in the shell-type supernova remnant <ASTROBJ>RX J1713.7-3946</ASTROBJ> with deep HESS observations. *A&A*, 464 :235–243, March 2007.
- [5] H.E.S.S. Collaboration. First detection of VHE γ -rays from SN 1006 by HESS. *A&A*, 516 :A62, June 2010.
- [6] H. E. S. S. Collaboration, A. Abramowski, F. Aharonian, F. Ait Benkhali, A. G. Akhperjanian, E. O. Angüner, M. Backes, S. Balenderan, A. Balzer, A. Barnacka, and et al. H.E.S.S. detection of TeV emission from the interaction region between the supernova remnant G349.7+0.2 and a molecular cloud. *A&A*, 574 :A100, January 2015.
- [7] A. M. Hillas. Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma. *International Cosmic Ray Conference*, 3, August 1985.
- [8] Julien Masbou. Etude de la sensibilité de H.E.S.S.-2 en dessous de 300 GeV et recherche indirecte de matière noire dans les données de H.E.S.S., 2010.
- [9] Pierre Aubert. Etude du champ magnétique extragalactique par la mesure du phénomène de paire halo avec H.E.S.S. avec l'observation du noyau actif de galaxie PKS2155-304 en prenant en compte les pixel morts. 2014.
- [10] Nukri Randolph Komin. *Detection of gamma rays from the supernova remnant RX J0852.0-4622 with H.E.S.S.* PhD thesis, 2006.
- [11] F. Krayzel et al. Improved sensitivity of H.E.S.S.-II through the fifth telescope focus system. In *Proceedings, 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC2013) : Rio de Janeiro, Brazil, July 2-9, 2013*, page 0923, 2013. :2013fra
- [12] Cyril Trichard. Etude du rayonnement gamma de vestiges de supernova en interaction avec des nuages moléculaires et optimisation de l'analyse des données de H.E.S.S. 2015.
- [13] C. Trichard, A. Fiasson, G. Maurin, and G. Lamanna. Enhanced H.E.S.S. II low energies performance thanks to the focus system. In *Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015)*, 2015. :2015oca
- [14] J. Bolmont et al. The camera of the fifth H.E.S.S. telescope. Part I : System description. *Nucl. Instrum. Meth.*, A761 :46–57, 2014. :2013xma

Chapitre 5

CTA, mon avenir en astronomie gamma

« Le bonheur, c'est de continuer à désirer ce que l'on possède. »

Saint Augustin D'Hippone

Sommaire

5.1 Les télescopes de CTA	106
5.1.1 LST - Large Size Telescope	107
5.1.2 MST - Medium Size Telescope	107
5.1.3 SCT - Schwarzschild-Couder Telescope	108
5.1.4 SST - Small Size Telescope	110
5.2 Gestion des données	110
5.2.1 Rapatriement des données	110
5.2.2 Analyser/réanalyser les données	111
5.2.3 Archivage, tracabilité et accessibilité des données	115
5.3 Performances attendues	116

Depuis septembre 2015 et pour la prochaine décennie, mes activités techniques portent sur l'expérience *CTA* (*Cerenkov Telescope Array*). Je me suis en effet engagé dans la conception et la mise en œuvre de la chaîne logicielle (*pipeline*) responsable de l'analyse des données brutes de l'observatoire *CTA*. Aujourd'hui je dirige une équipe au laboratoire constituée de Jean JACQUEMIER (ingénieur d'étude), Pierre AUBERT (étudiant en thèse d'informatique sous ma co-direction), Thomas VUILLAUME (postdoc) et plus récemment de Florian GATÉ (postdoc) sur ce sujet. A nous cinq, nous mettons aujourd'hui en place une analyse performante et efficace, tant d'un point de vue physique qu'informatique, pour relever le défi de traiter le flux colossal de données du futur observatoire *CTA*. Pour cela nous développons des bibliothèques de calcul haute performance et des algorithmes originaux de traitement de données. Ce travail a débuté grâce au soutien du projet européen ASTERICS¹ regroupant les futures expériences de l'ESFRI d'astronomie : SKA, CTA, KM3NET et LSST. Ce projet de recherche est décrit dans ce chapitre.

5.1 Les télescopes de CTA

CTA sera le premier observatoire pour l'astronomie gamma de très haute énergie, dans la gamme de quelques dizaines de GeV à quelques centaines de TeV [1]. Le consortium *CTA* regroupe aujourd'hui les efforts des trois principales communautés scientifiques travaillant dans ce domaine (*H.E.S.S.*, *MAGIC* et *VERITAS*) afin de construire un dispositif de nouvelle génération permettant un gain en sensibilité d'un ordre de grandeur, un élargissement de la gamme en énergie vers les basses et les hautes énergies, ainsi que des améliorations importantes en ce qui concerne les résolutions énergétique et directionnelle des rayons gamma. Le consortium est ainsi composé de 1350 membres répartis sur 32 pays.

Les gerbes de gamma sont si rares (un rayon gamma par m² par an provenant d'une source brillante ou un par m² par siècle d'une source faible), que *CTA* utilisera plus de 100 télescopes répartis sur deux sites : un site austral dans le désert de Paranal au Chili et un site boréal à La Palma dans les îles Canaries espagnoles. Le site sud sera principalement voué à l'étude des sources galactiques responsables des rayons gamma les plus énergétiques. Le site nord s'intéressera aux sources extragalactiques ainsi qu'à la cosmologie, et se concentrera sur les rayons gamma de plus basse énergie.

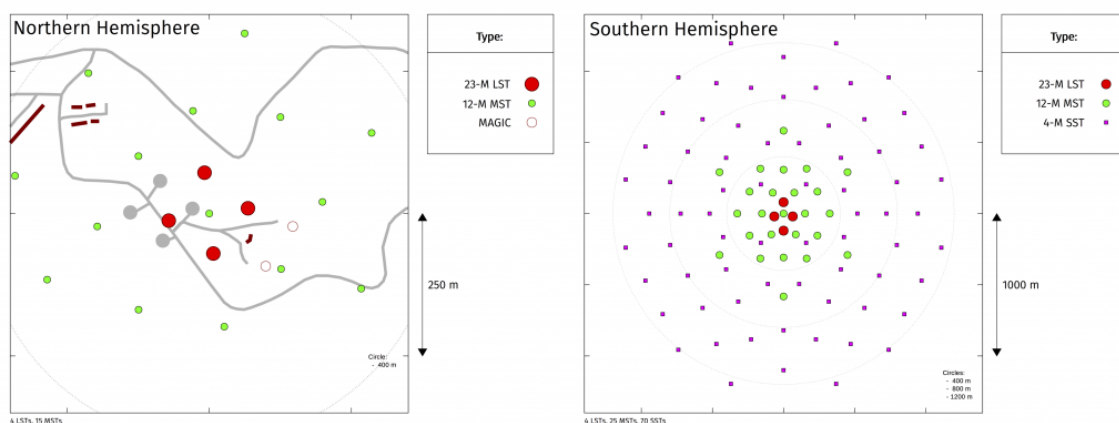


FIGURE 5.1 – Cartes des sites nord (gauche) et sud (droite) de l'observatoire *CTA*.

Pour cela, trois types de télescope seront déployés dans l'hémisphère nord et sud en fonction de leur sensibilité : des télescopes de petite taille (SST) pour les hautes énergies (5-300 TeV), des

1. European Commission Framework Programme Horizon 2020 Research and Innovation action under grant agreement number 653477.

télescopes de taille moyenne (MST) pour les énergies intermédiaires (100 GeV-10 TeV) et des télescopes de grande taille (LST) pour les énergies les plus basses (20-200 GeV). La figure 5.1 présente la répartition géographique prévue aujourd'hui des télescopes sur les réseaux nord et sud. Le réseau boréal devrait être composé de 4 LST et de 15 MST tandis que le site austral sera formé de 4 LST, 25 MST et de 70 SST. Les propriétés des télescopes et des caméras sont résumées dans le tableau 5.1 (l'ensemble des informations proviennent du *Technical Design Report de CTA* [2]).

5.1.1 LST - Large Size Telescope

L'équipe du projet LST est composée de plus de 100 scientifiques répartis sur huit pays (le Brésil, la France, l'Allemagne, l'Inde, l'Italie, le Japon, l'Espagne et la Suède).

Le télescope LST possède une monture altitude-azimut et une structure tubulaire en fibre de carbone renforcée par des tubes en acier. La lumière Cherenkov des gerbes est recueillie et focalisée par un miroir parabolique de 23 m de diamètre, de 28 m de distance focale et de 400 m² de surface effective. La caméra LST-CAM est composée de 1855 photomultiplicateurs (PMTs). Lorsqu'une gerbe est détectée, l'électronique associée à chaque phototube convertit alors la lumière en signaux digitaux (12 bits) sur une fenêtre de 30 nanosecondes avec un échantillon toutes les nanosecondes. Le taux de déclenchement de la caméra est établi à 15 kHz fournissant ainsi un flux d'environ 3.5 Go.s⁻¹.

Bien que le LST fasse 45 m de hauteur et pèse environ 100 tonnes, il doit pouvoir se repositionner en 20 secondes pour suivre d'éventuelles alertes (sursauts gamma, supernova, onde gravitationnelle...).

Le prototype du LST est en cours de construction sur le site nord de La Palma. Les premières lumières sont attendues pour la fin 2017.

Implications techniques du LAPP

Le LAPP est particulièrement impliqué dans la conception, la construction et sera impliqué dans la mise en service du prototype et des télescopes LST. Le groupe a participé entre autres à la conception de l'arche haubanée, de l'outillage associé et à la définition des procédures d'installation. Il s'occupe du suivi de la production chez notre partenaire industriel français LORIMA et participera à l'installation de la structure mécanique sur site.

Parallèlement le groupe travaille sur le pilotage des télescopes (*drive système*) et effectuera son installation sur site. Il travaille également sur la conception, le test et l'intégration du contrôleur (*Embedded Camera Controller*) qui surveillera les LST-CAM ainsi que les caméras NectarCAM des MST.

L'ensemble de ces développements techniques est dirigé par Armand FIASSON (chef du groupe CTA au LAPP).

5.1.2 MST - Medium Size Telescope

Les télescopes de taille moyenne seront construits par une collaboration internationale d'instituts et d'universités d'Allemagne, de France, du Brésil, de Pologne, de Suisse et des Etats-Unis.

Le MST est un télescope Davies-Cotton modifié avec un miroir de 12 mètres de diamètre sur un support polaire et une distance focale de 16 mètres. Le miroir de 88 m² est composé de 90 miroirs

hexagonaux alignés grâce à un contrôleur mécanique pour former un réflecteur sphérique. Le MST peut accueillir deux caméras différentes (FLASHCAM et NECTARCAM) qui utilisent des tubes photomultiplicateurs. Ces caméras ont un grand champ de vision de 8 degrés, permettant aux MST de faire des relevés rapides du ciel gamma.

Les laboratoires français participent fortement au développement des caméras NECTARCAM. Le LAPP est responsable du contrôleur embarqué (*Embedded Camera Controller*) qui veillera au bon fonctionnement de la caméra. Cette caméra est composée de 1855 pixels et d'une électronique associée digitalisant les signaux (12 bits) des gerbes sur une fenêtre de 60 nanosecondes avec un échantillon toutes les nanosecondes. Le taux de déclenchement de cette caméra est établi à 9 kHz fournissant ainsi un flux d'environ 4.2 Go.s^{-1} .

La caméra FLASHCAM est formée de 1764 photomultiplicateurs et d'une électronique digitalisant les signaux des gerbes (12 bits) sur une fenêtre de 60 nanosecondes avec un échantillon toutes les 4 nanosecondes. Fixé à 9 kHz, les déclenchements fournissent ainsi un flux d'environ 550 Mo.s^{-1} . L'électronique de la FLASHCAM a été développée pour une éventuelle évolution vers des photomultiplicateurs à silicium (SiPMs).

5.1.3 SCT - Schwarzschild-Couder Telescope

Le télescope Schwarzschild-Couder (SCT) est une version à doubles miroirs du télescope de taille moyenne (MST). Il est proposé comme une alternative de haute performance au MST. En effet, la technique des doubles miroirs permet de corriger la plupart des effets d'aberrations géométriques et offre une résolution angulaire supérieure sur un champ de vue plus large (8.3°) que les télescopes Cherenkov classiques à simple miroir. Le tout dans un système optique plus compact (distance focale de 5.58 m) rendant la structure mécanique plus simple à réaliser, à installer et à maintenir.

Le miroir segmenté principal des SCT fait 9.7 mètres de diamètre avec une surface de collection de 40 m^2 alors que le miroir segmenté secondaire fait 5.4 mètres. Chaque segment possède un alignement actif. La caméra des SCT basée sur des photomultiplicateurs en silicium (SiPMs) est composée de plus de 11000 pixels permettant de réduire significativement la fonction d'étalement d'une source ponctuelle (PSF). Digitalisé sur une fenêtre de 60 nanosecondes avec des échantillons de 1 nanoseconde à une fréquence de 2.5 kHz, le flux de données généré par une caméra est de 3.5 Go.s^{-1} .

En collaboration avec les groupes qui s'occupent des caméras des SST à deux miroirs (SST-2M) et du positionneur des MST, les instituts américains sont responsables de la conception des SCT depuis 2006.

Cette alternative n'est aujourd'hui pas encore validée par le consortium CTA. Elle ne fera pas partie des premiers déploiements, mais sera peut-être ajoutée lors d'une évolution du réseau dans un second temps.

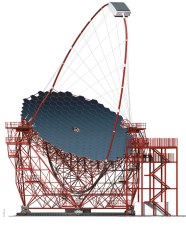
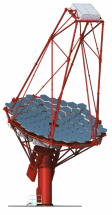
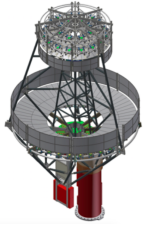
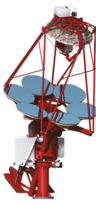
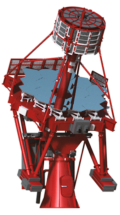
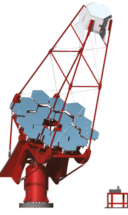
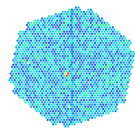
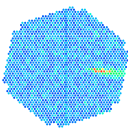
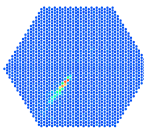
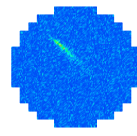
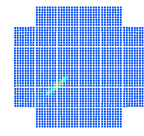
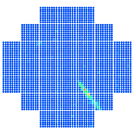
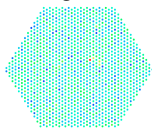
							
	LST	MST	SCT	GCT	ASTRI	SST-1M	
Energie	20-200 GeV	100 GeV-10 TeV		quelques TeV - 300 TeV			
Poids [tonnes]	103	≈ 75	51	7.8	20	8.6	
Miroir	Parabolique	Sphérique	Schwarzschild-Couder			Sphérique	
Diamètre	23 m	12 m	9.66 m (5.4 m)	4 m (2 m)	4 m (1.8 m)	4 m	
Focale	28 m	16 m	5.58 m	2.28 m	2.15 m	5.6 m	
Surface effective	368 m ²	88 m ²	40 m ²	6 m ²	6 m ²	6.47 m ²	
Caméra	LST-Cam	NectarCam	FlashCam	SCT	GCT	ASTRI	DigiCam
							
Technologie	PMTs	PMTs	PMTs	SiPMs	PMTs	SiPMs	SiPMs
Dimensions		2.9×2.8×1.15	2.9×3×1.1			0.5×0.5×0.5	
Poids [kg]		<2000	<1800		45	55	186
Champ de vue	4.5°		≈8°	8.3°	9.2°	9.6°	9.1°
Nb Pixels	1855	1855	1764	11328	2048	7936	1300
Digitalisation		12 bits	12 bits				12 bits
fenêtre [ns]	30	60	60	60	80	80	80
Echantillon	1 ns/4 octets	1 ns/4 octets	4 ns/2 octets	1 ns/2 octets	1 ns/2 octets		4 ns/2 octets
Fréquence [kHz]	15	9	9	2.5	0.6	0.6	0.6
Flux/pixel [b.s ⁻¹]	1000	1960	280	1000	1000	56	360
Flux cam [Gb.s ⁻¹]	27.8	32.7	4.4	28.3	24.3	4	4.2

TABLEAU 5.1 – Principales caractéristiques techniques des six types de télescopes et des 7 caméras associées.

Site	Télescopes							Flux				Données annuelles
	LST LST-Cam	MST NectarCam FlashCam		SST SCT GCT ASTRI DigiCam			Brut	Stéréo	Echantillon Réduit (3%)	rejection Compression		
Nord	4	8	7					50 Go.s ⁻¹	16.7 Go.s ⁻¹	2.2 Go.s ⁻¹	0.22 Go.s ⁻¹	1.1 Po
Sud	4	12	12	(26)	24	24	24	167 Go.s ⁻¹	28.7 Go.s ⁻¹	4.1 Go.s ⁻¹	0.41 Go.s ⁻¹	1.9 Po

TABLEAU 5.2 – Flux de données des sites nord et sud. Ces flux de données sont à titre indicatif, puisque de nombreux points sont en cours d'évolution dans la collaboration (en particulier les fréquences, les échantillons et les fenêtres des signaux enregistrés). La réduction des échantillons à 3% consiste à ne conserver que les 3% des signaux temporels les plus intenses dans les caméras.

5.1.4 SST - Small Size Telescope

Soixante-dix télescopes de petite taille (SST) seront présents sur le site sud de CTA. Ils seront répartis sur plusieurs kilomètres carrés afin d'observer les rayons gamma de très haute énergie qui produisent une grande quantité de lumière Cherenkov sur une grande surface.

Le SST possède un grand champ de vue d'environ 9 degrés et un miroir d'environ 4 mètres de diamètre couvrant plus de 6 m².

Trois différentes montures sont en cours de prototypage et de test : un modèle à un miroir (SST-1M) et deux systèmes Schwarzschild-Couder à doubles miroirs (SST-2M ASTRI et SST-2M GCT).

Le SST-1M utilise des capteurs en silicium, sous la forme de pixels hexagonaux individuels équipés de concentrateurs de lumière (cônes de Winston). La conception à un miroir génère une distance focale plus longue (5.6 m) et impose donc une plus grande structure mécanique.

Les conceptions à double miroir permettent quant à eux, une excellente imagerie à travers un large champ de vision et une courte distance focale. La caméra ASTRI utilise des photomultiplicateurs en silicium (SiPM) alors que la caméra GCT utilise des photomultiplicateurs simples.

La fréquence des caméras est fixée à 9 kHz. Le flux de données dépend quant à lui de chaque caméra (nombre de pixels, taille de la fenêtre et de l'échantillon...). Les signaux des SST-1M sont numérisés en 12 bits sur une fenêtre de 80 nanosecondes avec des échantillons toutes les 4 nanosecondes. Le flux de données brutes est de 525 Mo.s⁻¹. Les données des GCT sont similaires mais les échantillons sont pris toutes les nanosecondes, générant ainsi un flux de 3 Go.s⁻¹. Enfin, même si la caméra ASTRI est composée d'un nombre important de pixel (7936), elle n'est aujourd'hui pas encore capable d'échantillonner les signaux et n'enregistre que le signal total produit dans une fenêtre de 80 nanosecondes. Elle produit ainsi un flux plus faible de 500 Mo.s⁻¹.

Les SST sont construits principalement par des instituts et des universités en Pologne et en Suisse (SST-1M) ; au Brésil, en Italie et en Afrique du Sud (ASTRI) ; et en Australie, en France, en Allemagne, au Japon, aux Pays-Bas, au Royaume-Uni et aux États-Unis (GCT).

5.2 Gestion des données

Le flot de données brutes générées par CTA est de 50 Go.s⁻¹ pour le site nord et d'environ 170 Go.s⁻¹ pour le site sud. Ces données ne sont heureusement pas toutes récupérées. Un déclenchement central (*central trigger*) au niveau du système d'acquisition (DAQ) permet de ne conserver que les événements stéréoscopiques. A partir des taux d'événements attendus sur chaque site (estimés grâce à des simulations Monte-Carlo et des mesures de site) et compte tenu d'un schéma de déclenchement réaliste [2], le flux de données enregistrées sur site est donc réduit d'un facteur 3 pour le site nord et de plus d'un facteur 5 pour le site sud (voir tableau 5.2). Même avec cette dernière réduction, le flux de données reste colossal et fait entrer de plein pied l'astronomie gamma dans la problématique du *Big Data*. Plusieurs défis doivent alors être relevés par la collaboration CTA pour rapatrier, stocker, traiter et rendre accessibles ces données.

5.2.1 Rapatriement des données

Le premier défi du traitement des données est de réduire encore ce flux d'un facteur d'environ 70 afin de pouvoir rapatrier les données en Europe continentale (sur les quatre centres de stockage) grâce à une fibre optique à 10 Gbit.s⁻¹. Cette réduction ne doit pas avoir de conséquence sur les performances physiques de l'observatoire.

Plusieurs pistes sont actuellement en cours d'étude : ne conserver que 3 à 5 % des échantillons temporels les plus pertinents, rejeter une partie des données, supprimer des signaux sans signal significatif et la compression sans perte des données. Pour ce dernier point, il reste tout de même à trouver un algorithme capable de compresser les données d'un facteur important et assez rapide. En effet, les meilleurs algorithmes de compression (LZMA, zip...) permettent aujourd'hui au mieux de réduire la taille d'un fichier de simulation de 475 Mo d'un facteur 4.9 en plus de 7 minutes.

