



Etude de la superbulle d'Orion-Eridanus : gaz, champs magnétiques et rayons cosmiques

Théo Joubaud

► To cite this version:

Théo Joubaud. Etude de la superbulle d'Orion-Eridanus : gaz, champs magnétiques et rayons cosmiques. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Cité, 2019. Français. NNT : 2019UNIP7077 . tel-03021186

HAL Id: tel-03021186

<https://theses.hal.science/tel-03021186>

Submitted on 24 Nov 2020

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 Paris

École doctorale n° 560 : Sciences de la Terre et de l'Environnement, Physique de l'Univers
Laboratoire AIM, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, Université Paris Diderot, F-91191
Gif-sur-Yvette

Étude de la superbulle d'Orion-Eridanus : gaz, champs magnétiques et rayons cosmiques

Par Théo JOUBAUD

Thèse de doctorat en Sciences de l'Univers
Spécialité Astronomie et Astrophysique

Dirigée par Isabelle GRENIER

Présentée et soutenue publiquement le 26 novembre 2019

Devant un jury composé de :

Pr. CASSE, FABIEN

Professeur, APC

Dr. FERRIÈRE, KATIA

Directrice de recherche CNRS, IRAP

Pr. GRENIER, ISABELLE

Professeur, AIM

Pr. JEAN, PIERRE

Professeur, IRAP

Dr. LALLEMENT, ROSINE

Directrice de recherche CNRS, Observatoire de Paris

Pr. SALATI, PIERRE

Professeur, LAPTh

Président du jury

Rapportrice

Directrice de thèse

Rapporteur

Examinatrice

Examineur



Except where otherwise noted, this work is licensed under
<https://creativecommons.org/licenses/by-nd/3.0/fr/>

Résumé

La plupart des supernovae dans notre Galaxie explosent dans des amas d'étoiles massives. Avec les vents et les rayonnements intenses des étoiles les plus massives, elles forment des bulles chaudes en expansion, d'une taille d'une centaine de parsecs, appelées superbulles. Ces régions de la Galaxie sont des laboratoires de choix pour étudier la rétroaction stellaire sur le milieu interstellaire. Le gaz et les champs magnétiques initialement présents sont balayés. Une cavité se forme, remplie d'un plasma turbulent et traversée par de nombreuses ondes de chocs. Ce type d'environnement peut fortement perturber la propagation des rayons cosmiques. La contribution des superbulles à la production des rayons cosmiques Galactiques reste cependant inconnue. En 2011, le *Fermi* Large Area Telescope (LAT) a identifié en rayons γ un cocon de jeunes rayons cosmiques, accélérés dans la superbulle de Cygnus X. Cette première découverte a motivé la recherche et l'analyse d'autres amas d'étoiles massives. La proximité de la superbulle d'Orion-Eridanus en fait un bon candidat. Nous avons étudié la partie de la superbulle la plus proche et visible loin du plan Galactique, dans la constellation de l'Éridan.

Les observations à différentes longueurs d'ondes du spectre électromagnétique ont permis d'étudier la structure du gaz et des champs magnétiques de la superbulle. À partir des informations en vitesse des raies d'émission du H I et du CO, nous avons identifié différentes coquilles de gaz associées à la superbulle. Elles indiquent une vitesse d'expansion globale de 20 km s^{-1} . Des cartes 3D du rougissement des poussières ont permis de confirmer cette séparation en coquilles et de contraindre leurs distances au Soleil entre 150 et 250 pc. L'absorption des rayons X a permis de les positionner par rapport au gaz chaud de la superbulle. Ce gaz chaud apparaît hétérogène, avec un mélange sur les lignes de visée de plasmas à 0.3-1.2 MK et 3-9 MK. La composante du champ magnétique dans le plan du ciel peut être tracée par l'émission polarisée des poussières observée par *Planck*. Les données montrent que le champ dans la coquille externe a été réorganisé et comprimé par l'expansion de la superbulle. En utilisant la méthode de Davis-Chandrasekhar-Fermi et en veillant à la cohérence avec la dynamique du gaz au travers du choc externe, nous avons obtenu des intensités du champ magnétique dans la coquille entre 3 et $15 \mu\text{G}$.