Implications actuelles et futures du groupe

Notre groupe s'est intéressé et s'intéresse encore à ce défi. Nous avons ainsi développé un algorithme HPC (calcul haute performance) de réduction qui permet de pré-compresser les données d'un facteur 3.75 avant d'utiliser l'algorithme LZMA². Ainsi en 24 secondes seulement sur le même ordinateur, on obtient le même taux de compression que LZMA seul, soit un facteur d'accélération en temps d'environ 19. Au final pour compresser une heure d'observation du site sud (environ 15 To), il faut 145 jours avec LZMA contre moins de 8 jours sur un seul cœur CPU. On imagine également le gain en consommation électrique. Sans LZMA, la réduction se fait en 1.4 jours sur un seul cœur avec un facteur de compression d'environ 3.7, répondant aux spécifications de la collaboration (compression d'un facteur 2).

Si l'on ne conserve que 3 % des échantillons temporels et que l'on compresse les données d'un facteur 4.9 (voir 5.2), il reste toujours un facteur 2-5 à gagner sur le flux de données. Sur ce point nous explorons actuellement une autre approche : utiliser une analyse *in situ* pour identifier les événements générés par des gerbes hadroniques. En effet, typiquement on enregistre 1 photon pour 100 à 1000 gerbes de protons. Si une analyse est capable de rejeter ne serait-ce que 50 % des protons sans exclure de photon, elle permettrait d'atteindre la réduction de données nécessaire. Cette réjection étant définitive, il est tout de même impératif d'être sûr des algorithmes utilisés.

La méthode de réduction des données est décrite dans un article [3], en cours de soumission dans le journal Nuclear Instruments and Methods in Physics.

5.2.2 Analyser/réanalyser les données

Le traitement des données est divisé en deux phases. Dans un premier temps, l'analyse *bas niveau* formera les listes de photons reconstruits. Cette première phase de production sera gérée par les experts de l'observatoire CTA. Elle utilisera de nombreuses ressources informatiques (la grille) d'autant plus qu'il est prévu de re-traiter l'ensemble des données CTA une fois par an, pour prendre en compte les améliorations des algorithmes au fil du temps. Il est donc aujourd'hui nécessaire d'optimiser cette phase afin de réduire le temps et donc le coût de traitement des données. Notre groupe au LAPP travaille sur cette phase de production.

Ensuite l'analyse *haut niveau* utilisera ces listes pour extraire les spectres et les images finales du ciel en astronomie gamma. Cette deuxième phase, moins gourmande en ressources, sera exécutée par les scientifiques utilisateurs de l'observatoire sur la grille ou en local.

2. LZMA : *Lempel-Ziv-Markov chain-Algorithm* est un algorithme de compression de données sans perte en développement jusqu'à 2001 et utilisé dans le format 7z. Il permet d'obtenir des taux de compression élevés, mais nécessite beaucoup de temps et de mémoire.

Il existera en réalité trois chaînes d'analyse complètes dans CTA :

- L'**analyse C dite *offline*** sera réalisée hors site. Elle utilisera les centres de stockage, les sites de calcul et la grille. Cette analyse, la plus précise, produira les résultats scientifiques. La collaboration a décidé de réaliser une analyse type *pipeline* en PYTHON[4] avec une structure modulaire. *Nous développons aujourd'hui nos algorithmes et nos idées dans cette structure.*
- L'**analyse B dite *on-site*** analysera les données sur site pour vérifier après calibration la qualité des données. Cette analyse permettra de réduire le bruit de fond des protons et ainsi la quantité de données à transmettre en Europe, via la fibre optique. *Pour l'instant, seul notre groupe travaille sur cette analyse. Nous souhaitons garder la structure modulaire PYTHON de l'analyse C *offline* en développant une analyse plus simple et HPC (calcul haute performance).*
- L'**analyse A dite *real-time*** devra analyser en temps-réel les données sur site afin de surveiller le bon fonctionnement de l'instrument mais aussi de détecter d'éventuels événements transitoires dans le ciel (sursaut gamma, supernova, activité d'AGN...). La seule solution aujourd'hui est proposée par les groupes impliqués sur les caméras ASTRI. Cette analyse pose deux problèmes majeurs : elle utilise une architecture spécifique (ferme de GPU à basse consommation) qu'il faudra maintenir et dont la consommation est tout de même très élevée ; elle est basée sur un *pipeline* indépendant des autres analyses, rendant la maintenance du code difficile. *Ayant obtenu des résultats très encourageants sur les temps de traitement de nos algorithmes, nous gardons aujourd'hui la possibilité de proposer une analyse temps-réel utilisant le *pipeline offline* et des CPU ordinaires, avec nos développements HPC.*

Quelle que soit la chaîne utilisée, l'analyse des données *bas niveau* suivra plusieurs étapes :

- La **Calibration** consiste à transformer les signaux électroniques de chaque pixel des caméras en quantité de lumière (nombre de photons). Elle nécessite de connaître le gain moyen de chaque pixel mesuré indépendamment de l'observation ainsi que les piédestaux et, pour certaines analyses, le bruit de fond du ciel de chaque pixel, mesuré dynamiquement pendant l'observation. La présence de sept types de caméras rend cette étape difficile à réaliser. Afin de prendre en compte les spécificités de chaque dispositif, les experts caméra interviennent donc naturellement dans cette phase.
- La **Reconstruction** permet d'identifier la direction de provenance du photon gamma et d'estimer son énergie. Il existe aujourd'hui deux catégories de reconstruction :
 - les algorithmes à **moments réduits** : on extrait pour chaque image enregistrée des paramètres, puis, dans un second temps, on combine les paramètres réduits du même événement, utilisant ainsi la stéréoscopie pour obtenir la direction et l'énergie du photon.

La plus classique de ces méthodes est la méthode HILLAS [5] développée en 1985 pour analyser les images de l'observatoire WHIPPLE, premier télescope Cherenkov observant les gamma au TeV. Elle repose sur le calcul de moments géométriques des images en considérant que l'image idéale a une forme elliptique où l'intensité de la lumière est répartie selon une gaussienne pour chacun des axes (voir fig. 5.2). Le grand axe de l'ellipse correspond au plan contenant la gerbe et le télescope. La direction d'arrivée de la gerbe, et donc du photon, est définie géométriquement comme l'intersection des plans obtenus par les télescopes déclenchés durant le même événement. L'énergie du photon est estimée à partir de l'intensité des signaux mesurée sur chaque télescope, en fonction principalement de sa distance à la gerbe. On utilise pour cela des tables obtenues grâce à des simulations Monte Carlo.

Les deux principaux avantages de la reconstruction HILLAS sont : ses deux phases distinctes, à savoir le calcul des paramètres des ellipses et la combinaison stéréoscopique des paramètres, qui peut se faire de façon séquentielle ; sa rapidité puisqu'elle ne nécessite que des calculs simples (réduction, moyenne, barycentre) facilement vectorisables sur un cœur et

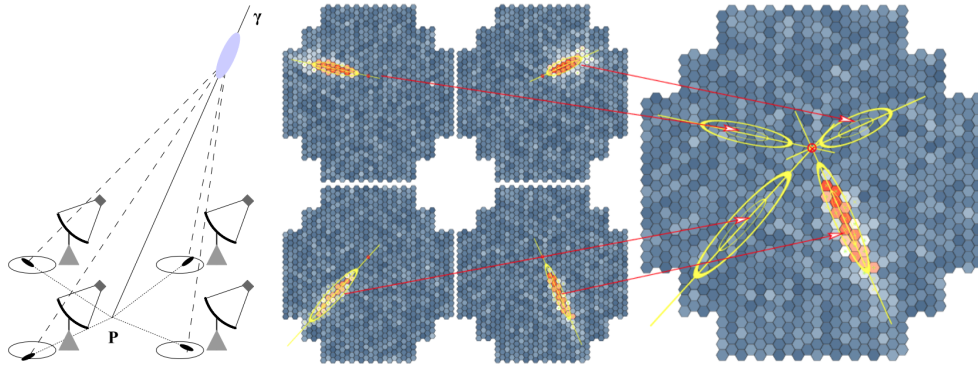


FIGURE 5.2 – Illustration de la reconstruction à moments réduits HILLAS.

que le traitement individuel des images peut facilement être parallélisé (multi-cœur/CPU).

Ces deux avantages sont essentiels pour *CTA* puisque les données ne seront pas rangées par événement, mais seront enregistrées chronologiquement par télescope. Au vu de la quantité de données acquise lors d'une observation (quelques T_0), il ne sera techniquement pas possible d'avoir en mémoire vive (RAM) les images d'un même événement vu par l'ensemble des télescopes déclenchés sans constamment réaliser des transferts disque dur vers RAM qui diminueront fatalement les performances des algorithmes.

Malheureusement d'un point de vue scientifique, la reconstruction HILLAS n'est pas aussi performante (résolution angulaire, énergétique et identification) que les algorithmes "modèles" (voir point suivant). D'autres méthodes à moments réduits sont tout de même en cours d'étude dans la collaboration *CTA* (transformées de Fourier, ondelettes...). Notre groupe teste en particulier la méthode mathématique HPC de décomposition en valeurs propres (SVD - *Singular Value Decomposition*) sur les images Monte Carlo.

Implications actuelles et futures du groupe

Depuis 2015, nous travaillons sur une méthode HILLAS HPC écrite en C pour l'analyse *on-site* et éventuellement l'analyse *real-time*. Nous avons tout d'abord développé une analyse pour traiter les données de *H.E.S.S.*. En choisissant un format de données alignés (données contigues en mémoire (disque et RAM)) permettant d'utiliser le *prefetching*³ des processeurs, en vectorisant les calculs, en faisant du calcul matriciel et en limitant les branchements conditionnels (*if, else, while...*)⁴, nous avons gagné un facteur allant de 350 à 700 en temps de calcul, en fonction du jeu d'instructions de vectorisation (SSE4, AVX, AVX512).

Nous adaptons aujourd'hui ce code aux données Monte Carlo de *CTA* et le faisons évoluer afin de préparer l'analyse *on-site*. Nous souhaitons tester cette reconstruction sur le prototype LST en cours de construction à La Palma (*CTA-Nord*). Devant le gain en temps important que nos fonctions élémentaires permettent de gagner, nous avons également décidé d'interfacer notre librairie C en PYTHON et la fournir à la collaboration *CTA* pour développer l'analyse *offline*. A titre d'exemple, notre code HPC interfacé en PYTHON permet de calculer l'intensité totale observée sur une caméra *CTA* 70 fois plus vite que la librairie NUMPY^[6].

Si, grâce à nos développements HPC, l'analyse *offline* en PYTHON devient suffisamment rapide, nous souhaitons que les analyses *on-site* et *offline* soient basées sur le même *pipeline* (la version *on-site* serait ainsi une version allégée de la version *offline*). Cela faciliterait grandement les développements et la maintenance.

- les algorithmes **modèles** : on compare chaque image enregistrée à un ensemble d'images préalablement générées.

MODEL++ est aujourd'hui la meilleure méthode de reconstruction utilisée dans l'expérience H.E.S.S. [7], d'un point de vue scientifique. Cette méthode compare toutes les images d'un événement observé aux images moyennes attendues (un modèle) pour un photon gamma simulé dans une situation donnée (angle d'incidence, énergie initiale, hauteur de première interaction dans le ciel, paramètres d'impact au sol...).

Pour cela, MODEL++ utilise la reconstruction HILLAS pour choisir le premier modèle à tester. Il calcule ensuite la vraisemblance entre le modèle et les images observées en tenant compte des paramètres instrumentaux (gains, piédestaux, bruit de fond du ciel, pixel défectueux...). Puis il converge vers le modèle le plus vraisemblable en utilisant l'algorithme de Levenberg-Marquardt [8; 9].

Les résolutions angulaires et énergétiques obtenues par cette méthode sont sensiblement supérieures aux méthodes paramétriques, en particulier à basse énergie. Mais la réjection des gerbes hadroniques est fortement améliorée grâce à la vraisemblance calculée.

Malheureusement, cette méthode n'est pas directement transposable à CTA principalement pour deux raisons : elle nécessite d'avoir en même temps les images de tous les télescopes ayant observé le même événement ; elle demande un temps de calcul très important (typiquement plusieurs heures de traitement pour trente minutes d'observation avec H.E.S.S. sur une machine du centre de calcul à Lyon CCALI) principalement à cause des calculs de vraisemblance et de l'algorithme de Levenberg-Marquardt.

Implications actuelles et futures du groupe

Nous cherchons aujourd'hui à résoudre ces deux problèmes.

En ce qui concerne le calcul de la vraisemblance et la méthode de convergence, ils peuvent largement être accélérés en utilisant au mieux la vectorisation des processeurs actuels et

3. C'est un composant du système d'exploitation. Lorsque que l'on demande de charger en mémoire une donnée, ce composant récupère à l'avance les données adjacentes, en supposant qu'elles seront utilisées ensuite. Si c'est bien le cas, ce composant système permet de réduire les transferts vers la RAM, ce qui génère un gain important de temps de calcul.

4. Lorsqu'une commande conditionnelle est utilisée (*if, else, while...*), le processeur attend la réponse, ce qui peut prendre plusieurs cycles. Afin de réduire ce temps, les processeurs d'aujourd'hui utilisent des prédicteurs (*Branch predictor*) qui prédisent le résultat de la condition et poursuivent l'exécution en attendant la réponse. Lorsque le résultat de la condition supposée par le prédicteur est juste, le temps de calcul est ainsi réduit. À l'inverse, si le prédicteur s'est trompé, le calcul est refait. Afin d'éviter cela, il faut éviter d'utiliser des conditions, ce qui est le plus souvent réalisable en les remplaçant par des multiplications.

en limitant les commandes conditionnelles. L'algorithme de Levenberg-Marquardt peut également être remplacé par un autre algorithme plus performant.

Nous comptons également étudier une autre méthode de comparaison : celle utilisée par le logiciel de reconnaissance musicale SHAZAM. L'idée est d'extraire pour chaque image des modèles, une empreinte complète caractéristique. Les paramètres HILLAS sont un bon point de départ, mais ils doivent être complétés pour que l'empreinte numérique soit univoque (ondelettes, SVD - valeurs singulières, transformée de Fourier...). La création de ces empreintes (dites serrures) est la partie la plus longue et la plus importante de tout le processus de reconnaissance. Mais la convergence réalisée grâce à une simple table de hashage (association clef-serrure) sera quant à elle ultra-rapide. Cette dernière donnerait directement le ou les images et donc l'ensemble des modèles les plus vraisemblables.

Néanmoins, le problème majeur reste l'impossibilité d'avoir en même temps les images d'un même événement vu par les différents télescopes. Il est donc nécessaire de faire une comparaison données-modèle asynchrone. Notre méthode type *clef-serrure* devrait nous permettre de résoudre ce problème. L'idée est de traiter chaque image indépendamment en conservant toutes les serrures compatibles ainsi que les vraisemblances associées. Une fois toutes les images traitées, on combine alors les résultats des différents télescopes d'un même événement et on calcule la vraisemblance moyenne pour chaque modèle retenu.

Nous commençons aujourd'hui à mettre en place cet algorithme. La première étape sera de faire marcher un algorithme type MODEL++ HPC qui servira de référence. Ces développements en C seront directement interfacés en PYTHON et implémentés dans le *pipeline offline*.

- La **Discrimination** permet d'identifier les rayons gamma des rayons cosmiques, principal bruit de fond. Cette étape est particulièrement importante puisqu'on observe en moyenne un rayon gamma pour cent ou mille rayons cosmiques. La méthode est naturellement liée à la reconstruction utilisée. Elle consiste à mettre des coupures sur les paramètres sensibles à la nature du primaire (photon-proton), soit de façon directe soit en utilisant des techniques informatiques (arbres de décisions, réseaux de neurones...). Une méthode plus fine encore est d'utiliser toutes les variables discriminantes de toutes les reconstructions et de définir des coupures sur les fonctions de densité de probabilité de chacune des variables (méthode *Xeff* développée au LAPP pour H.E.S.S. [10; 11]).

5.2.3 Archivage, tracabilité et accessibilité des données

Une fois rapatriées en Europe, les données seront stockées et analysées sur quatre sites, encore non définis. Par sécurité, la collaboration a décidé d'effectuer une sauvegarde par redondance. Chaque site détiendra donc la moitié des données brutes et en analysera un quart (voir schéma 5.3). Les résultats des analyses seront également dédoublés sur un second site. Un centre de gestion des sciences (*SDMC - Science Data Management Centre*), situé sur le campus DESY de Zeuthen en Allemagne, sera chargé de la gestion et du suivi de l'archivage, du traitement et de la diffusion des données. Le *SDMC* gèrera également les simulations Monte Carlo ainsi que tous les logiciels développés par les membres du consortium CTA.

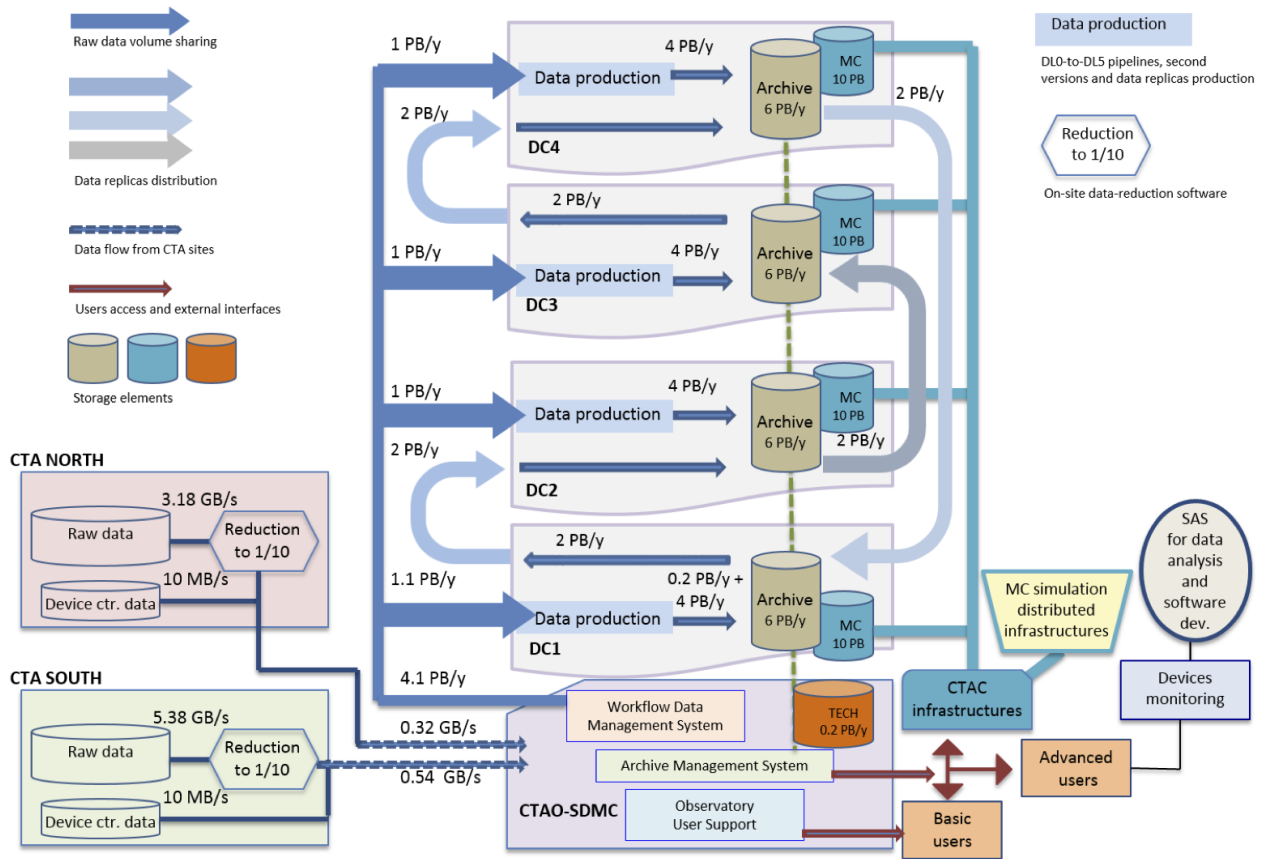


FIGURE 5.3 – Cheminement des données CTA. Les flux indiqués ne correspondent pas exactement à ceux indiqués dans le texte, car ils proviennent d’une ancienne estimation. L’ordre de grandeur reste heureusement préservé.

Pour être un observatoire, CTA devra fournir l’accès aux données brutes et traitées, aux outils d’analyse (bas et haut niveaux), ainsi qu’à d’autres services comme la gestion des demandes d’observation. Il existera trois classes spécifiques d’utilisateurs : observateurs invités, utilisateurs d’archives et utilisateurs avancés. Les deux premières catégories représentent la majorité des «utilisateurs de base» d’observatoire qui utilisent les produits scientifiques de haut niveau. Les utilisateurs avancés sont les gestionnaires, les opérateurs et les utilisateurs du consortium qui ont besoin d’accéder aux données à des niveaux plus profonds, à des fins scientifiques ou de développements logiciels.

Le groupe du LAPP grâce au travail de David SANCHEZ, participe à ce défi en définissant le portail utilisateur qui permettra d’accéder à l’ensemble des ressources (data, MC, logiciels) de l’observatoire CTA via un système automatisé d’authentications et d’autorisations. Le groupe pipeline du LAPP réfléchit également à la structure de la base de données nécessaire pour le traitement des données.

5.3 Performances attendues

Les performances de l’observatoire CTA sont aujourd’hui étudiées par simulation Monte Carlo. Elle évoluent et évolueront encore longtemps à mesure que les simulations s’affinent et les algorithmes d’analyse s’améliorent. La suite de cette section expose les performances estimées aujourd’hui.

Les courbes 5.4 représentent la résolution angulaire en fonction de l'énergie du rayon gamma pour les sites nord et sud [12]. Elle sera supérieure à 0.1° à partir de 100 GeV quelque soit le site principalement grâce aux 4 télescopes LST. A plus haute énergie, la résolution augmente pour atteindre environ 0.06° à 1 TeV et 0.03° à 10 TeV. Ces résolutions seront ainsi légèrement meilleures que celles obtenues par l'expérience *H.E.S.S.* .

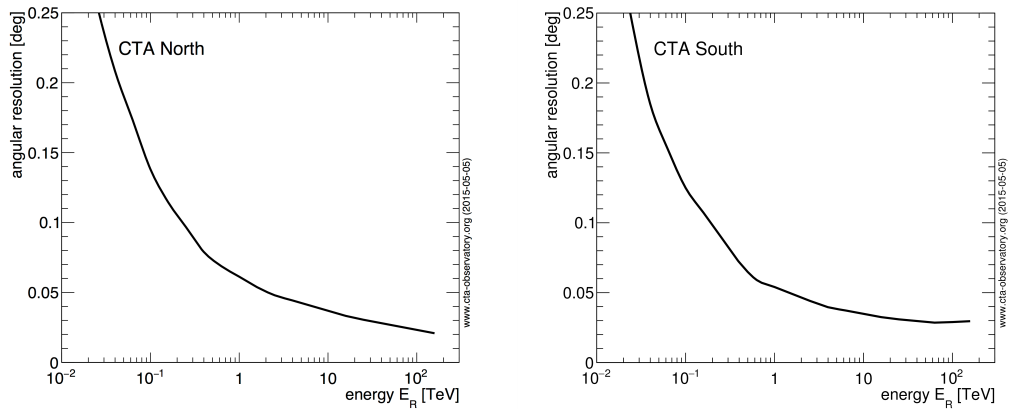


FIGURE 5.4 – Résolutions angulaires attendues en fonction de l'énergie du rayon gamma pour les sites nord et sud. Pour cette étude, l'analyse n'a pas été optimisée pour obtenir la meilleure résolution angulaire, mais pour maximiser la sensibilité à une source ponctuelle. Une résolution plus élevée est possible au détriment de la sensibilité.

La figure 5.5 présente la sensibilité attendue en flux différentiel de *CTA* avec cinquante heures d'observation, en fonction de l'énergie. Elle est comparée à celle des expériences actuelles du domaine des rayons gamma.

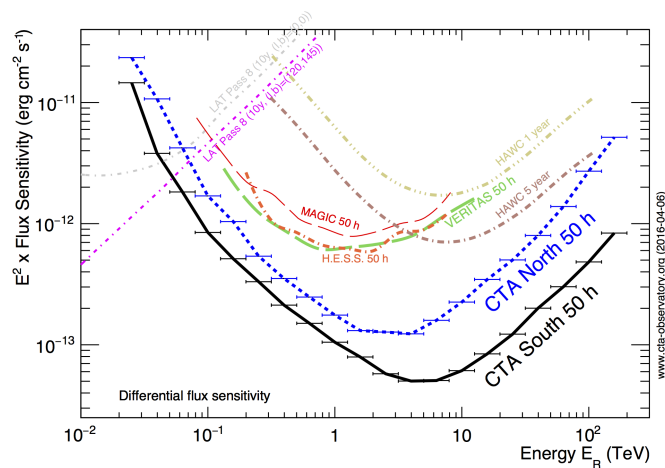


FIGURE 5.5 – Sensibilités attendues en fonction de l'énergie des rayons gamma pour les sites nord et sud, comparées à celles des expériences de génération précédente (*H.E.S.S.* [13], *MAGIC*[14], *VERITAS*[15], *HAWC*[16]) et à celle du satellite *Fermi* [17]. La sensibilité *FERMI-LAT* est calculée pour deux régions de gamma diffus : région galactique ($l, b = 0, 0$) et région extragalactique ($l, b = 120, 145$). Le temps d'observation supposé pour les télescopes d'imagerie Cherenkov atmosphérique est de 50 heures, de cinq ans pour *HAWC* et de dix ans pour *FERMI-LAT*. Dans tous les cas, on a supposé des sources stables et ponctuelles.

CTA devrait être plus sensible en cinquante heures que le satellite FERMI-LAT en dix ans à partir de 10 GeV. Sa sensibilité autour du TeV sera meilleure d'un ordre de grandeur par rapport aux expériences d'astronomie Cherenkov actuelles (*H.E.S.S.*, *VERITAS*, *MAGIC*). Enfin, *CTA* (tout particulièrement le site sud avec ses 70 petits télescopes SST) sera au-delà de 10 TeV nettement plus sensible que l'expérience actuelle HAWC après cinq ans de prise de données (environ un ordre de grandeur). Néanmoins, les expériences FERMI-LAT et HAWC ont l'avantage d'avoir un très grand champ de vue leur permettant de sonder tout le ciel rapidement.

En conclusion l'observatoire *CTA* permettra d'accéder à une gamme d'énergie très large (de quelques dizaines de GeV à quelques centaines de TeV [1]) avec une excellente résolution angulaire et une sensibilité jamais égalée.

Mes projets scientifiques

Mes projets scientifiques reposent naturellement sur le futur de l'astronomie gamma au TeV : *CTA*. Je souhaiterais poursuivre mes activités sur les restes de supernova et sur les régions de formation d'étoiles. Cependant, ces deux thématiques ne seront pas prioritaires durant les prochaines années. En effet, l'étude des restes de supernova ne sera vraiment intéressante que lorsque le réseau sera complet. Et les régions de formation d'étoiles risquent de ne pas être observées tout de suite du fait que ce ne sont que des sources potentielles, peu prioritaires, devant d'autres types de sources avec l'assurance d'observer quelque chose.

J'ai donc choisi de réorienter momentanément mes activités scientifiques vers un sujet en lien avec nos développements techniques (LST et Pipeline) sur lequel il reste également des choses à faire avec *H.E.S.S.*. Mon projet de recherche porte donc sur l'étude du champ magnétique intergalactique via les effets de cascades que peuvent subir les photons gamma (GeV et TeV) durant leur voyage entre la source extragalactique (noyaux actifs de galaxie) et la Terre.

Références

- [1] CTA Consortium. Introducing the cta concept. *Astroparticle Physics*, 43 :3 – 18, 2013. Seeing the High-Energy Universe with the Cherenkov Telescope Array - The Science Explored with the CTA.
- [2] CTA collaboration. CTA : Technical Design Report.
- [3] P. Aubert, T. Vuillaume, N. Emad, and G. Maurin. Polynomial data compression for high scale physical experiments. In *Proceedings en cours de soumission, 31st IEEE International Parallel Distributed Processing Symposium*, 2017.
- [4] Python Software Foundation. Python, a programming language that lets you work quickly and integrate systems more effectively.
- [5] A. M. Hillas. Angular and energy distributions of charged particles in electron-photon cascades in air. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 8 :1461–1473, October 1982.
- [6] NumPy developers. Numpy, a fundamental package for scientific computing with python.
- [7] M. de Naurois and L. Rolland. A high performance likelihood reconstruction of γ -rays for imaging atmospheric Cherenkov telescopes. *Astroparticle Physics*, 32 :231–252, December 2009.

- [8] K. Levenberg. A method for the solution of certain problems in least squares. *Quart. Appl. Math.*, 2 :164–168, 1944.
- [9] D. Marquardt. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. *SIAM J. Appl. Math.*, 11 :431–441, 1963.
- [10] Cyril Trichard. *Etude du rayonnement gamma de vestiges de supernova en interaction avec des nuages moléculaires et optimisation de l'analyse des données de H.E.S.S.* Theses, Université Grenoble-Alpes, 2015.
- [11] Cyril Trichard, Armand Fiasson, Gilles Maurin, and Giovanni Lamanna. Xeff analysis method optimization to enhance IACTs performances. *PoS, ICRC2015* :827, 2016. :2015esa
- [12] K. Bernlöhr, A. Barnacka, Y. Becherini, O. Blanch Bigas, E. Carmona, P. Colin, G. Decerprit, E Di Pierro, F Dubois, C. Farnier, S. Funk, G. Hermann, J. A. Hinton, T. B. Humensky, B. Khélifi, T. Kihm, N. Komin, J.-P. Lenain, G. Maier, D. Mazin, M. C. Medina, A. Moralejo, S. J. Nolan, S. Ohm, E. de Oña Wilhelmi, R. D. Parsons, M. Paz Arribas, G. Pedalletti, S. Pita, H. Prokoph, C. B. Rulten, U. Schwanke, M. Shayduk, V. Stamatescu, P. Vallania, S. Vorobiov, R. Wischnewski, T. Yoshikoshi, A. Zech, and CTA Consortium. Monte Carlo design studies for the Cherenkov Telescope Array. *Astroparticle Physics*, 43 :171–188, March 2013.
- [13] M. et al. Holler. Preliminary sensitivity curves for H.E.S.S.-I. In *Proceedings of the 34th ICRC*, 2015.
- [14] MAGIC Collaboration. The major upgrade of the magic telescopes, part ii : A performance study using observations of the crab nebula. *Astroparticle Physics*, 72 :76 – 94, 2016.
- [15] VERITAS Collaboration. public specifications webpage.
- [16] HAWC Collaboration. Sensitivity of the high altitude water cherenkov detector to sources of multi-teV gamma rays. *Astroparticle Physics*, 50–52 :26 – 32, 2013.
- [17] FERMI Collaboration. public specifications webpage.

Chapitre 6

Le champ magnétique intergalactique

*« L'homme se découvre quand il se mesure
à l'obstacle. »*

A. de Saint-Exupéry

Sommaire

6.1 Ce que l'on sait sur le champ magnétique intergalactique	122
6.1.1 L'effet Zeeman	122
6.1.2 La rotation Faraday	123
6.1.3 La limite cosmologique	123
6.1.4 La déflexion des RCUHE	123
6.2 Ce que l'astronomie gamma apporte	124
6.2.1 Extension spatiale des sources extragalactiques	124
6.2.2 Echo des sursauts gamma	126
6.2.3 Empreintes spectrales	126
6.3 Ce qu'il reste à faire	128

Coté physique, j'ai décidé de réorienter mes recherches sur un sujet plus proche des activités techniques du groupe *CTA* du LAPP (à savoir les grands télescopes de *CTA*, donc les rayons gamma de basse énergie et la chaîne d'analyse des données). Cette décision vient d'une réflexion au sein du groupe, initiée par Armand FIASSON et moi-même lorsque nous avons pris les responsabilités des groupes *CTA* et *H.E.S.S.* respectivement. Nous avons ainsi décidé de recentrer les thématiques scientifiques du groupe sur les sujets extragalactiques, afin d'éviter une trop grande dispersion pour une équipe réduite.

Mon projet de recherche porte donc sur l'étude du champ magnétique intergalactique via les effets de cascades que peuvent subir les photons gamma (GeV et TeV) durant leur voyage entre les sources extragalactiques (noyaux actifs de galaxie - AGN) et la Terre. En 2014, David SANCHEZ et moi-même avons commencé à travailler sur ce sujet en encadrant le stage de physique de Pierre AUBERT. Cette étude basée sur l'extension spatiale des sources extragalactiques au TeV, nous a amené à étudier l'effet des pixels défectueux sur la résolution angulaire des télescopes *H.E.S.S.* [1], puis à développer une analyse *RunWise* (voir thèse de Jill CHEVALIER) afin d'en maîtriser au mieux les systématiques. Grâce à ces études, il est aujourd'hui possible de ré-analyser les données *H.E.S.S.* et d'obtenir de nouvelles contraintes. Avec la sensibilité et l'amélioration de la résolution angulaire de l'observatoire *CTA*, nous devrions nettement avancer sur ce sujet. Ce projet de recherche est décrit ce chapitre.

6.1 Ce que l'on sait sur le champ magnétique intergalactique

Deux modèles décrivent l'origine du champ magnétique intergalactique (*IGMF - Intergalactic Magnetic Field*). D'un côté, le modèle astrophysique suppose que l'*IGMF* aurait été produit par le mouvement des plasmas (mécanisme *Biermann Battery* [2]) dans les protogalaxies et lors de la formation des structures (galaxies, étoiles, amas, supernova...). De l'autre côté, le modèle cosmologique soutient que l'*IGMF* a été créé dans l'univers primordial pendant la phase d'inflation, lors du découplage des interactions forte et électrofaible ou la phase de réionisation. Ce champ serait resté intact durant l'évolution du milieu extragalactique.

Quelques soient ses origines simples ou multiples, plusieurs mesures ont permis de contraindre les deux principaux paramètres qui le caractérisent : son intensité B et sa longueur de cohérence λ_B . La figure 6.1 présente ces contraintes. L'*IGMF* étant extrêmement faible, sa mesure est une tâche difficile qui n'a encore pas été réalisée. Seules des limites ont été dérivées de différentes observations.

Une limite supérieure naturelle sur λ_B est la taille de la partie visible de l'Univers (Rayon de HUBBLE) soit ≈ 4550 Mpc. Une limite inférieure est également fixée autour de 6×10^{-12} Mpc par la décroissance de l'*IGMF* due à la diffusion magnétique sur le temps de HUBBLE. La suite présente un résumé rapide des différentes méthodes et contraintes obtenues aujourd'hui.

6.1.1 L'effet Zeeman

L'effet Zeeman permet de mesurer directement l'intensité des champs magnétiques à partir de la décomposition de la raie d'absorption de l'hydrogène à 21 cm dans les spectres de quasars distants. Cet effet a permis de montrer que le champ magnétique de la Voie Lactée varie entre 1 à 100 μG et qu'on retrouve cette gamme d'intensité dans les autres galaxies. Aucune amplification du champ magnétique n'a été observée sur des quasars lointains pour lequel les photons ont voyagé longtemps dans le milieu intergalactique. Cela exclut la possibilité d'un champ magnétique fort dans le milieu intergalactique [4; 5]. Cette limite ne dépend évidemment pas de λ_B .

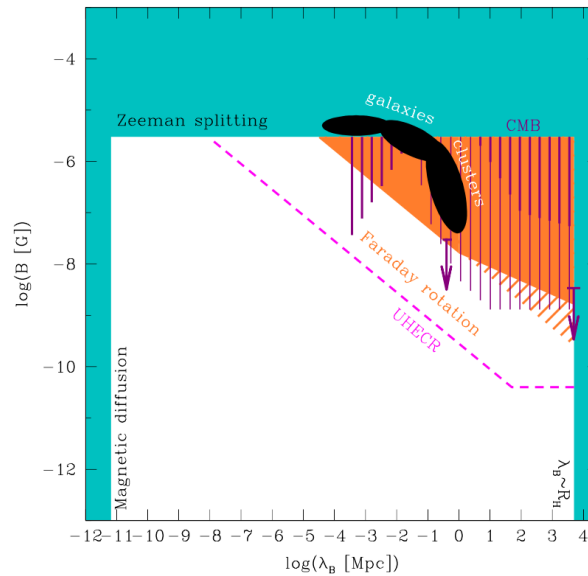


FIGURE 6.1 – Extrait de [3]. Limites observationnelles sur l’IGMF. La zone ombrée cyan montre la limite supérieure imposée par la mesure par effet de Zeeman, la borne inférieure de la longueur de corrélation imposée par la diffusion magnétique et la limite supérieure de la longueur de corrélation donnée par le rayon de Hubble. La zone ombrée orange montre la limite des mesures par rotation de Faraday. La région orange remplie montre la limite dérivée dans [4], tandis que la région hachurée d’orange est la limite dérivée dans [5]. La ligne magenta montre une limite pouvant être sondée par des observations de déflexions de RCUHE [6]. Les régions hachurées verticales violettes et les flèches montrent les limites imposées sur les champs cosmologiquement produits par les observations CMB [7]. Les ellipses noires montrent la gamme des champs magnétiques mesurés dans les galaxies et les amas de galaxies.

6.1.2 La rotation Faraday

Les mesures de la rotation Faraday de l’émission radio polarisée des quasars éloignés, ont permis d’améliorer la contrainte obtenue par l’effet Zeeman pour $\lambda_B > 10^{-5}$ Mpc. En effet, si l’intensité de l’IGMF était importante, il détruirait la polarisation du signal radio enregistré sur les quasars distants [8]. N’étant pas le cas, il a été possible d’extraire une nouvelle limite supérieure.

6.1.3 La limite cosmologique

Cette limite dépend de l’origine de l’IGMF. Si ce dernier a été généré avant l’époque de la recombinaison, son empreinte devrait être visible sur les anisotropies du rayonnement fossile CMB. Dans cette hypothèse, des contraintes supplémentaires sur l’intensité du champ et la longueur de corrélation ont pu être dérivées à partir des analyses du CMB [7].

6.1.4 La déflexion des RCUHE

L’IGMF pourrait être sondé par son effet sur les trajectoires des particules chargées d’ultra haute énergie (RCUHE - électrons, protons ou noyaux), lors de leur voyage jusqu’à la Terre [6]. Une étude de ce genre demande cependant de connaître la source des RCUHE et de maîtriser parfaitement la résolution angulaire de l’instrument. La figure 6.1 présente la région (B, λ_B) accessible par une telle mesure. Aujourd’hui, les expériences sur les RCUHE (Observatoire Pierre Auger, Telescope Array...) n’ayant pas déterminé de source, il n’est pas possible de réaliser cette mesure.

6.2 Ce que l'astronomie gamma apporte

Lorsqu'un flux de photons gamma se propage d'une source extragalactique à la Terre, les photons peuvent interagir par création de paires électron-positon avec les fonds optiques et infrarouges, générés par les étoiles et les poussières, et qui baignent tout l'Univers (*EBL - Extragalactic Background Light* [9]). Le libre parcours moyen (voir figure 6.2) dans le milieu intergalactique d'un photon au TeV est ainsi de l'ordre de 100 Mpc. Il s'effondre à moins de 1 Mpc pour un photon de 100 TeV, ce qui rend l'univers opaque à cette énergie. Il redevient transparent aux photons d'ultra haute énergie.

Une fois créés, les électrons et les positons vont être défléchis par l'*IGMF*. Ils vont également perdre une partie de leur énergie par émission synchrotron. Ces pertes sont cependant négligeables dans l'hypothèse d'un *IGMF* inférieur à 10^{-7} G.

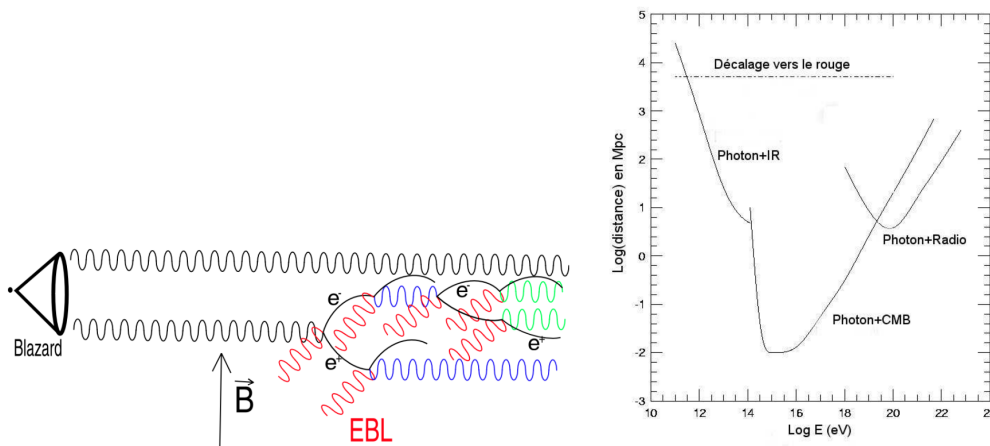


FIGURE 6.2 – A gauche, illustration de la cascade cosmologique. A droite, longueurs d'atténuation des photons dans plusieurs fonds de rayonnement en fonction de son énergie.

Les électrons et positons vont ensuite interagir par émission Compton-Inverse avec le fond diffus cosmologique (*CMB*) et ainsi ré-émettre un photon gamma. Si ce dernier possède une énergie suffisante, il va à son tour pouvoir interagir avec l'*EBL* et recommencer le cycle : création de paire, déflexion-synchrotron et Compton-Inverse. L'enchaînement de ce cycle est appelé cascade cosmologique (voir illustration 6.2).

La présence de ces cascades est observable de trois façons détaillées dans les paragraphes suivants.

6.2.1 Extension spatiale des sources extragalactiques

L'action de l'*IGMF* va dévier la trajectoire des paires électron/positon. Après interaction Compton Inverse, une partie des photons ne sera plus dans la ligne de visée, mais sera étalée autour de cette direction. Typiquement, pour une source à 500 Mpc et un *IGMF* de 10^{-16} G, un photon détecté à 10 GeV sera dévié en moyenne de quelques dixièmes de degrés, alors qu'un photon au TeV, ne sera défléchi que d'un millième de degré.

Si cet effet est présent, on s'attend donc à observer une extension spatiale supplémentaire des sources extragalactiques, dépendante de la distance à la source et de l'*IGMF*. Trois régimes de cet effet existent :

- Lorsque l'*IGMF* est faible ($B < 10^{-14}$ G), l'étalement est progressif et se fait dans la direction du jet de la source considérée (les noyaux actifs de galaxie). L'observation spatiale correspond alors à la superposition des photons primaires n'ayant pas subi de cascade et donnant une source ponctuelle (la PSF) avec une "source étendue" de photons secondaires. La taille de cette source secondaire est fortement dépendante de l'intensité B du champ magnétique. Le contraste entre l'intensité de la source secondaire et la source primaire est quant à lui dépendant de l'*EBL* et du spectre intrinsèque de la source. Un spectre dur donnera plus de photons secondaires et augmentera ainsi le contraste. Ce régime se nomme alors *magnetically broadened cascades (MBCs)* [10; 11].
- lorsque l'*IGMF* est intermédiaire (B entre 10^{-7} G et 10^{-12} G), l'étalement autour du faisceau est isotrope et homogène. Les photons secondaires forment ainsi un disque homogène autour de la source ponctuelle créée par les photons primaires. On appelle ce phénomène *pair halo*. Sa taille est fortement dépendante de la longueur λ_B de cohérence du champ magnétique. De la même façon, un spectre intrinsèque dur augmentera le contraste entre le halo et la source ponctuelle primaire.
- Enfin, lorsque l'*IGMF* est fort ($B > 3 \cdot 10^{-6}$ G), les pertes synchrotron des paires e^+e^- deviennent importantes. Elles font disparaître les photons secondaires. Il n'y a plus de structure spatiale visible.

En pratique, on étudie les noyaux actifs de galaxie dont la taille est très inférieure à la résolution instrumentale des détecteurs d'astronomie gamma. On s'attend donc à obtenir des images compatibles avec celle d'une source ponctuelle (la PSF). Un écart significatif signifierait l'influence de l'*IGMF*.

Une recherche d'extension a été menée sur les données *Fermi-LAT*, VERITAS et *H.E.S.S.* des blazars 1ES 1101-232, 1ES 0229+200 et PKS 2155-304 [12]. Aucune extension significative n'a été détectée. Les figures 6.3 présentent la distribution angulaire des événements vus par *H.E.S.S.* pour l'AGN PKS 2155-304, hors phase d'activité.

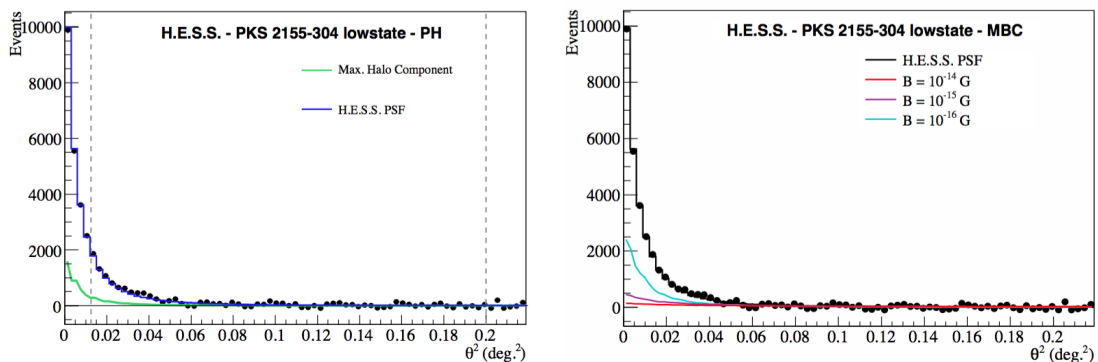


FIGURE 6.3 – Extraits de [12]. Distribution angulaire des événements *H.E.S.S.* provenant de PKS 2155-304 comparée la PSF. La figure gauche présente également la distribution maximale autorisée d'événements pouvant provenir d'un éventuel halo. La figure de droite présente les événements attendus avec l'effet de *MBCs* pour différents champs magnétiques.

Dans le régime *MBCs*, la gamme $0.3-3 \times 10^{-15}$ G pour l'*IGMF* a ainsi été exclue à 99 % de confiance, en supposant une longueur de cohérence λ_B de 1.

6.2.2 Echo des sursauts gamma

Durant une cascade cosmologique, les électrons et les positons produits vont être défléchis. Leurs trajectoires vont ainsi être légèrement déviées de la ligne de visée. Le processus de cascade étant stochastique, chaque photon va alors suivre une trajectoire légèrement différente de la source à la Terre, bien que proche de la ligne de visée. Il en résulte un étalement temporel qui est d'autant plus grand que l'énergie du photon est faible. Typiquement pour une source à 500 Mpc et un *IGMF* de 10^{-16} G, un photon détecté à 1 TeV peut être retardé d'une centaine d'années alors qu'un photon détecté à 1 GeV peut être retardé de plusieurs millions d'années [13]. On appelle ce phénomène *pair echo*.

Les auteurs de l'article [14] ont étudié la détectabilité de cet effet avec l'instrument au GeV *Fermi-LAT* et les télescopes au TeV de l'expérience MAGIC, à partir de l'émission des sursauts gamma. Ils montrent (voir figure 6.4) que la détection est possible pour des sources présentant des décalages vers le rouge inférieur à 1, si le spectre intrinsèque du sursaut s'étend jusqu'à 10 TeV. Ce phénomène n'a toujours pas été observé.

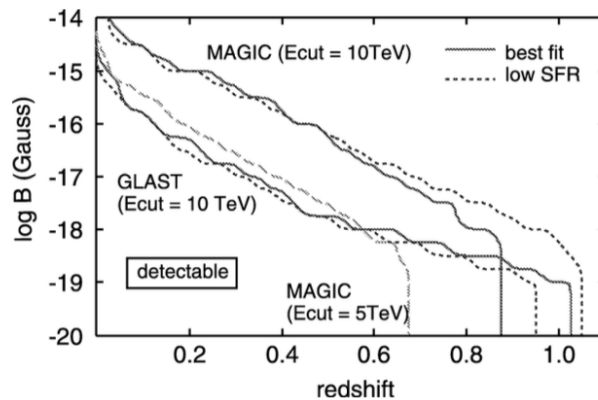


FIGURE 6.4 – Extraite de [14]. Détection de l'effet de *pair echo* avec le satellite GLAST (= *Fermi-LAT*) et l'expérience MAGIC. L'effet est jugé détectable si le flux dépasse la sensibilité du détecteur pendant $10^2 - 10^7$ secondes après le sursaut.

6.2.3 Empreintes spectrales

Chaque cycle "création de paire - Inverse Compton", qu'il y ait ou non présence d'un champ magnétique intergalactique, va réduire l'énergie du photon se propageant dans le milieu intergalactique. Le flux intrinsèque d'une source extragalactique va donc être modifié durant sa propagation jusqu'à la Terre. Le spectre est absorbé aux hautes énergies au profit des plus basses énergies. La figure 6.5 de droite présente cet effet d'absorption sur le spectre du blazar RGB J0710+591 étudié par *Fermi-LAT* et VERITAS. Ici, une loi de puissance avec coupure exponentielle a été utilisée pour modéliser le spectre intrinsèque de la source. L'indice et la coupure du spectre sont fixés pour ajuster les données au TeV de *H.E.S.S.* en considérant l'absorption de l'*EBL*.

La présence de l'*IGMF* et son intensité va également modifier le spectre, et cela de deux façons :

- Comme nous l'avons vu précédemment, l'*IGMF* va dévier la trajectoire des paires e^+e^- et former ainsi des halos ou des *MBCs*. Après interaction Compton Inverse, une partie des photons ne sera plus dans la ligne de visée. Le spectre observé va ainsi dépendre de la région d'observation. La figure 6.5 de gauche illustre cet effet par une simulation obtenue pour le blazar RGB J0710+591, en supposant un *IGMF* de 3×10^{-16} G.

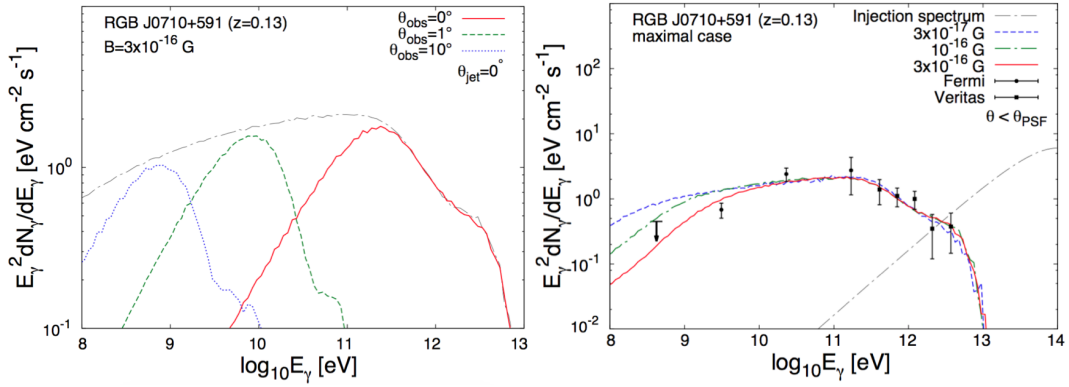


FIGURE 6.5 – Extrait de [15]. Empreinte spectrale produite par l’extension de la source due à la déflexion des cascades sur le spectre du blazar RGB J0710+591. La figure de gauche présente une simulation du spectre observé si l’on s’éloigne de la ligne de visée. La figure de droite présente le spectre observé de RGB J0710+591 sur une PSF par VERITAS et *Fermi-LAT*. Le spectre intrinsèque est modélisé par une loi de puissance avec coupure exponentielle dont l’indice spectral et la coupure sont fixés pour ajuster les données au TeV en considérant l’absorption de l’*EBL*. Plusieurs hypothèses d’*IGMF* sont ainsi testées.

Lors d’une observation dans l’axe d’un blazar, cet effet a techniquement pour conséquence de faire sortir les photons détectés de la zone considérée pour l’analyse spectrale (*c’est à dire* l’image d’une source ponctuelle (la PSF) pour une source extragalactique). Cet effet étant plus important pour les paires et donc les photons de basse énergie, il va induire une diminution notable du spectre jusqu’à la centaine de GeV. La figure 6.5 de droite montre l’influence de l’intensité de l’*IGMF* sur le spectre de RGB J0710+591. A partir de l’analyse conjointe au GeV et au TeV, il est alors possible d’obtenir des contraintes fortes sur l’*IGMF*. Dans le cas de 1ES 0229-3+200, *Fermi-LAT* n’ayant obtenu que des limites supérieures au GeV, il a été, pour la première fois, possible d’obtenir une limite inférieure sur l’*IGMF* (voir figure 6.6), soit $B > 10^{-15}$ G pour $\lambda_B = 1$ Mpc.

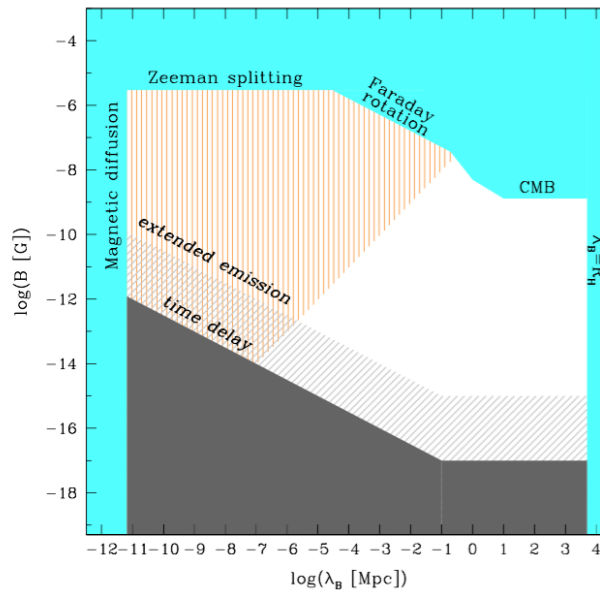


FIGURE 6.6 – Extrait de [15]. Limites observationnelles sur l’*IGMF* obtenues à partir de la mesure d’absorption autour du GeV dans les spectres de blazars lointains contraints aux TeV. Les deux hypothèses sont présentées : l’empreinte spectrale sur le flux créé par l’extension de la source due à la déflexion des cascades et par le retard généré par les cascades. La zone orange présente les limites cosmologiques extrêmes dans le cas où l’*IGMF* a été généré avant la recombinaison [16].

- Le deuxième effet provient du retard que vont générer les cascades durant le parcours des photons dans le milieu intergalactique. Les photons primaires arrivent ainsi en premier, puis les photons secondaires de haute énergie et enfin les photons secondaires de plus basse énergie. La figure 6.7 de gauche illustre cet effet à partir d'une simulation du blazar RGB J0710+591, en supposant un $IGMF$ de 3×10^{-16} G.

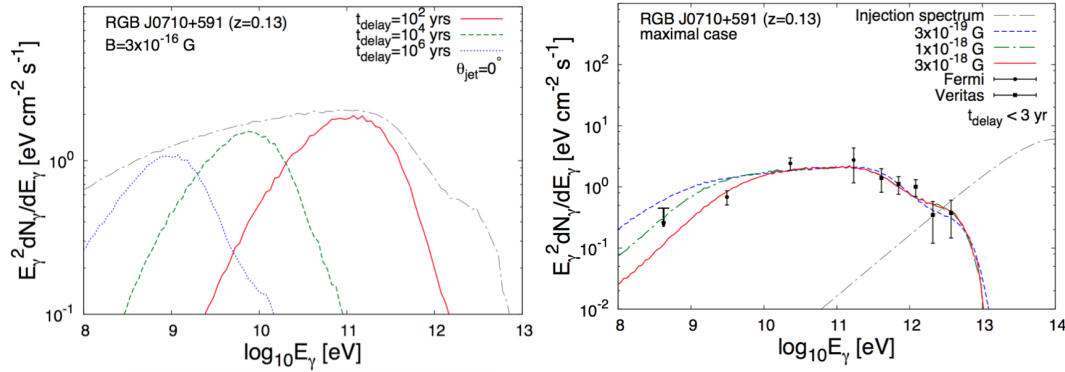


FIGURE 6.7 – Extrait de [15]. Empreinte spectrale produite par le retard généré par les cascades sur le spectre du blazar RGB J0710+591. La figure de gauche présente une simulation du spectre observé à différentes dates. La figure de droite présente le spectre observé de RGB J0710+591 en 3 ans par VERITAS et *Fermi-LAT*. Le spectre intrinsèque est modélisé par une loi de puissance avec coupure exponentielle dont l'indice spectral et la coupure sont fixés pour ajuster les données au TeV en considérant l'absorption de l'*EBL*. Plusieurs hypothèses d' $IGMF$ sont ainsi testées.

La technique expérimentale pour étudier ce phénomène est plus difficile à mettre en oeuvre, puisque les différentes phases d'activité des AGN se superposent finalement lors d'une observation. Pour simplifier cette étude, on cherche alors à observer simultanément au GeV et au TeV et lors des périodes stables les plus longues possibles.

Les auteurs de [15] ont ainsi étudié RGB J0710+591, 1ES 0229+200 et 1ES 1218+304 à partir de données *Fermi-LAT*, *H.E.S.S.* et VERITAS. Grâce à une simulation Monte Carlo tenant compte de l'effet de retard, ils ont ajusté les données au TeV pour différentes valeurs du champ magnétique intergalactique. La figure 6.7 de droite présente ces ajustements sur le blazar RGB J0710+591. On constate qu'il est nécessaire d'avoir un $IGMF$ non nul pour que les données *Fermi-LAT* au GeV soient reproduites par le modèle (hypothèse $IGMF$ exclue à plus de 98 %).

Les flux observés au GeV et au TeV sur 1ES 0229+200 étant stables sur 4 ans, il a également été possible d'extraire une limite inférieure encore plus contraignante sur l' $IGMF$, en supposant que le spectre intrinsèque de la source était stable sur cette période. Le résultat obtenu est présenté sur la courbe 6.6 : soit $B > 10^{-17}$ G pour $\lambda_B = 1$ Mpc.

6.3 Ce qu'il reste à faire

Même si le champ magnétique intergalactique est aujourd'hui contraint, il n'a toujours pas été mesuré. Il reste heureusement beaucoup de pistes à explorer pour avancer sur le sujet. Voici celles que je souhaite, avec le groupe d'astronomie gamma du LAPP, explorer dans les prochaines années.

Côté *H.E.S.S.*, il est possible d'affiner les recherches d'extensions spatiales (*pair halo*, *MBCs*) et d'empreintes spectrales :

- l'amélioration récente des méthodes d'analyse, en particulier l'analyse *RunWise* permet aujourd'hui d'obtenir une meilleure PSF et surtout une meilleure compréhension des erreurs systématiques. Il est donc possible de réanalyser les données *H.E.S.S.* sur les sources déjà

étudiées d'autant plus que l'analyse principale publiée [15] n'a été réalisée qu'avec une reconstruction de type HILLAS dont les performances sont moindres que l'analyse Model++.

- utiliser les données *H.E.S.S.-2* permettrait également d'avoir accès aux basses énergies avec une sensibilité et une résolution angulaire supérieures à celles du satellite *Fermi-LAT*. Cela réduirait également les incertitudes sur la norme du spectre dues à l'utilisation de deux instruments différents.
- observer de nouvelles sources, en particulier des blazars présentant un spectre très dur (*HBL - High-frequency peaked BL Lacs*), favorisant ainsi les effets visibles de l'*IGMF*. A ce sujet, Florian GATÉ étudie actuellement 1RXS J0233832.6-311658 récemment détecté par *H.E.S.S.-2*. Au nom du groupe, Jill CHEVALIER est également en train de préparer une demande d'observation de nouveaux HBLs.

En ce qui concerne *CTA*, l'heure est aux prospectives. Plusieurs études basées sur des simulations Monte Carlo montrent que le futur observatoire devraient permettre d'améliorer notablement notre connaissance de l'*IGMF* [17]. Ces résultats sont cependant obtenus à partir des sensibilités et résolutions angulaires attendues qui ne sont pas encore réellement obtenues. Notre travail sur l'analyse des données va donc permettre de préciser grandement ces points.

Récemment, nous avons pris contact avec Alexandre MARCOWITH du laboratoire Univers et Particules de Montpellier qui développe une simulation Monte Carlo des effets de cascades cosmologiques avec plusieurs chercheurs de l'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie de Toulouse. Nous souhaitons utiliser nos résultats sur la reconstruction et leur simulation afin d'étudier la détectabilité des phénomènes liés à l'*IGMF* avec *CTA* et également déterminer les sources les plus prometteuses. Dès fin 2017 avec le prototype LST puis avec les sites complets, nous comptons étudier les premières données sur les blazars qui seront observés.

Références

- [1] *Etude du champ magnétique extragalactique par la mesure du phénomène de Paire Halo avec H.E.S.S et l'observation du noyau actif de galaxie PKS 2155-304 en prenant en compte les pixels morts*. PhD thesis.
- [2] N. Y. Gnedin, A. Ferrara, and E. G. Zweibel. Generation of the Primordial Magnetic Fields during Cosmological Reionization. *ApJ*, 539 :505–516, August 2000.
- [3] A. Neronov and D. V. Semikoz. Sensitivity of γ -ray telescopes for detection of magnetic fields in the intergalactic medium. *Phys. Rev. D*, 80(12) :123012, December 2009.
- [4] P. Blasi, S. Burles, and A. V. Olinto. Cosmological Magnetic Field Limits in an Inhomogeneous Universe. *ApJ*, 514 :L79–L82, April 1999.
- [5] P. P. Kronberg and M. Simard-Normandin. New evidence on the origin of rotation measures in extragalactic radio sources. *Nature*, 263 :653–656, October 1976.
- [6] S. Lee, A. V. Olinto, and G. Sigl. Extragalactic Magnetic Field and the Highest Energy Cosmic Rays. *ApJ*, 455 :L21, December 1995.
- [7] T. Kahniashvili, Y. Maravin, and A. Kosowsky. Faraday rotation limits on a primordial magnetic field from Wilkinson Microwave Anisotropy Probe five-year data. *Phys. Rev. D*, 80(2) :023009, July 2009.
- [8] C. H. T. H. Troland. The Millennium Arecibo 21-cm Absorption Line Survey. III. Techniques for Spectral Polarization and Results for Stokes V. *ArXiv Astrophysics e-prints*, November 2003.

- [9] M. G. Hauser and E. Dwek. The Cosmic Infrared Background : Measurements and Implications. *ARA&A*, 39 :249–307, 2001.
- [10] F. A. Aharonian, A. N. Timokhin, and A. V. Plyasheshnikov. On the origin of highest energy gamma-rays from Mkn 501. *A&A*, 384 :834–847, March 2002.
- [11] W. Essey, O. Kalashev, A. Kusenko, and J. F. Beacom. Role of Line-of-sight Cosmic-ray Interactions in Forming the Spectra of Distant Blazars in TeV Gamma Rays and High-energy Neutrinos. *ApJ*, 731 :51, April 2011.
- [12] H.E.S.S. Collaboration. Search for extended -ray emission around agn with h.e.s.s. and fermi-lat. *AA*, 562 :A145, 2014.
- [13] T. Fitoussi, R. Belmont, J. Malzac, A. Marcowith, J. Cohen-Tanugi, and P. Jean. Physics of cosmological cascades and observable properties. *MNRAS*, January 2017.
- [14] Keitaro Takahashi, Kohta Murase, Kiyotomo Ichiki, Susumu Inoue, and Shigehiro Nagataki. Detectability of pair echoes from gamma-ray bursts and intergalactic magnetic fields. *The Astrophysical Journal Letters*, 687(1) :L5, 2008.
- [15] A. M. Taylor, I. Vovk, and A. Neronov. Extragalactic magnetic fields constraints from simultaneous GeV-TeV observations of blazars. *A&A*, 529 :A144, May 2011.
- [16] R. Banerjee and K. Jedamzik. Evolution of cosmic magnetic fields : From the very early Universe, to recombination, to the present. *Phys. Rev. D*, 70(12) :123003, December 2004.
- [17] M. Meyer, J. Conrad, and H. Dickinson. Sensitivity of the Cherenkov Telescope Array to the Detection of Intergalactic Magnetic Fields. *ApJ*, 827 :147, August 2016.

Le chemin continue

Depuis le début de ma carrière, mes activités dans la recherche ont fortement évolué. Certes, c'est une évolution logique, mais l'habilitation signe un point d'inflexion, faisant passer d'un rôle d'acteur en première ligne (étudiant, postdoc, jeune chercheur) à un rôle d'encadrant qui gère des personnes, définit les objectifs scientifiques, monte des projets tout en conservant au maximum mes activités.

L'habilitation à diriger la recherche n'est donc pas une fin et il ne me paraît pas nécessaire de conclure. Elle est cependant un jalon important et essentiel dans la carrière d'un chercheur. Elle force à réfléchir sur son parcours passé et son avenir. Cela m'a demandé de faire le point sur moi, mes motivations scientifiques, mon évolution, mes atouts et mes faiblesses.

Plus encore, en tant que jeune chef de groupe, j'ai également fait ce travail pour l'équipe, en me demandant vers quoi nous allions avancer tous ensemble. Mon projet n'est d'ailleurs plus un projet personnel, mais un projet collectif que je compte faire, encadrer et diriger.

Mon parcours continue, et j'espère qu'il progressera encore beaucoup.

Annexe A

Déconvolution des images aux TeV

Cette annexe contient le proceedings ICRC 2007 décrivant succinctement notre méthode de déconvolution des cartes d'astronomie gamma au TeV. Ce travail a été poursuivi par trois membres de la collaboration *H.E.S.S.* [1].

Références

- [1] S. Heinz, I. Jung, and C. Stegmann. Systematic studies of the Richardson–Lucy deconvolution algorithm applied to VHE gamma data. *Astropart. Phys.*, 36 :146–150, 2012. :2012sda



A Deconvolution technique for VHE Gamma-ray Astronomy, and its application to the morphological study of shell-type supernova remnants

G. MAURIN¹, A. DJANNATI-ATAÏ², P. ESPIGAT².

¹DSM/DAPNIA - Direction des Sciences de la Matière, Laboratoire de Recherche sur les lois fondamentales de l'Univers, CEA Saclay, 91191 Gif-Sur-Yvette Cedex, France

²Laboratoire APC - 10, rue Alice Domon et Lonie Duquet 75205 Paris Cedex 13 - FRANCE

gilles.maurin@cea.fr

Abstract: Deconvolution algorithms have been used successfully for optimization/restoration/deblurring of astronomical images in a variety of wavelengths, especially in the optical band (e.g., for HST). We present here an iterative RICHARDSON-LUCY type method designed for treatment of images obtained with the H.E.S.S. array of ground-based gamma-ray telescopes. Its application to shell-type supernova remnant images yields refined details relevant for the study of correlations with other wavelengths, and hence for interpretation in terms either of hadronic or leptonic origin of the observed VHE gamma-ray emission.

Introduction

All images or maps obtained with a telescope are a statistical realization of the real source distribution degraded by the instrument response and with a certain noise: a point source appears thus with a spread distribution called the point spread function (PSF). So, in order to correct these effects, we have to subtract noise and to deconvolve the map with the PSF. Several methods are used to do this treatment but they are not adapted for VHE gamma-ray astronomy in which the noise is comparable to source signal and in which we have less statistics. In this paper, we adapt the RICHARDSON-LUCY method, based on a maximum likelihood (searching for the most probable source distribution) to these conditions. We then apply this method to study the shell of the supernova remnant RXJ1713.7-3946.

The classical RICHARDSON-LUCY METHOD

The RICHARDSON-LUCY method algorithm was developed from Bayes's theorem [[6, 5]]. Its approach consists of constructing the conditionnal

propability density relationship:

$$p(O|N_s) = \frac{p(N_s|O)p(O)}{p(N_s)} \quad (1)$$

where $p(N_s)$ is the probability of the observed image $N_s(x, y)$ and $p(O)$ is the probability of the real image $O(x, y)$, *i.e. the source distribution*, over all possible image realizations. The bayes solution is found by maximizing the right part of the equation, *i.e. by searching the source distribution $O(x, y)$ which maximizes the probability (1)*.

The term $P(N_s)$ has a constant value and can be ignored during the maximization process, while we can assume a uniform probability density for the prior $p(O)$. So the maximum probability corresponds to the maximum likelihood over $O(x, y)$:

$$ML(O) = \max_O p(N_s|O) \quad (2)$$

The probability $P(N_s|O)$ depends on the object and the noise. In our case, they follow Poisson distributions. The probability $p(N_s|O)$ is then given by:

$$p(N_s|O) = \prod_{x,y} \frac{\bar{N}_s(x, y)^{N_s(x,y)} e^{-\bar{N}_s(x,y)}}{N_s(x, y)!} \quad (3)$$

where \bar{N}_s is the convolution between the source distribution $O(x, y)$ and the normalized point-spread function $Psf(x, y)$:

$$\bar{N}_s(x, y) = O(x, y) * Psf(x, y) \quad (4)$$

The maximum likelihood can be computed by taking the derivative of the logarithm:

$$\frac{\partial \ln p(N_s|O)}{\partial O} = 0 \quad (5)$$

Using Picard iteration [[3]], we have:

$$O^{(n+1)}(x, y) = \left[\frac{N_s(x, y)}{\bar{N}_s^{(n)}(x, y)} * Psf(x, y) \right] \times$$

$$O^{(n)}(x, y) = \alpha^{(n)}(x, y) O^{(n)}(x, y)$$

$$\Rightarrow \alpha^{(n)}(x, y) = \frac{N_s(x, y)}{O(x, y) * Psf(x, y)} * Psf(x, y) \quad (6)$$

The maximum likelihood is then obtained when all the coefficients $\alpha^n(x, y)$ converge to 1. This algorithm, commonly used in astronomy, intrinsically applies the positivity constraint of the solution and conserves flux. But this method doesn't work when the noise becomes important. Indeed, in this case, it creates after a few number of iterations high frequency structures which are not physical. We thus propose to modify this method in order to work with gamma-ray maps which present an important background.

Deconvolution of maps with noise

Commonly in gamma-ray astronomy, a background measurement is made for each observation. There are in fact several methods in order to do this study (ring background, template background...) but a noise map $N_{off}(x, y)$ is always obtained and can be subtracted to the $N_{on}(x, y)$ map to compute the excess map. In fact, the image data \bar{N}_{on} is assumed to be due to the source distribution $O(x, y)$ convoluted by the PSF and to a noise $\bar{N}_{off}(x, y)$ by:

$$\bar{N}_{on}(x, y) = (O(x, y) * Psf(x, y))A(x, y) + \bar{N}_{off}(x, y)$$

where $A(x, y)$ is the gamma acceptance-ray in the field of view of the telescopes.

Then we can construct a conditionnal propability density relationship, in order to take into account the signal and noise distributions:

$$p(\bar{N}_{on}|N_{on}) p(\bar{N}_{off}|N_{off}) = \frac{p(N_{on}|\bar{N}_{on})p(\bar{N}_{on})}{p(N_{on})} \times \frac{p(N_{off}|\bar{N}_{off})p(\bar{N}_{off})}{p(N_{off})}$$

Using the same assumptions than in the classical method, the solution is obtained for the maximum likelihood over $O(x, y)$ and over \bar{N}_{off} . These maximum likelihoods can be computed by taking the derivative of the logarithm:

$$\frac{\partial \ln [p(N_{on}|\bar{N}_{on}) p(N_{off}|\bar{N}_{off})]}{\partial O} = 0$$

and

$$\frac{\partial \ln [p(N_{on}|\bar{N}_{on}) p(N_{off}|\bar{N}_{off})]}{\partial \bar{N}_{off}} = 0$$

The maximum likelihood over \bar{N}_{off} , is obtained for:

$$\bar{N}_{off}(x, y) = N_{off}(x, y) \quad (7)$$

So \bar{N}_{off} can be directly replaced by $N_{off}(x, y)$ for the maximum likelihood over $O(x, y)$. We find then a new iteration coefficient $\alpha^n(x, y)$ in Picard iteration given by:

$$\alpha^{(n)}(x, y) = \frac{N_{on}(x, y)A(x, y)}{(O^{(n)}(x, y) * Psf(x, y))A(x, y) + N_{off}(x, y)} * Psf(x, y)$$

$$A(x, y) * Psf(x, y)$$

In this way, we take into account both noise and acceptance while allowing negative values for the source distribution. To avoid this problem, we can impose $O(x, y)$ positive in each pixel during the Picard steps. This condition brakes however the photometry, but we have show on simulations that this effect is very weak (< 1%).

When does the modified RICHARSOND-LUCY method converge ?

There are several criteria used to test the convergence of the deconvolution method (bootstrap method [[1]], comparison with realistic simulations...). Here we propose a simple approach where

we stop the deconvolution algorithm, pixel-by-pixel, when the coefficient $\alpha^n(x, y)$ reaches 1 with a chosen limit. This limit depends on the PSF and the bin size. So we have to adjust it to the map that we want to analyse. The next paragraph presents this work on the supernova remnant: RXJ1713.7-3946.

Application to the supernova remnant: RXJ1713.7-3946

The figure 2 (left) presents the excess map of RXJ1713.7-3946 obtained by the H.E.S.S. telescopes [[2]]. The map binning is of 0.02° and the PSF is modeled by simulations through a 2-dimensionnal Gaussian of $\sigma \approx 0.1^\circ$.

Estimation of the optimal iteration number

The supernova remnant shell projected on the sky appears as a fraction of a ring with several hot spots. To estimate the optimal iteration number, we simulate Gaussian- and ring-shaped sources with different sizes (from 0.5 to 2 PSF size) and for several intensity values (yielding a significance between 10σ to 40σ) and with the same binning as data. For these simulations, we search for the best iteration number with a limit on $\alpha^n(x, y)$ (see previous paragraph) and evaluate the spatial resolution by fitting the source size after deconvolution. The plots given in 1 presents these resolutions with a limit of 1%.

This method makes converge the deconvolution to a limit of resolution depending on the significance and the source size. The higher the significance or the bigger the source, the better the resolution is. These tests show also that the deconvolution is a slow process after several iterations. So, if we don't apply exactly the optimal iteration number, it doesn't modify significantly the deconvolved map.

The deconvolution of RXJ1713.7-3946

The RXJ1713.7-3946 map through H.E.S.S. observations yields a significance of 30σ . The source morphology is close to a fraction of a ring of width $\approx 0.2^\circ$. Applying the deconvolution with 120 it-

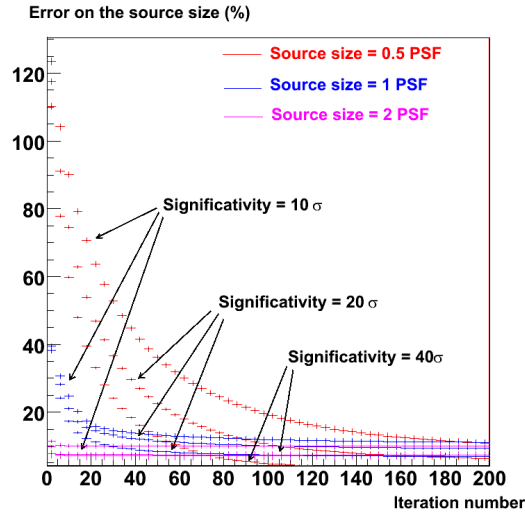


Figure 1: Source size error as a function of intensity for Gaussian- and ring-shaped sources with different sizes (from 0.5 to 2 PSF size).

erations (according to fig.1) we obtain the map drawn in fig.2 right.

The deconvolution improves clearly the correlation between the TeV emission and the X-ray emission (1-3 keV) as measured by ASCA [[4]]. Figure 3 presents the improvement by plotting the TeV emission as a function of X-rays emission from the ASCA map for each bin in the east part of the map. These correlations are important to constrain models.

In leptonic models, synchrotron emission of electrons generates X-ray and inverse Compton with photon target (optical star light, CMB, IR) generates the TeV emission. We then expect strong correlations. In the hadronic model, TeV emission is due to the π^0 decay generated by the interactions between accelerated hadrons and nuclei in the site. These interaction generate electron which could be responsible to the X-ray emission. But, at the moment, this process has to be check by modelization.

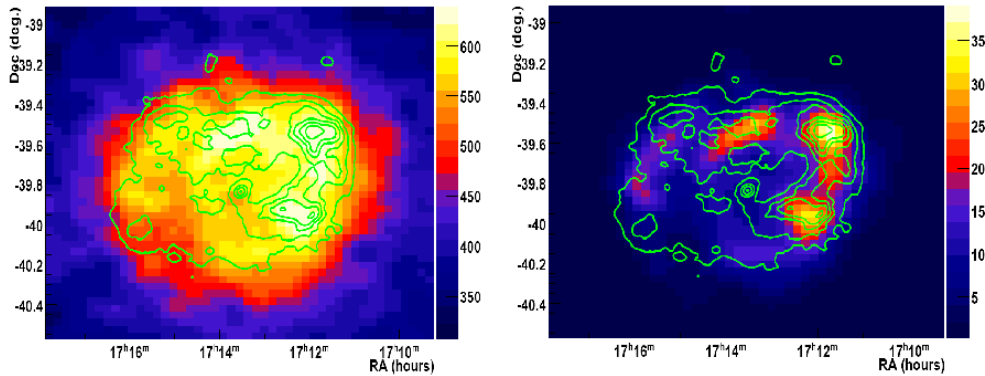


Figure 2: Excess (left) and deconvolved (right) map of RXJ1713.7-3946 observed by H.E.S.S. The excess map is smoothed by a gaussian of 0.04° in order to see the structure of the supernova shield. In both maps, the ASCA experiment (1-3 keV) contours [[4]] are overdrawn.

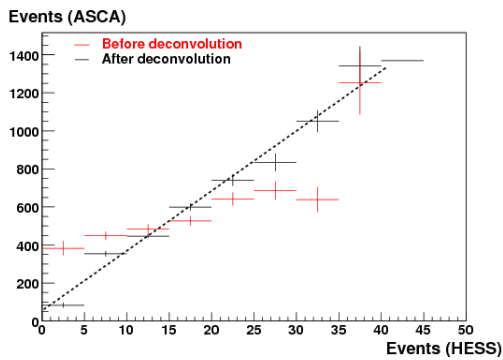


Figure 3: Correlation between the TeV emission from the H.E.S.S. map and the X-rays (1-3 keV) from the ASCA map [[4]].

Conclusion and future prospects

Our method, based on a classical algorithm for treatment of images in the optical band, allows us to improve the angular resolution of gamma-ray astronomy by making a statistical correction of the instrumental spread. This analysis can be already used to study the morphology of extended sources. In a futur step, the background treatment should be improved during the deconvolution process and the limits of the algorithm should be estimated.

References

- [1] H. Bi and G. Boerner. When does the richardson-lucy deconvolution converge ? *astroph/9409093*, 1994.
- [2] The H.E.S.S. Collaboration. Primary particle acceleration above 100 tev in the shell-type supernova remnant rx j1713.7-3946 with deep h.e.s.s. observations. volume 449, pages 223–242, 2006.
- [3] E. Isaacson and H. Keller. Analysis of numerical methods. 1966.
- [4] K. Koyama. Discovery of non-thermal x-rays from the northwest shell of the new snr rx j1713.7-3946: The second sn 1006? *PASJ*, 49:L7, 1997.
- [5] L.B. Lucy. *An iterative technique for the rectification of observed distribution*, volume 79. 1974.
- [6] W.H. Richardson. *Bayesian-based iterative method of image restoration*, volume 62. 1972.

Annexe B

Astronomie neutrino : simulation, prédictions et recherche de source

Cette annexe contient deux proceedings ICRC 2007 écrits au nom de la collaboration KM3Net. Le premier décrit succinctement la simulation du détecteur pour la définition du design. La suite de ce travail correspond au Technical Design Report de KM3Net publié en 2009 [1]. Le deuxième utilise cette simulation pour prédire les flux attendus à partir des flux gamma au TeV pour plusieurs sources H.E.S.S. Il est important de noter qu'à l'époque le satellite Fermi n'était pas en activité et que l'on ne connaissait pas l'origine leptonique ou hadronique des émissions aux TeV. RXJ1713 était donc encore un candidat particulièrement intéressant pour l'astronomie neutrino.

Ces deux proceedings sont complétés par une note interne à la collaboration ANTARES présentant une méthode de recherche de source. Cette méthode, calquée sur la recherche d'anisotropie dans les données CMB à la particularité d'être indépendante des simulations. J'ai effectué ce travail en encadrant Niccolo COTTINI, étudiant en thèse au SPP. Plus de détails sont disponibles dans sa thèse, en français, chapitre C.

Références

- [1] P. Bagley et al. KM3Net : Technical Design Report for a Deep-Sea Research Infrastructure in the Mediterranean Sea Incorporating a Very Large Volume Neutrino Telescope. 2009. :2009wwa



Configuration studies for a cubic-kilometre deep-sea neutrino telescope - KM3NeT - with NESSY, a fast and flexible approach

J. CARR¹, D. DORNIC¹, F. JOUVENOT², G. MAURIN³, FOR THE KM3NET CONSORTIUM⁴

¹CPPM - Centre de Physiques des Particules de Marseille, CNRS/IN2P3 et Université de Méditerranée, 163 avenue de Luminy, Case 902, 13288 Marseille Cedex 9, France

² University of Liverpool, Oliver Lodge Laboratory, L69 7ZE, Liverpool, United Kingdom

³ DSM/DAPNIA - Direction des Sciences de la Matière, Laboratoire de Recherche sur les lois fondamentales de l'Univers, CEA Saclay, 91191 Gif-Sur-Yvette Cedex, France

⁴ This study was supported by the European Commission through the KM3NeT Design Study, FP6 contract no. 011937.

Abstract: Theoretical predictions for neutrino fluxes indicate that km³ scale detectors are needed to detect certain astrophysical sources. The three Mediterranean experiments, ANTARES, NEMO and NESTOR are working together on a design study, KM3NeT, for a large deep-sea neutrino telescope. A detector placed in the Mediterranean Sea will survey a large part of the Galactic disc, including the Galactic Centre. It will complement the IceCube telescope currently under construction at the South Pole. Furthermore, the improved optical properties of sea water, compared to Antarctic ice, will allow a better angular resolution and hence better background rejection.

The main work presented in this paper is to evaluate different km³ scale detector geometries in order to optimize the muon neutrino sensitivity between 1 and 100 TeV. For this purpose, we have developed a detailed simulation based on the *Mathematica* software - for the muon track production, the light transmission in water, the environmental background and the detector response. To compare different geometries, we have mainly used the effective neutrino area obtained after the full standard reconstruction chain.

Introduction

Most astrophysical source models predict neutrino production rates in addition to those of photons and cosmic rays. The goal of neutrino astronomy is to discover and measure these high energy neutrinos. Neutrinos offer several advantages over traditional astronomical messengers. They have a weak interaction cross-section, are stable and neutral. So, they can propagate through the Universe nearly unaffected by the environment and, contrary to cosmic-rays, without being deflected by magnetic fields.

The recent results from gamma astronomy (especially the H.E.S.S. telescopes) and theoretical predictions for neutrino fluxes indicate that at least km³ scale detectors are needed to de-

tect certain astrophysical sources. For this reason a European consortium including the three Mediterranean experiments, ANTARES, NEMO and NESTOR is working on a design study for a large deep-sea neutrino telescope: KM3NeT [1]. This detector will be placed in the northern hemisphere (in the Mediterranean Sea) to survey a large part of the Galaxy, including the Galactic Centre. It will so be complementary with the IceCube telescope currently under construction at the South Pole.

This paper presents NESSY, a new fast and detailed semi-analytic simulation based on the *Mathematica* software¹. Its purpose is to evaluate and optimize different km³ scale detector geometries for neutrino detection in the

1. Wolfram Research Inc. - www.wolfram.com

Mediterranean sea between 1 TeV and 1 PeV. The first part of this report describes the Monte-Carlo simulations of muon tracks inside the detector and the reconstruction algorithm used. In the second part, a hexagonal detector was used to determine the optimal effective area for muon neutrino between 1 TeV and 1 PeV as a function of the photomultiplier (PMT) density.

NESSY: a full simulation and analysis chain

When searching for sources, two main parameters are important: the sensitivity is proportional to the square of the angular resolution, while the number of reconstructed events is reflected in the effective area of the detector. To determine the best geometry, we need to optimize these two parameters. A full Monte-Carlo simulation and analysis chain has been developed with *Mathematica*.

This software provides a fast and flexible tool to easily scan a large parameter space, including design properties (distance between lines and storeys, PMTs configurations) and the environmental characteristics (water optical properties, bioluminescence background).

MC generator

The simulation is organized in three different steps. The first step is the generation of muon tracks in a volume 3 times the attenuation length (30 m) of the Cherenkov light in water around the instrumented volume. The second step is the propagation of the light produced by the muon and secondary particles induced by electromagnetic showers in the sea water. The light scattering in the medium is simulated with an analytic model of diffusion in sea water. Photons arriving on a PMT are converted into hits according to PMT properties (transit time spread, quantum efficiency and the electronics response). Finally, the last step of the MC generation is to add the environmental background (K40 beta decay and bioluminescence).

Several geometries may be considered for the future KM3NeT detector including homogeneous or alternative versions such as the ring or clustered configuration. Each configuration

is constituted by vertical lines composed of a number of storeys, each containing a number of PMTs with given orientation and characteristics.

Selection, reconstruction & analysis

The first step is a rough selection of the hits. Only those in clusters of a minimum of 3 hits in adjacent storeys are considered. Furthermore, a causality filter relative to the barycentre of selected hits is used. The different steps in the hits selection procedure results in a purity better than 99% of true hits.

The objective of the reconstruction is to determine the muon track characteristics - the zenith and azimuth angles - using the recorded arrival time and the number of hits. Due to the non linear dependence of the measurement, an iterative method is used to determine the best fit of track parameters. The reconstruction algorithm contains different consecutive fitting procedures using the result of the previous one as the starting point. The last fit uses a maximum likelihood method for which the probability density function was built with the time residual histogram obtained from MC data.

After the reconstruction, the muon effective area is calculated from the product of the geometric surface and the ratio of the number of reconstructed to generated events. To convert the effective area for muons to neutrinos, the following formula is used.

$$A_\nu(\theta, E_\nu) = A_\mu(\theta, E_\mu) \cdot R_\mu(E_\mu) \times N_A \cdot \sigma_\nu(E_\nu) \times P_\oplus(\theta, E_\nu) \cdot I(E_\mu, E_\nu)$$

where $A_\nu(\theta, E_\nu)$ and $A_\mu(\theta, E_\mu)$ are the effective area respectively for neutrinos and muons, $R_\mu(E_\mu)$ is the effective muon range, N_A is the Avogadro number, $\sigma_\nu(E_\nu)$ is the interaction cross section, $P_\oplus(\theta, E_\nu)$ is the absorption probability in the Earth and $I(E_\mu, E_\nu)$ is the conversion between neutrino and muon energy.

The figure 1 presents the neutrino effective area calculated at 2 different steps: after the selection and after the reconstruction. This study was made using a hexagonal KM3 detector composed of 127 lines spaced by 100 m (25 storeys each 15 m). The reconstruction efficiency increases with the energy and its mean

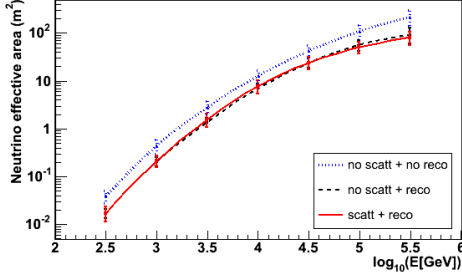


Figure 1: Neutrino effective area calculated for a hexagonal km³ detector with different conditions: without scattering and before the reconstruction (blue), without scattering after the reconstruction (black) and with the scattering after the reconstruction (red).

value is around 50%. This figure shows also the influence of the delayed scattered hits for the reconstruction processes on the neutrino effective area. Including the scattered hits does not change the effective surface. Also, this doesn't have a significant effect on the detector angular resolution (mean difference of the angle between the reconstructed and the true muon track) : 0.08 to 0.09° around 5 TeV. So, to reduce CPU time, the scattering mode was disabled for the following studies.

Homogeneous and compact geometry optimisation

Based on ANTARES technologies, a homogeneous and almost isotropic detector has been optimized for neutrino detection capability above 1 TeV. The chosen configuration for this study is a homogeneous hexagon with 127 lines, each with 25 storeys with ANTARES type optical modules (3×10^7 PMTs [2]). For this work, the environmental parameters of the ANTARES site were used. In particular, an absorption length of 30 m (integrated over the Cherenkov light and the PMT spectral response) and a 40K background of 100 KHz have been considered.

To obtain the best neutrino effective area, we have adopted a hierarchical procedure: first finding the optimal distance between lines, then, using this distance to find the optimal

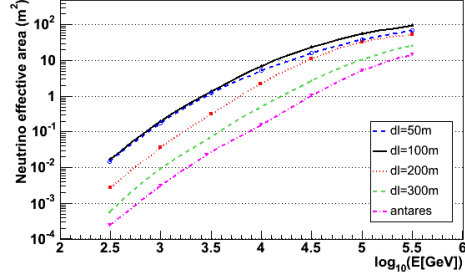


Figure 2: Effect of the distance between lines on the neutrino effective area (here, the number of lines and of PMTs remains constant).

distance between storeys then finally finding the best PMT configuration in the storey. In order to have a fair comparison between different detectors, cuts in the selection procedure were adjusted for each tested geometry. For the two first steps, the number of lines and PMTs in the hexagonal detector remains constant.

The distance between lines

Figure 2 shows the neutrino effective area calculated for different distances between lines (25 storeys separated by 15 m). The effective area is a compromise between the geometrical surface which grows with the distance between lines and the detection efficiency which falls with this distance. Indeed, the most compact geometry presents the best result below a few TeV, but at higher energy, the configuration with 100 m between lines has the optimal surface. The angular resolution and the detection efficiency decrease with the energy. The mean angular resolution of the detector at around 5 TeV is 0.06, 0.09, 0.21 and 0.40° respectively for the configuration with 50, 100, 200 and 300 m spacing.

The distance between storeys

Figure 3 shows the effect of the distance between storeys on the effective area. The optimal distance is 15 m for energy neutrino detection below 10 TeV and 30 m for higher energy. The angular resolution remains constant for these two distances. For larger distances, the selection procedure becomes inefficient. In particular, the time windows to make clusters

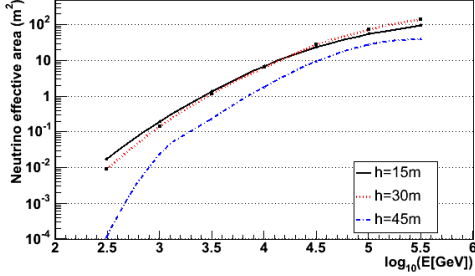


Figure 3: Effect of the distance between storeys on the neutrino effective area (the PMT count remains constant in this study, only the height of the line is varying).

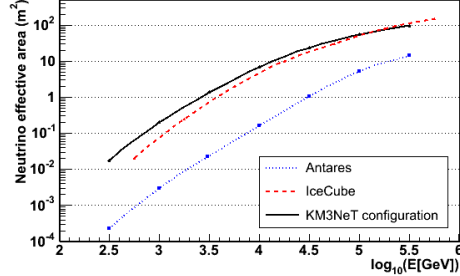


Figure 5: Preliminary neutrino effective area optimized with NESSY for the KM3NeT detector compared to Antares and IceCube [3] effective Area.

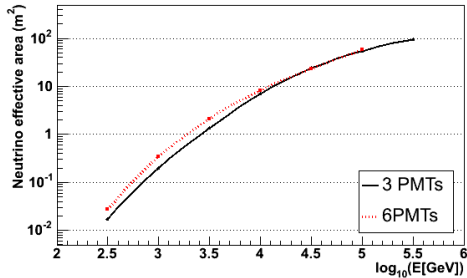


Figure 4: Effect of the PMT count in the storey on the neutrino effective area (the lines and storeys numbers remain constant).

of hits become too large for background rejection. The neutrino flux of astrophysical sources decreases as a power law with the energy, so the configuration with 100 m between lines and 15 m between storeys is found as optimal.

The number of PMTs per storey

Figure 4 shows the effective area for the optimal configuration with 3 and 6 optical modules in a storey. Doubling the PMT detection surface increases the neutrino effective area at low energy only by a factor around 1.6 (1 TeV), but does not change it at high energy. As the neutrino spectrum of astrophysical sources decreases as a power law with the energy, the configuration with 6 optical modules is better, but more expensive.

Summary and Discussion

Different configurations with a homogenous and almost isotropic detector have been tested to determine which one gives the optimal result for neutrino detection around 1 to 10 TeV. A hexagonal geometry with 100 m spaced lines and 3 PMTs per storey every 15 m has the best effective area and an angular resolution better than 0.1° . This result is compared to the IceCube effective area [3] and is slightly better up to 10 TeV (cf. figure 5). The ANTARES performance is also shown in reference. This study is the first step to optimize the performance of a km³ detector. Other parameters have to be taken into account such as the environmental properties of the different sites, the effect of the energy reconstruction, etc. In the KM3NeT consortium, others groups are testing some non homogenous geometries and have obtained comparable results[4]. Moreover its performances have to be adjusted to enhance the detection of astrophysical sources [5].

References

- [1] www.km3net.org/.
- [2] The Antares collaboration. *Nucl. Inst. & Meth. in Phy. Res. A*, 2005.
- [3] Desiati P. et al. *astro-ph/0611603*, 2007.
- [4] Kuch S. *Thesis*, 2007.
- [5] Carr J. et al. *ICRC 0865*, 2007.



Sensitivity studies for the cubic-kilometre deep-sea neutrino telescope KM3NeT

J. CARR¹, D. DORNIC¹, F. JOUVENOT², U.F. KATZ³, S. KUCH³, G. MAURIN⁴, R. SHANIDZE³,
ON BEHALF OF THE KM3NET CONSORTIUM

¹ CPPM - Centre de Physiques des Particules de Marseille, CNRS/IN2P3 et Université de Méditerranée, 163 avenue de Luminy, Case 902, 13288 Marseille Cedex 9, France

² University of Liverpool, Oliver Lodge Laboratory, L69 7ZE, Liverpool, United Kingdom

³ University Erlangen-Nuremberg, Physics Institute, Erwin-Rommel-Str. 1, Erlangen, 91058, Germany

⁴ DSM/DAPNIA - Direction des Sciences de la Matière, laboratoire de recherche sur les lois fondamentales de l'Univers, CEA Saclay, 91191 Gif-Sur-Yvette Cedex, France

Abstract: The observation of high-energy neutrinos from astrophysical sources would substantially improve our knowledge and understanding of the non-thermal processes in these sources, and would in particular pinpoint the accelerators of cosmic rays. The sensitivity of different design options for a future cubic-kilometre scale neutrino telescope in the Mediterranean Sea is investigated for generic point sources and in particular for some of the galactic objects from which TeV gamma emission has recently been observed by the H.E.S.S. atmospheric Cherenkov telescope. The effect of atmospheric background on the source detection probabilities has been taken into account through full simulation. The estimated event rates are compared to previous results and limits from present neutrino telescopes.

Introduction

The KM3NeT consortium [1] is currently working on a conceptual design for a future Mediterranean neutrino telescope, which will have an instrumented volume of a scale of one km³.

One of the goals of the KM3NeT Design Study is the optimisation of the detector configuration with respect to the observation of astrophysical neutrino sources. The observation of high-energy neutrino point sources will substantially improve our knowledge and understanding of the non-thermal processes in these sources, and would in particular pinpoint the accelerators of cosmic rays. Good candidates for high-energy neutrino emission are sources of high energy gamma-rays, which have e.g. been observed with the H.E.S.S. atmospheric Cherenkov telescope [2]. In spite of the recent significant progress in the field of high-energy neutrino astronomy, the observation of cosmic neutrinos from such sources is likely to require cubic-kilometre scale neutrino telescopes, such as IceCube [3] and KM3NeT.

In this article two possible configurations of the KM3NeT neutrino telescope are studied to estimate the sensitivity to generic point sources (assuming a neutrino flux proportional to E^{-2} , where E is the neutrino energy), and to selected H.E.S.S. sources (estimating the neutrino fluxes from the observed gamma spectra). The full chain from simulation to reconstruction has been taken into account in this study.

KM3NeT detector configurations

Several detector configurations, including different geometrical layouts and optical sensors, are being considered in the KM3NeT Design Study. The main parameter describing the physics sensitivity of a neutrino telescope is the neutrino effective area. Due to the energy dependence of neutrino interactions and the range of high-energy muons in the detector medium (i.e. sea water), the effective area is a function of the neutrino energy and also of the zenith angle of the direction of observation.

Effective areas for different possible KM3NeT detector configurations have been obtained from a full simulation chain, including: simulation of neutrino-nucleon interactions in the vicinity of the detector (only muon-neutrino charged-current reactions considered); muon propagation and simulation of Cherenkov photons from muons and secondary charged particles; light propagation in the sea water; photon detection by the photo multipliers in the optical modules; reconstruction of the muon tracks from the recorded hits.

In this paper, two different KM3NeT example configurations are presented. The first one is based on already used and well known technology, following the ANTARES design. The second one is a prospective telescope with increased dimensions and a new type of optical modules housing 21 3" PMTs each, distributed over the lower hemispheres of the optical modules [4]. In the following, these configurations are labelled "1" and "2".

Configuration 1 consists of 127 detector strings arranged in a homogeneous hexagon, each with 25 storeys with ANTARES-type optical modules (3×10 " PMTs). The distance between lines is 100 m and between storeys 15 m. The simulation was done with the code NESSY, described in [5].

For configuration 2 [6], a geometrical layout with 225 (15×15) strings arranged in a cuboid grid is assumed. The distance between the strings is 95 m, each string having 36 storeys, separated by 16.5 m, with one multi-PMT optical module each.

The neutrino effective areas obtained for both configurations are compared to the ANTARES and IceCube effective areas in figure 1. The effective areas are calculated applying appropriate selection and reconstruction requirements and are given as functions of E . Note that the program chains used to study both configurations are completely independent of each other. As expected, the effective area for configuration 2 is about 2–3 times larger than for configuration 1, as its instrumented volume and total photocathode area are larger. In terms of the latter, both configurations exceed IceCube by factors of about 2 and 3, respectively, which explains the increased effective areas.

The optimal energy interval for the search for neutrino point sources covers 3 decades from 1 TeV to 1 PeV. The event rate $R(\Omega)$ from a neutrino source

with celestial coordinates Ω can be calculated as

$$R(\Omega) \approx \int \Phi(E, \Omega) A_\nu(E, \theta(t, \Omega)) dE dt, \quad (1)$$

where $\Phi(E, \Omega)$ is a neutrino flux emitted by the source, $A_\nu(E, \theta)$ is the neutrino effective area for the considered telescope configuration and $\theta(t, \Omega)$ is the zenith angle of the source in topocentric coordinates at time t (with a period of one sidereal day). The location of the ANTARES telescope was used to define the local coordinate system.

Neutrinos from point sources

The sensitivity of a neutrino telescope to point sources strongly depends on the energy dependence of the neutrino flux. The current best limit on the neutrino emission from point sources comes from the AMANDA-II neutrino telescope [8] and has been obtained assuming a neutrino flux of the form $\Phi_{\nu_\mu}^0 \cdot (E/1 \text{ TeV})^{-2}$. The average limit at 90% C.L. for Northern hemisphere sources, from 1001 days of data (2000–2004), is $\Phi_{\nu_\mu}^0 = 5.5 \times 10^{-11} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The ANTARES neutrino telescope will reach a similar level of sensitivity for Southern hemisphere sources with about 1 year of data taking (assuming a data taking efficiency of 100%). The higher sensitivity of a Mediterranean neutrino telescope to point sources is due to the better angular resolution of the reconstructed muons.

For this study we have calculated expected muon event rates from the point sources in KM3NeT for two different cases: a) for a generic point source with an E^{-2} neutrino flux and b) for selected H.E.S.S. sources. Although all of the more than 30 H.E.S.S. sources will be in the field of view of the KM3NeT neutrino telescope, many of them are expected to be too weak for detection.

The energy distribution of H.E.S.S. sources follows a power law $E^{-\Gamma}$, with a spectral index Γ close to 2. Some sources show the indication of an exponential cut-off in the range of 1–10 PeV. Under certain assumptions, the measured gamma flux can be related to the expected neutrino flux from these sources; for example, in [9] the following assumptions were used:

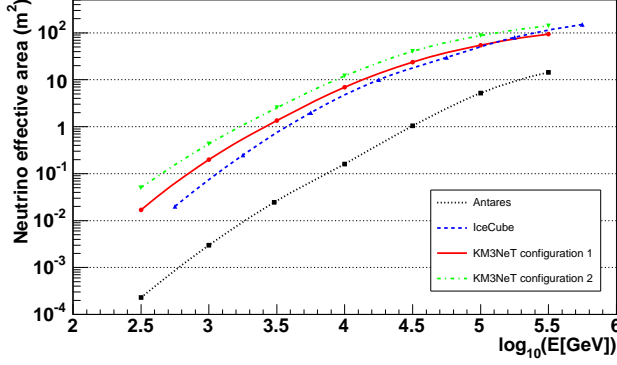


Figure 1: Neutrino effective areas for the considered KM3NeT configurations. The ANTARES and IceCube [7] effective areas are shown for comparison.

- High-energy gamma rays are produced in proton-proton (pp) interactions from hadron (mainly π^0) decays; due to the charge invariance of the strong interaction, π^+ , π^- and π^0 are produced in equal abundance and with similar energy spectra. Contributions from $p\gamma$ interactions are neglected.
- There is no significant absorption of γ radiation in the sources, and energy losses of charged particles can be neglected; charged pions decay before interaction.
- Due to the neutrino oscillations the number of muon neutrinos ν_μ (including anti-neutrinos) from the source is equal to the number of gammas produced in π^0 decays.

The neutrino flux derived from the H.E.S.S. measurements can be parametrised in the form

$$\Phi(E) = k_\nu \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\alpha} \exp \left(-\sqrt{\frac{E}{\epsilon}} \right), \quad (2)$$

where k_ν is the flux normalisation factor, α denotes the spectral index and ϵ the cut-off energy of the source. These parameters were calculated in [10].

Event rates

Event rates from a generic point source as well as for the selected H.E.S.S. sources were cal-

culated according to eq. (1). For generic E^{-2} sources (averaged for sources with declinations between -40° and -20°), flux limits as low as $\Phi_{\nu_\mu}^0 = 7.7 \times 10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($\Phi_{\nu_\mu}^0 = 2.4 \times 10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) could be achieved with 1 year of data from KM3NeT configuration 1 (configuration 2), indicating an increase in sensitivity of a factor of up to 20 in comparison to current AMANDA limits.

The KM3NeT sensitivity to the 3 selected H.E.S.S. sources summarised in table 1 has been evaluated. All these are Galactic sources with an extended emission region, which is larger than the KM3NeT angular resolution (about 0.2° above 10 TeV). For these sources the assumptions made above for the neutrino flux calculations are expected to be valid.

The resulting event numbers, assuming an observation time of 5 years, are given in table 2. Calculations were done in the interval 1 TeV – 1 PeV, for the two cases of assuming a cut-off on the neutrino energy spectrum (as indicated in table 1), or not. The left-hand columns (τ_1 and τ_1') correspond to calculations using the effective area including full reconstruction of muon events. Since the muon reconstruction algorithm is not yet fully optimised for the KM3NeT configurations used and by construction suppresses down-going muon tracks, the event numbers were also calculated for a simple selection criterion requiring photon signals from the muon in at least six optical modules; this is an opti-

Table 1: Parameters of selected H.E.S.S. sources. The source diameter (in degrees) is denoted by δ , κ_ν is given in units of $10^{-11} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ and ϵ in TeV.

	Name	$\delta(^{\circ})$	with cut-off			no cut-off	
			κ_ν	α	ϵ	κ_ν	α
1	Vela X	0.80	11.75	0.98	0.84	4.52	2.09
2	RXJ1713.7	1.30	15.52	1.72	1.35	5.65	2.26
3	RXJ0852.0	2.00	16.76	1.78	1.19	6.25	2.29

Table 2: Event numbers from selected H.E.S.S. sources for 5 years of data taking. For each column, the first number (second number in parentheses) indicates the predicted number of events with (without) taking into account the energy cut-off; the numbers after the slash indicate the expected backgrounds from atmospheric neutrinos.

	configuration 2		configuration 1			
	τ_1 / bgr	τ_2 / bgr	τ'_1 / bgr	τ'_2 / bgr	τ'_3 / bgr	τ'_4 / bgr
1	10.0 (16.0) / 13.0	23.6 (34.8) / 34.0	2.1 (2.9) / 1.9	5.0 (6.9) / 4.2		
2	6.4 (11.2) / 23.3	15.8 (25.2) / 61.0	1.4 (2.2) / 8.1	3.4 (5.1) / 17.3		
3	6.4 (12.9) / 59.0	15.8 (29.2) / 154.5	1.4 (2.5) / 19.6	3.5 (6.1) / 43.3		

mistic but reasonable estimate. The resulting event numbers are shown in the right-hand columns (τ_2 and τ'_2). The background of atmospheric neutrino event numbers calculated using the Bartol parameterisation [11] is also given.

Conclusions

Sensitivity to point sources of the future Mediterranean KM3NeT neutrino telescope have been considered for two different configurations. Neutrino effective areas for these configurations have been obtained using a full simulation and reconstruction chain. In the considered energy interval (about 0.1–100 TeV) the effective areas of both configurations are larger than the IceCube effective area. The study indicates that the KM3NeT telescope can significantly improve the current limits on generic point sources. The expected number of events from given sources rises with the instrumented volume and the total photocathode area assumed. With the larger of the two KM3NeT configurations studied, the brightest H.E.S.S. sources would be detectable within less than a decade. However, one has to note that for these studies the atmospheric muon background was neglected, and the energy reconstruction has been treated as perfect.

Acknowledgements

This study was supported by the European Commission through the KM3NeT Design Study, FP6 contract no. 011937. R. Shanidze and S. Kuch wish to thank A. Kappes for providing the code for the calculation of event rates for the KM3NeT configuration 2.

References

- [1] www.km3net.org/.
- [2] www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS.html.
- [3] www.icecube.wisc.edu/.
- [4] Kooijman P. *Nucl. Inst. Meth. A*, 567, 2006.
- [5] Carr J. et al. Configuration studies for a cubic-kilometre deep-sea neutrino telescope. *ICRC*, 2007.
- [6] Kuch S. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 567, 2006.
- [7] Desiati P. *arXiv:astro-ph/0611603*.
- [8] Achterberg A. et al. *arXiv:astro-ph/0611063*.
- [9] Kelner S.R. et al. *Phys. Rev. D*, 74, 2006.
- [10] Kappes A. et al. *Astrophys. J.*, 656, 2007.
- [11] Barr G., Gaisser T. K., and Stanev T. *Phys. Rev.*, D39, 1989.

Search for structures and sources in ANTARES sky maps

Niccolò Cottini and Gilles Maurin
CEA/DAPNIA, Saclay

October 09, 2007

ABSTRACT

In this note we first describe a method to search for full sky structures in ANTARES maps, using the autocorrelation distribution. Next we define another method to search for neutrino sources, studying the angular distances between events. Both techniques can be applied with or without an *a priori* about the expected signal; in any case, the systematics and the efficiency of the detector are properly taken into account.

1 Introduction

The aim of this note is to illustrate a procedure for statistical analysis of ANTARES sky maps, to find a potential cosmic signal over the atmospheric neutrino background.

Given a sky map and the set of real events used to draw it, we explain - section §2 - how to obtain the sky exposure map for the period corresponding to the chosen data sample. In section §3, we describe a method to make a full sky search for clustering of events. The search for specific sources is discussed in section §4.

Our statistical approach implies the general validity of the methods proposed. For the specific results presented here, we used a data sample of $n = 116$ events.

2 Sky exposure map

Considering the upgoing-muon detection, the precise location of the ANTARES telescope in the Northern hemisphere allows to determine the part of the sky

which is full time visible, only partially or never. Moreover the data taking efficiency varies in time, due to biological activity, trigger conditions, OM failures, etc. Thus the sky exposure of the ANTARES telescope should be computed considering both the visible region and the detector performance, as a function of time.

These two conditions can properly be taken into account drawing the exposure map through a method called *scrambling* of the events.

2.1 Event scrambling

We first selected a data sample period¹ and we ran an algorithm for track reconstruction². After selection of the upgoing events, we used the values of zenith, azimuth and absolute time of each event to draw the galactic coordinate map in fig.(1).

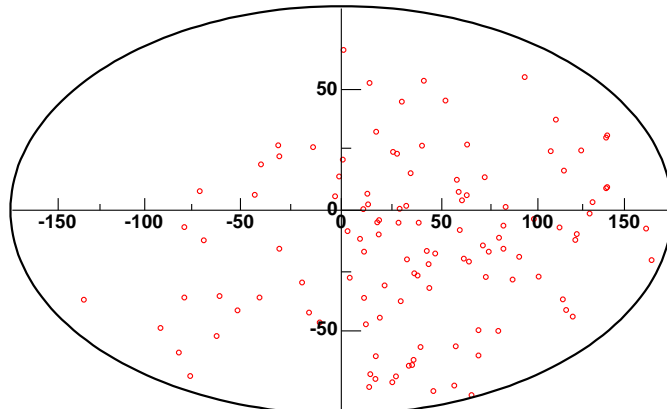


Figure 1: Sky map of $n = 116$ reconstructed upgoing events in galactic coordinates.

¹A big data sample will allow small statistical fluctuations in the results; a small one will make a source discovery difficult, but it will not affect the validity of the method. See later for further explanations.

²Since the validity of the method to search for sources presented in this note does not depend on the way the upgoing events are selected, the reconstruction strategy we used is not described.

We would like to compute the sky exposure corresponding to this sample of n events, that is the expected event density for a given direction, under the assumption of an isotropic neutrino flux. Thus we used the zenith, azimuth and time distributions of the events to produce $N = 200$ samples of n simulated events, whose coordinate and time distributions are the same as real data. To do this, we made an event *scrambling*: a permutation of zenith, azimuth and time of the reconstructed events. For each simulated sample, we drew a map as the one in fig.(1); these maps reproduce the detector acceptance, but possible sky anisotropies are lost. The exposure map, which is given in fig.(2), is simply the average of all the maps of simulated events.

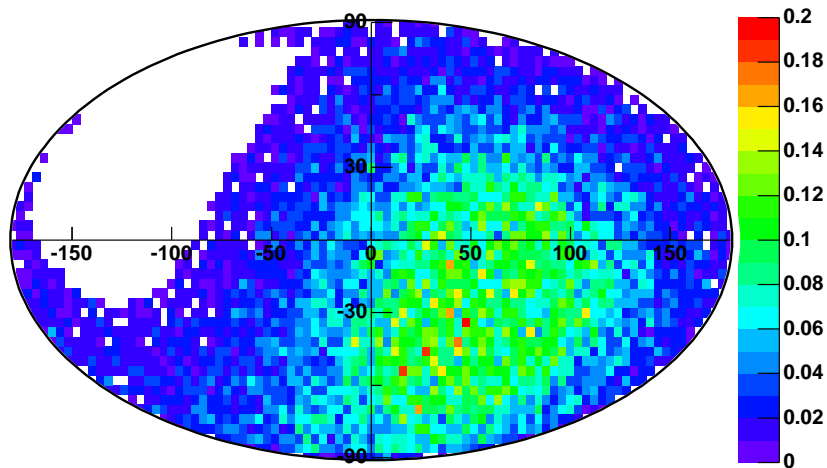


Figure 2: Sky exposure map (galactic coordinates) obtained by the scrambling of n upgoing events in our data sample. The map is drawn using bins of 4° size.

This *scrambling* method assumes that zenith, azimuth and time are not correlated. However, the ANTARES detector layout may provide correlations between zenith and azimuth. In this case, the scrambling can be done between the time and the zenith-azimuth pair; this would reduce the number of possible permutations from n^3 to n^2 .

Using the exposure map, we can determine whether our reconstructed event sample is roughly in agreement with the expected number of events per bin, obtained by the *scrambling* process. To compute the significance of data with respect to simulation, we used the method described in [1]. For the bin size of 4° chosen in fig.(3), the biggest deviation corresponds to 1.6σ .

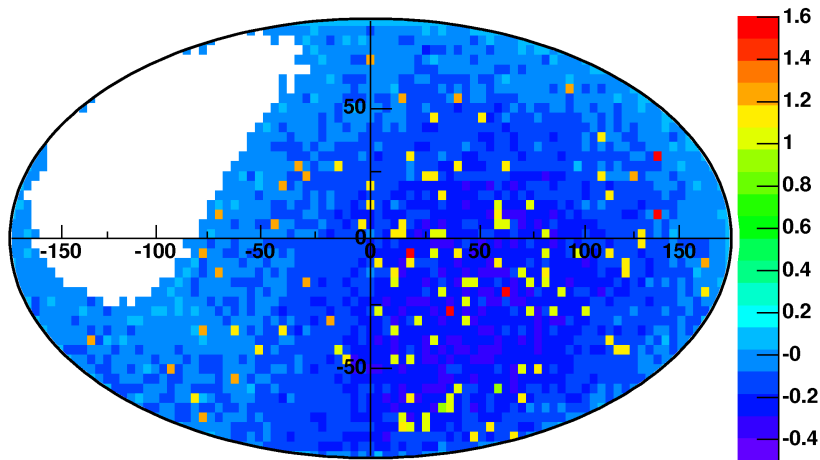


Figure 3: Significance map (galactic coordinates) of the n upgoing events in our data sample, with respect to the expected number of events per bin given in the exposure map of fig.(2). The map is drawn using bins of 4° size.

The main interest of the *scrambling* method to draw the exposure map is in the implicit handling of the detector acceptance associated to a sample of events: we do not need to know it a priori, it is automatically taken into account by the shuffling of the events.³

³If the detector acceptance varies over several time periods (this may be due, for instance, to new line connections), the *scrambling* method should be applied within each period.

3 Autocorrelation distribution: a blind search for structures

The *scrambling* method that we proposed to draw the exposure map may be arranged also to perform a blind search for structures. Indeed the scrambled events can be used to compute the distribution of the so-called autocorrelation function, that is the angular distance in galactic coordinates between all the pairs of events.

Thus we obtain the autocorrelation distribution for a simulated isotropic neutrino flux (which takes into account the sky exposure and the detector acceptance), to be compared with the autocorrelation distribution obtained with real data. An excess in the small distance region is an evidence for clustering of the events, though the position of the clusters is not given. The significance of the excess is computed as explained in [1].

For the data sample considered, a simulated autocorrelation distribution was obtained by N *scrambling* of the n upcoming selected events. In fig.(4) we drew both the simulated distribution and the real data one, with a bin size of 4° . In the first bin the excess of the data with respect to the simulation is 1.08σ , so no significant structure is found.

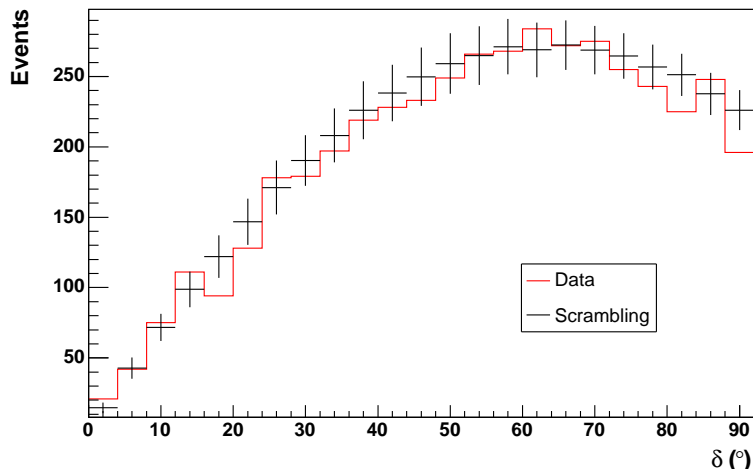


Figure 4: Autocorrelation distribution for scrambled events and real data, on a 4° bin size.

The significance of the first bin depends directly on the chosen bin size. This size can be determined in two ways, depending on detector and source knowledge:

- if we have an *a priori* on the angular size of structures and on the angular resolution (typically from theoretical models and detector simulation), we can use a Monte Carlo simulation to find the optimal bin size. This case is treated in the next section.
- we can use a scanning method [2] to test on data several bin sizes and maximize the significance σ_{data} of the first bin. In practice, we define an angular step δ and we test the significance with a size of $i \times \delta$ ($i = 1 \dots k$). However, when optimizing the bin size like this, we get a statistical penalty on the significance evaluation. So, to evaluate this penalty, we perform identical scans over *scrambled* events and determine $P_{chance}(\sigma \geq \sigma_{data})$, that is the probability to observe by chance $\sigma \geq \sigma_{data}$ in the scanning procedure. In this way, we obtain the confidence level $(1 - P_{chance})$ of the measured excess.

For instance, we applied the scan to the data set with 50 steps of 0.2° . We obtained a significance of 1.12σ at 3.6° , with a probability $P_{chance} = 21.9\%$.

Notice that this method could be used to scan over several parameters, as the likelihood value or the reconstructed energy, at the same time.

3.1 Optimization of the bin size from Monte Carlo

We took a sample of simulated atmospheric neutrinos and we added some sources by hand, to validate the search method and evaluate its sensibility. More in details, we used a 1 year simulation of atmospheric neutrinos and antineutrinos for a 12 string detector, including optical background. We obtained 3127 reconstructed events and, after fixing an arbitrary time, we used the zenith and azimuth distribution to draw the exposure map of fig.(5).

The validation of our method clearly depends on parameters such as the number, the physics and the spatial distribution of the sources. So we assumed to have S point sources isotropically distributed over the full sky (included the region not visible for ANTARES), radiating the same flux. We next started a procedure that we repeated $T = 240$ times:

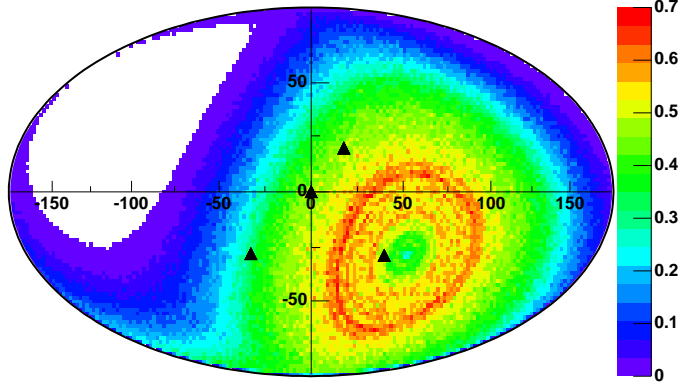


Figure 5: Exposure map obtained with the atmospheric neutrino sample. The positions of four generated point sources are given (see section §4.1).

1. we randomly generated S sources in galactic coordinates;
2. we defined p as the number of expected neutrinos, if the generated source is located in the most visible region; then we determined the number of expected neutrinos from each of the S sources, rescaling p according to the positions on the exposure map of fig.(5);
3. we assumed that the detection of an event from a source is Poisson distributed, with the mean value given by the number of expected neutrinos found at the previous point; thus we generated the number of detected events from each source, according to this statistics;
4. we assumed an angular resolution of 0.3° for our event reconstruction;
5. for each neutrino, we generated a shift by its source position distributed as a gaussian, with σ equal to the angular resolution;

As an example, in fig.(6), we compared the autocorrelation distribution obtained by adding neutrinos from $S = 10$ artificially generated sources ($p = 10$) to atmospheric neutrinos, before and after *scrambling*. The two distributions are drawn with an optimized bin size of 0.4° . The atmospheric neutrinos plus sources distribution shows an average excess of 4.4σ in the first bin.

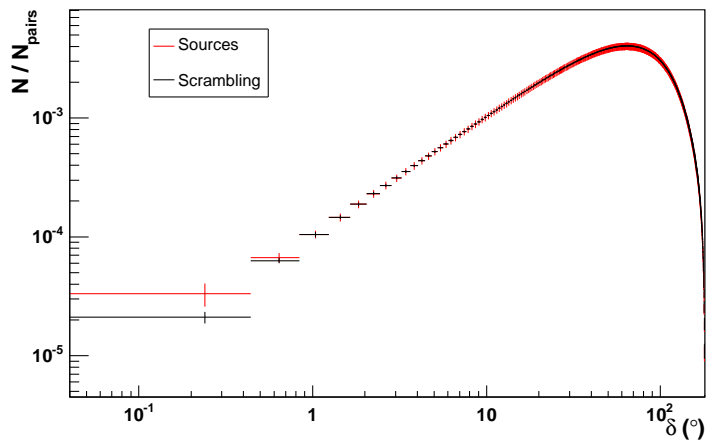


Figure 6: Autocorrelation distribution for scrambled events and real data plus simulated sources ($S = 10$, $p = 10$), on a 0.4° bin size. Each bin is normalized to the number of event pairs used to compute the distribution.

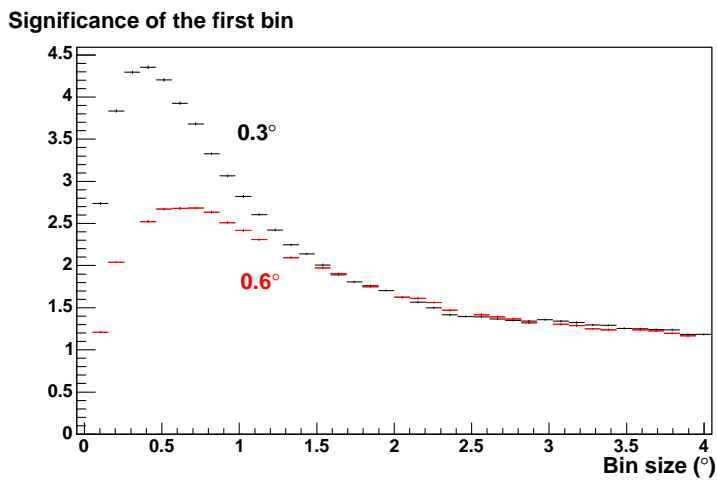


Figure 7: Significance of the first bin of the autocorrelation distribution in case of data plus $S = 10$ sources ($p = 10$), as a function of the bin size. For the black (red) curve an angular resolution of 0.3° (0.6°) was assumed.

In fig.(7) we show how the bin size was optimized: we computed the significance of the excess in the first bin as a function of the bin size and we found the maximum of the curve at 0.4° . We also repeated the procedure changing the assumed angular resolution from 0.3° to 0.6° ; in this case, the optimized bin size is about 0.7° .

Keeping an angular resolution of 0.3° and a bin size of 0.4° , in fig.(8) we drew the significance of the first bin as a function of S and p .

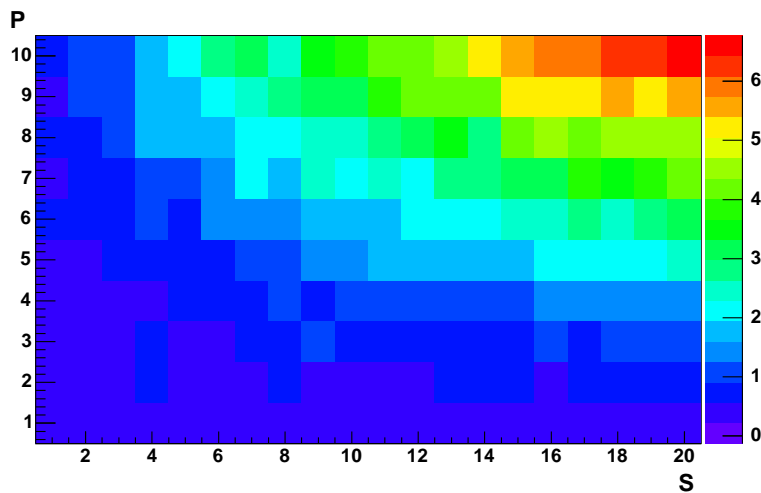


Figure 8: Significance with respect to simulation of the autocorrelation distribution for real events plus simulated sources, as a function of S and p , on a 0.4° bin size.

We conclude that the autocorrelation method to make a search for structures is validated. It can be applied using Monte Carlo assumptions about the source signal and the detector response to atmospheric neutrinos (*a priori* choice). Anyhow, we can rely just on real data, using a scanning technique to maximize the significance of a signal from sources whose size is unknown. Also this non *a priori* way allows to compute a correct confidence level for the results obtained.

4 Distribution of angular distances from a single event

Even though the full sky search for event clustering gives a result poor in significance, the distribution of angular distances between events can be investigated to search for a specific source signal.

Indeed the distribution can be computed keeping a fixed event and measuring the distances from the other events to the chosen one. Furthermore we can get the shape of this distance distribution in the case of no source by simulation, doing a *scrambling* of all the events except the fixed one.

As explained in the previous section, we can choose an *a priori* bin size to compute the significance of the data with respect to simulation; a significant excess is an evidence for a source close to the position of the selected event. Furthermore we can perform a scanning over the bin size to maximize the significance: the chosen size gives a hint on the source dimension, but a confidence level for the result should be computed using a P_{chance} , as for the autocorrelation distribution.

We applied this scanning method to our n reconstructed events: we computed n distance distributions, keeping fixed an event per round. We also computed the same distributions after *scrambling* of all the non fixed events.

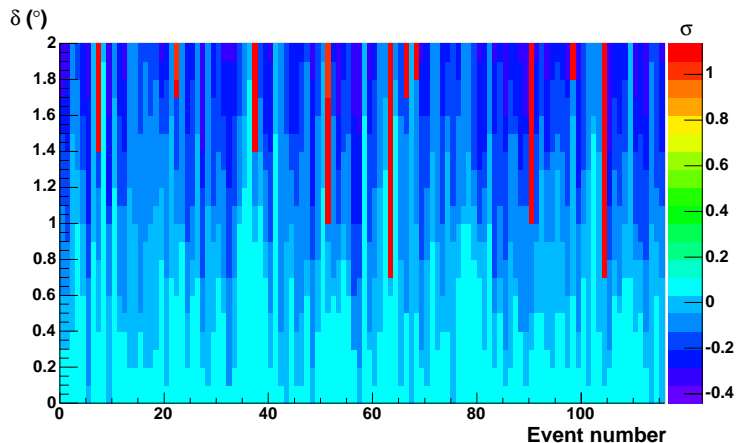


Figure 9: Significance of angular distance distribution for data with respect to simulation, for all the reconstructed events and a given bin size.

In fig.(9) we drew a 2D histogram in which the x axis holds the labels for our events (from 1 to 116); the y axis gives the size of the bin used to compute the distance distribution. Each histogram entry gives the significance of the first bin of the data with respect to simulation, for the event corresponding to the label in the x coordinate and the bin size specified by the y coordinate. The highest significance obtained is 1.2σ for a bin size of 0.7° ; so, in the small data sample analysed, there is no visible deviation from the behaviour expected in the no source hypothesis.

4.1 Sensitivity of the search with Monte Carlo simulation

As for the autocorrelation distribution, we can use a Monte Carlo simulation to estimate the number of events from a point source needed for discovery, and thus the sensitivity of this search method (to a point source signal).

We first defined the position of four potential sources (see fig.(5)), because a cluster of n events in the “cold” region of the exposure map leads to a discovery more likely than a cluster of the same size located in the “hot” region. Next we generated T times 10 reconstructed neutrino events from the sources, using a 0.3° angular resolution, and we added them to the atmospheric neutrino sample. Then we drew fig.(10) with the same criteria of fig.(9). You can read an excess up to about 3.3σ in the region corresponding to our source events.

In fig.(11), we show how the significance of the distance distribution varies as a function of the bin size, with respect to the *scrambling* case, using all the events generated from the four sources of fig.(5). No important differences are visible.

Finally, in fig.(12), we computed the probability of a 3σ deviation from a no source simulation as a function of the number of events from the four chosen sources, using a 0.7° bin size.

The probabilities are given for the 1 year atmospheric neutrino sample analysed. With a larger statistics, the relative fluctuations would be reduced and the results would improve.

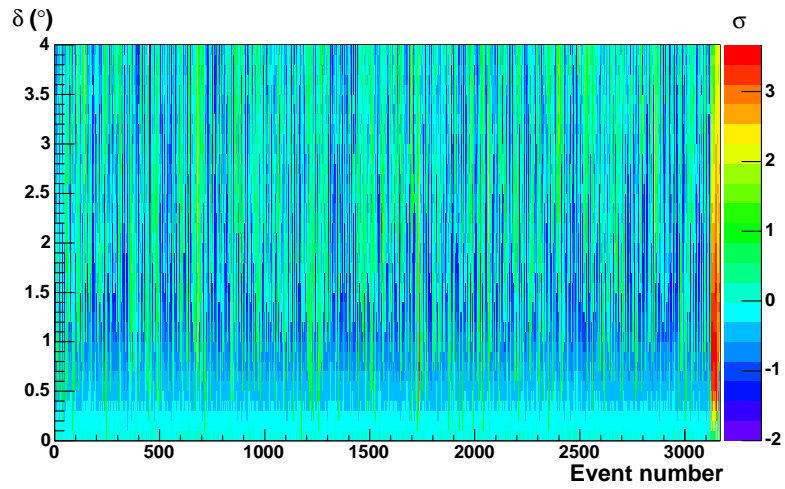


Figure 10: Same plot of fig.(9), after addition of four sources. The events labelled with $x > 3127$ are the generated ones.

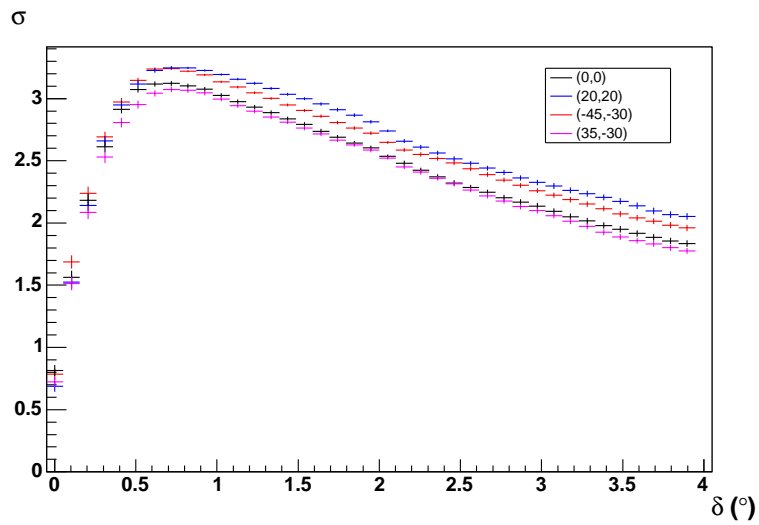


Figure 11: Significance of the distance distribution with respect to the *scrambling* case, as a function of the bin size, for the four sources of fig.(5).

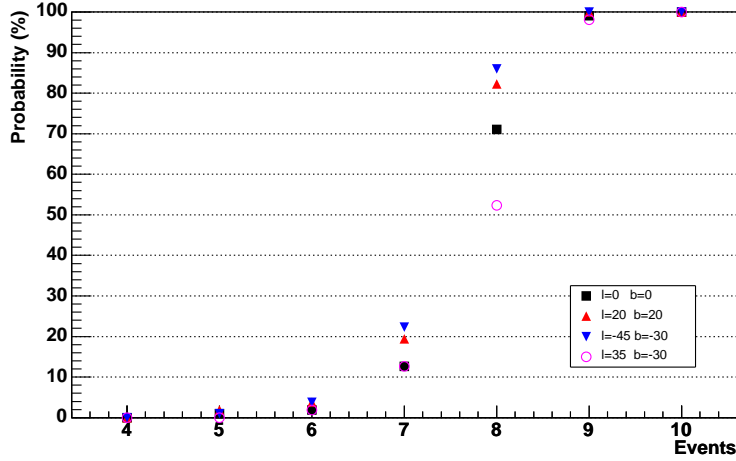


Figure 12: Probability of a 3σ deviation from a no source simulation, as a function of the number of events from the four sources of fig.(5).

5 Conclusion

The autocorrelation distribution and the angular distance distribution are reliable tools to search for structures and sources in ANTARES sky maps. The significance of a candidate signal is defined through the data *scrambling* technique, which properly takes into account the sky exposure and the detector systematics corresponding to the data sample considered. Even with low statistics, as the one we analysed, the result of the search is statistically correct.

The two tools can be used both with an *a priori* about the expected signal and without any assumptions, that is making a scan over relevant parameters.

We checked the performance of the search methods in the point source case, but extended sources are a potential target as well.

6 Acknowledgments

We would like to acknowledge Eric Armengaud, for all the discussions concerning the theoretical basis of the search method proposed in this note.

References

- [1] T.-P. Li and Y.-Q. Ma. *ApJ*, 272:317-324, 1983.
- [2] C. B. Finley and S. Westerhoff *astro-ph/0309159*, 2004

Annexe C

Liste des publications

- [1] J. Abraham et al. Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instrum. Meth.*, A523 :50–95, 2004. :2004dt
- [2] F. Aharonian et al. 3.9 day orbital modulation in the TeV gamma-ray flux and spectrum from the X-ray binary LS 5039. *Astron. Astrophys.*, 460 :743–749, 2006. :2006vu
- [3] F. Aharonian et al. Discovery of the two wings of the Kookaburra complex in VHE gamma-rays with H.E.S.S. *Astron. Astrophys.*, 456 :245, 2006. :2006km
- [4] F. Aharonian et al. Energy dependent gamma-ray morphology in the Pulsar wind nebula HESS J1825-137. *Astron. Astrophys.*, 460 :365–374, 2006. :2006zb
- [5] D. Berge et al. Fast variability of TeV gamma-rays from the radio galaxy M87. *Science*, 314 :1424, 2006. :2006ys
- [6] J. Abraham et al. An upper limit to the photon fraction in cosmic rays above 10^{19} -eV from the Pierre Auger Observatory. *Astropart. Phys.*, 27 :155–168, 2007. :2006ar
- [7] M. Aglietta et al. Anisotropy studies around the Galactic Centre at EeV energies with the Auger Observatory. *Astropart. Phys.*, 27 :244–253, 2007. :2006ur
- [8] F. Aharonian et al. Discovery of VHE gamma-rays from the distant BL Lac 1ES 0347-121. *Astron. Astrophys.*, 473 :L25–L28, 2007. :2007tc
- [9] F. Aharonian et al. First ground based measurement of atmospheric Cherenkov light from cosmic rays. *Phys. Rev.*, D75 :042004, 2007. :2007zja
- [10] F. Aharonian et al. H.E.S.S. observations of the supernova remnant RX J0852.0-4622 : Shell-type morphology and spectrum of a widely extended VHE gamma-ray source. *Astrophys. J.*, 661 :236–249, 2007. :2006dv
- [11] F. Aharonian et al. New constraints on the Mid-IR EBL from the HESS discovery of VHE gamma rays from 1ES 0229+200. *Astron. Astrophys.*, 475 :L9–L13, 2007. :2007wc
- [12] F. Aharonian et al. Search for Pulsed VHE Gamma-Ray Emission from Young Pulsars with H.E.S.S. *Astron. Astrophys.*, 466 :543, 2007. :2007bna
- [13] J. Carr, D. Dornic, F. Jouvenot, and G. Maurin. Configuration studies for a cubic-kilometre deep-sea neutrino telescope - KM3NeT - with NESSY, a fast and flexible approach. In *Proceedings, 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007)*, volume 5, pages 1413–1416, 2007. [5,1413(2007)]. :2007za
- [14] Gilles Maurin, A. Djannati-Ataï, and P. Espigat. A Deconvolution technique for VHE Gamma-ray Astronomy, and its application to the morphological study of shell-type supernova remnants. In *Proceedings, 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007)*, volume 2, pages 727–730, 2007. :2007zd

- [15] F. Aharonian et al. HESS Observations and VLT Spectroscopy of PG 1553+113. *Astron. Astrophys.*, 477 :481–489, 2008. :2007pg
- [16] J. Carr, F. Cohen, D. Dornic, F. Jouvenot, G. Maurin, and C. Naumann. Detector design studies for a cubic kilometre Deep Sea neutrino telescope - KM3NeT. *J. Phys. Conf. Ser.*, 136 :042063, 2008. :2008zz
- [17] P. Bagley et al. KM3NeT : Technical Design Report for a Deep-Sea Research Infrastructure in the Mediterranean Sea Incorporating a Very Large Volume Neutrino Telescope. 2009. :2009wwa
- [18] J. A. Aguilar et al. Zenith distribution and flux of atmospheric muons measured with the 5-line ANTARES detector. *Astropart. Phys.*, 34 :179–184, 2010. :2010kg
- [19] H. van Haren et al. Acoustic and optical variations during rapid downward motion episodes in the deep north-western Mediterranean Sea. *Deep Sea Res.*, 58 :875–884, 2011. :2011wz
- [20] A. Abramowski et al. Constraints on the gamma-ray emission from the cluster-scale AGN outburst in the Hydra A galaxy cluster. *Astron. Astrophys.*, 545 :A103, 2012. :2012xuj
- [21] A. Abramowski et al. Discovery of gamma-ray emission from the extragalactic pulsar wind nebula N157B with the High Energy Stereoscopic System. *Astron. Astrophys.*, 545 :L2, 2012. :2012iza
- [22] A. Abramowski et al. H.E.S.S. observations of the Carina nebula and its enigmatic colliding wind binary Eta Carinae. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 424 :128, 2012. :2012wia
- [23] A. Abramowski et al. Identification of HESS J1303-631 as a Pulsar Wind Nebula through gamma-ray, X-ray and radio observations. *Astron. Astrophys.*, 548 :A46, 2012. :2012fc
- [24] A. Abramowski et al. Probing the extent of the non-thermal emission from the Vela X region at TeV energies with H.E.S.S. *Astron. Astrophys.*, 548 :A38, 2012. :2012if
- [25] A. Abramowski et al. Spectral analysis and interpretation of the gamma-ray emission from the Starburst galaxy NGC 253. *Astrophys. J.*, 757 :158, 2012. :2012xy
- [26] M. Miceli, F. Bocchino, A. Decourchelle, G. Maurin, J. Vink, S. Orlando, F. Reale, and S. Broersen. XMM-Newton evidence of shocked ISM in SN 1006 : indications of hadronic acceleration. *Astron. Astrophys.*, 546 :A66, 2012. :2012wm
- [27] Vincent Tatischeff, Anne Decourchelle, and Gilles Maurin. Nonthermal X-rays from low-energy cosmic rays : Application to the 6.4 keV line emission from the Arches cluster region. *Astron. Astrophys.*, 546 :A88, 2012. :2012uz
- [28] A. Abramowski et al. Constraints on axionlike particles with H.E.S.S. from the irregularity of the PKS 2155-304 energy spectrum. *Phys. Rev.*, D88(10) :102003, 2013. :2013oea
- [29] A. Abramowski et al. Discovery of high and very high-energy emission from the BL Lac object SHBL J001355.9-185406. *Astron. Astrophys.*, 554 :A72, 2013. :2013daa
- [30] A. Abramowski et al. Discovery of TeV gamma-ray emission from PKS 0447-439 and derivation of an upper limit on its redshift. *Astron. Astrophys.*, 552 :A118, 2013. :2013gxa
- [31] A. Abramowski et al. Discovery of very high energy gamma-ray emission from the BL Lac object PKS 0301-243 with H.E.S.S. *Astron. Astrophys.*, 559 :A136, 2013. :2013dya
- [32] A. Abramowski et al. H.E.S.S. and Fermi-LAT discovery of gamma rays from the blazar 1ES 1312-423. 2013. :2013qya

- [33] A. Abramowski et al. H.E.S.S. discovery of VHE gamma-rays from the quasar PKS 1510-089. *Astron. Astrophys.*, 554 :A107, 2013. :2013xra
- [34] A. Abramowski et al. H.E.S.S. Observations of the Binary System PSR B1259-63/LS 2883 around the 2010/2011 Periastron Passage. *Astron. Astrophys.*, 551 :A94, 2013. :2013yr
- [35] A. Abramowski et al. Measurement of the extragalactic background light imprint on the spectra of the brightest blazars observed with H.E.S.S. *Astron. Astrophys.*, 550 :A4, 2013. :2012ry
- [36] A. Abramowski et al. Search for Photon-Linelike Signatures from Dark Matter Annihilations with H.E.S.S. *Phys. Rev. Lett.*, 110 :041301, 2013. :2013ax
- [37] O. Abril et al. CTA contributions to the 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC2013). In *Proceedings, 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC2013)*, 2013. :2013qea
- [38] B. S. Acharya et al. Introducing the CTA concept. *Astropart. Phys.*, 43 :3–18, 2013. :2013sxa
- [39] S. Adrian-Martinez et al. Detection Potential of the KM3NeT Detector for High-Energy Neutrinos from the Fermi Bubbles. *Astropart. Phys.*, 42 :7–14, 2013. :2012qpa
- [40] S. Adrian-Martinez et al. Expansion cone for the 3-inch PMTs of the KM3NeT optical modules. *JINST*, 8 :T03006, 2013. :2013bda
- [41] Sjors Broersen, Jacco Vink, Marco Miceli, Fabrizio Bocchino, Gilles Maurin, and Anne Decourchelle. The northwestern ejecta knot in SN 1006. *Astron. Astrophys.*, 552 :A9, 2013. :2012xs
- [42] F. Krayzel et al. Improved sensitivity of H.E.S.S.-II through the fifth telescope focus system. In *Proceedings, 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC2013) : Rio de Janeiro, Brazil, July 2-9, 2013*, page 0923, 2013. :2013fra
- [43] A. Abramowski et al. Diffuse Galactic gamma-ray emission with H.E.S.S. *Phys. Rev.*, D90(12) :122007, 2014. :2014sla
- [44] A. Abramowski et al. Discovery of the hard spectrum VHE gamma-ray source HESS J1641-463. *Astrophys. J.*, 794 :L1, 2014. :2014hua
- [45] A. Abramowski et al. Flux upper limits for 47 AGN observed with H.E.S.S. in 20042011. *Astron. Astrophys.*, 564 :A9, 2014. :2014wua
- [46] A. Abramowski et al. HESS J1640465 – an exceptionally luminous TeV -ray supernova remnant. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 439(3) :2828–2836, 2014. :2014rpa
- [47] A. Abramowski et al. HESS J1818–154, a new composite supernova remnant discovered in TeV gamma rays and X-rays. *Astron. Astrophys.*, 562 :A40, 2014. :2013gaa
- [48] A. Abramowski et al. H.E.S.S. Observations of the Crab during its March 2013 GeV Gamma-Ray Flare. *Astron. Astrophys.*, 562 :L4, 2014. :2013qea
- [49] A. Abramowski et al. Long-term monitoring of PKS 2155304 with ATOM and H.E.S.S. : investigation of optical/gamma-ray correlations in different spectral states. *Astron. Astrophys.*, 571 :A39, 2014. :2014gla
- [50] A. Abramowski et al. Search for dark matter annihilation signatures in H.E.S.S. observations of Dwarf Spheroidal Galaxies. *Phys. Rev.*, D90 :112012, 2014. :2014tra
- [51] A. Abramowski et al. Search for Extended gamma-ray Emission around AGN with H.E.S.S. and Fermi-LAT. *Astron. Astrophys.*, 562 :A145, 2014. :2014uta

- [52] A. Abramowski et al. Search for TeV Gamma-ray Emission from GRB 100621A, an extremely bright GRB in X-rays, with H.E.S.S. *Astron. Astrophys.*, 565 :A16, 2014. :2014tia
- [53] A. Abramowski et al. TeV gamma-ray observations of the young synchrotron-dominated SNRs G1.9+0.3 and G330.2+1.0 with H.E.S.S. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 441(1) :790–799, 2014. :2014poa
- [54] E. Aliu et al. Long-term TeV and X-ray Observations of the Gamma-ray Binary HESS J0632+057. *Astrophys. J.*, 780(2) :168, 2014. :2013pua
- [55] J. Bolmont et al. The camera of the fifth H.E.S.S. telescope. Part I : System description. *Nucl. Instrum. Meth.*, A761 :46–57, 2014. :2013xma
- [56] Maïca Clavel, S. Soldi, R. Terrier, V. Tatischeff, G. Maurin, G. Ponti, A. Goldwurm, and A. Decourchelle. Variation of the X-ray non-thermal emission in the Arches cloud. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 443 :129, 2014. :2014ooa
- [57] A. Abramowski et al. Constraints on an Annihilation Signal from a Core of Constant Dark Matter Density around the Milky Way Center with H.E.S.S. *Phys. Rev. Lett.*, 114(8) :081301, 2015. :2015cda
- [58] A. Abramowski et al. Discovery of the VHE gamma-ray source HESS J1832093 in the vicinity of SNR G22.70.2. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 446 :1163–1169, 2015. :2014afa
- [59] A. Abramowski et al. Discovery of variable VHE gamma-ray emission from the binary system 1FGLJ1018.6–5856. *Astron. Astrophys.*, 577 :A131, 2015. :2015gda
- [60] A. Abramowski et al. H.E.S.S. detection of TeV emission from the interaction region between the supernova remnant G349.7+0.2 and a molecular cloud. *Astron. Astrophys.*, 574 :A100, 2015. :2014aea
- [61] A. Abramowski et al. H.E.S.S. reveals a lack of TeV emission from the supernova remnant Puppis A. *Astron. Astrophys.*, 575 :A81, 2015. :2014bfa
- [62] A. Abramowski et al. Probing the gamma-ray emission from HESS J1834–087 using H.E.S.S. and Fermi LAT observations. *Astron. Astrophys.*, 574 :A27, 2015. :2014dza
- [63] A. Abramowski et al. The 2012 flare of PG 1553+113 seen with H.E.S.S. and Fermi-LAT. *Astrophys. J.*, 802(1) :65, 2015. :2015ixa
- [64] A. Abramowski et al. The exceptionally powerful TeV gamma-ray emitters in the Large Magellanic Cloud. *Science*, 347(6220) :406–412, 2015. :2015rca
- [65] Jill Chevalier, Max Anton Kastendieck, Frank Rieger, Gilles Maurin, Jean-Philippe Lenain, and Giovanni Lamanna. Long term variability of the blazar PKS 2155-304. In *Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015)*, 2015. :2015gia
- [66] CTA collaboration. CTA Contributions to the 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015). In *Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015)*, 2015.
- [67] C. Trichard, A. Fiasson, G. Maurin, and G. Lamanna. Enhanced H.E.S.S. II low energies performance thanks to the focus system. In *Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015)*, 2015. :2015oca
- [68] C. Trichard, A. Fiasson, G. Maurin, and G. Lamanna. Xeff analysis method optimization to enhance IACTs performances. In *Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015)*, 2015. :2015esa

- [69] A. Abramowski et al. Detailed spectral and morphological analysis of the shell type SNR RCW 86. 2016. :2016krc
- [70] H. E. S. S. Collaboration, :, H. Abdallah, A. Abramowski, F. Aharonian, F. Ait Benkhali, A. G. Akhperjanian, E. Angüner, M. Arrieta, P. Aubert, and et al. Search for dark matter annihilations towards the inner Galactic halo from 10 years of observations with H.E.S.S. *ArXiv e-prints*, July 2016.
- [71] H. E. S. S. Collaboration, H. Abdalla, H. Abdalla, A. Abramowski, F. Aharonian, F. Ait Benkhali, A. G. Akhperjanian, T. Andersson, E. O. Angüner, M. Arrieta, and et al. H.E.S.S. observations of RX J1713.7-3946 with improved angular and spectral resolution; evidence for gamma-ray emission extending beyond the X-ray emitting shell. *ArXiv e-prints*, September 2016.
- [72] H. E. S. S. Collaboration, H. Abdalla, A. Abramowski, F. Aharonian, F. Ait Benkhali, A. G. Akhperjanian, T. Andersson, E. O. Angüner, M. Arrieta, P. Aubert, and et al. H.E.S.S. limits on line-like dark matter signatures in the 100 GeV to 2 TeV energy range close to the Galactic Centre. *ArXiv e-prints*, September 2016.
- [73] H. E. S. S. Collaboration, H. Abdalla, A. Abramowski, F. Aharonian, F. Ait Benkhali, A. G. Akhperjanian, T. Andersson, E. O. Angüner, M. Arrieta, P. Aubert, and et al. The supernova remnant W49B as seen with H.E.S.S. and Fermi-LAT. *ArXiv e-prints*, September 2016.
- [74] H. E. S. S. Collaboration, H. Abdalla, A. Abramowski, F. Aharonian, F. Ait Benkhali, A. G. Akhperjanian, E. O. Angüner, M. Arrieta, P. Aubert, M. Backes, and et al. A search for very high-energy flares from the microquasars GRS 1915+105, Circinus X-1, and V4641 Sgr using contemporaneous H.E.S.S. and RXTE observations. *ArXiv e-prints*, July 2016.
- [75] Maurin, G., Marcowith, A., Komin, N., Krayzel, F., and Lamanna, G. Embedded star clusters as sources of high-energy cosmic rays. *AA*, 591 :A71, 2016.

Résumé

Depuis sa découverte en 1912 et grâce aux évolutions techniques des vingt dernières années, les connaissances sur le rayonnement cosmique ont fortement avancé. Ainsi les rayons cosmiques sont principalement des protons, des noyaux légers et des électrons. Leur énergie varie de quelques centaines de MeV et peut atteindre 10^{20} eV. Ils voyagent jusqu'à la Terre en étant défléchis par les champs magnétiques de l'Univers.

Cependant, la question de l'origine de ce rayonnement reste incertaine. Certes, la combinaison d'astronomies à différentes longueurs d'onde (radio, visible, rayon-X gamma) et utilisant différents messagers (rayons cosmiques, neutrinos) ont permis d'identifier plusieurs sources, telles que le soleil à basse énergie, les restes de supernova ou les nébuleuses de pulsar. Mais d'autres sources potentielles existent et l'origine du rayonnement cosmique le plus énergétique reste inconnue. Les mécanismes de production ne sont également pas encore totalement maîtrisés.

Dans cette habilitation à diriger la recherche, je présente les travaux que j'ai réalisés, encadrés et dirigés sur l'origine du rayonnement cosmique durant les dix dernières années, en particulier l'étude en rayons-x de l'onde de choc du reste de supernova SN1006; la modélisation et les contraintes d'astronomie gamma de l'accélération de particules dans les régions de formation d'étoiles; ainsi que mes développements sur le traitement des données des expériences d'astronomie gamma : *H.E.S.S.* et *CTA*.

Abstract

Since its discovery in 1912 and thanks to the technical evolutions of the last twenty years, knowledge of cosmic rays has advanced considerably. Thus the cosmic rays are mainly protons, light nuclei and electrons. Their energy varies from a few hundred MeV and can reach 10^{20} eV. They travel to Earth deflected by astrophysics magnetic fields.

However, the question of their origin remains uncertain. Nevertheless, the combination of astronomy at different wavelengths (radio, visible, X-ray gamma) and using different messengers (cosmic rays, neutrinos) has allowed to identify several sources, such as the sun for low energy cosmic rays, the supernova remnants or pulsar nebulae. But other potential sources exist and the origin of the most energetic cosmic rays still remains unknown. Moreover, production mechanisms are not yet fully understanding.

In this manuscript, I present the work I have done, directed and managed on the origin of cosmic rays during the last ten years, in particular the X-ray study of the supernova remnant SN1006; the modelling and gamma constraints of particle acceleration in star-forming regions; and my developments on the data processing for gamma astronomy experiments : *H.E.S.S.* and *CTA*.