Nous avons mesuré le flux de rayons cosmiques dans les coquilles de la superbulle avec 10 ans de données du télescope *Fermi*-LAT entre 0.25 et 63 GeV. À ces énergies, le rayonnement γ trace principalement l'interaction des rayons cosmiques avec le gaz interstellaire. Nous avons modélisé les distributions spatiale et spectrale des rayons γ issus des différentes phases de gaz (atomique, moléculaire, sombre et ionisé). Des émissions γ non liées au gaz sont également prises en compte. Notre analyse révèle que les spectres d'émissivité γ dans les coquilles de la superbulle sont compatibles avec le spectre moyen de rayons cosmiques mesuré dans le milieu interstellaire local et dans le Système Solaire. Une telle homogénéité montre que la superbulle n'est pas active en termes de production et de réaccélération de rayons cosmiques, et nous discutons plusieurs explications possibles. Un nuage diffus, situé en dehors de la bulle et à une altitude de 200-250 pc sous le plan Galactique, présente une émissivité γ 34% plus faible mais sans modification spectrale. Cette perte de rayons cosmiques est significative et nous avançons l'hypothèse qu'elle est liée à l'orientation des lignes de champ magnétique du nuage qui pointent vers le halo Galactique. Enfin, en compilant nos mesures d'émissivité avec celles d'analyses précédentes, nous avons étudié la variation locale du flux de rayons cosmiques selon l'altitude au-dessus du plan Galactique, et nous comparons ces mesures aux prédictions des modèles.

Abstract

Most of the supernovae in our Galaxy explode in massive stellar clusters. Together with the winds and intense radiations from the most massive stars, they create 100-pc-scale, hot expanding bubbles, called superbubbles. Such sites are prime targets to study stellar feedback on the interstellar medium. They sweep up gas and magnetic fields. They create cavities filled with turbulent plasmas and shock waves. This type of environment can impact cosmic-ray propagation. The superbubble contribution to the production of Galactic cosmic rays is still unknown. In 2011, the γ -ray *Fermi* Large Area Telescope (LAT) detected a cocoon of freshly accelerated cosmic rays in the Cygnus X superbubble. This discovery called for investigations of other massive stellar clusters. The proximity of the Orion-Eridanus superbubble makes it a good candidate. We have studied the closer, Eridanus, side of the superbubble, seen far from the Galactic plane.

We have used information across the electromagnetic spectrum to study the superbubble gas and magnetic-field structures. From the velocity information of the H I and CO emission lines, we have identified several gas shells related to the superbubble and we have derived a global expansion velocity of 20 km s^{-1} . Using 3D dust reddening maps, we have confirmed our shell separation and found that their distances range from about 150 pc to 250 pc from the Sun. X-ray absorption constrained their location relative to the hot gas filling the superbubble interior. The latter appears to be heterogeneous, with a mix of 0.3-1.2 MK and 3-9 MK gas along the lines of sight. Lastly, we have studied the plane-of-sky component of the magnetic field with dust polarised emission observed by *Planck*. The magnetic field along the outer rim and in the approaching wall of the superbubble appears to be shaped and compressed by the ongoing expansion. Using the Davis-Chandrasekhar-Fermi method and requiring consistency with the gas dynamics through the outer shock, we have found plane-of-sky field strengths from 3 to $15 \mu\text{G}$ along the rim.

We have studied the cosmic-ray content of the superbubble using 10 years of *Fermi*-LAT data between 0.25 and 63 GeV. In this energy range, the γ radiation mainly traces cosmic-ray interactions with interstellar gas. We have thus modelled the spatial and spectral distributions of the γ rays borne in the different gas phases (atomic, molecular, dark, and ionised). The model includes other non-gaseous components to match the data. We have found that the γ -ray emissivity spectrum of the gas along the outer rim and further inside the bubble is consistent with the average cosmic-ray spectrum measured in the local interstellar medium and in the Solar System. This homogeneity shows that little cosmic-ray production and re-acceleration is taking place inside the superbubble. We discuss the implications for cosmic-ray transport conditions. We also find significant evidence that a diffuse atomic cloud lying outside the superbubble, at an altitude of 200-250 pc below the Galactic plane, is pervaded by a 34% lower cosmic-ray flux, but with the same particle energy distribution as the local one. We tentatively propose that the cosmic-ray loss relates to the orientation of the magnetic field lines threading the cirrus, which point towards the halo. Finally, we have gathered the present emissivity measurements with previous estimates obtained around the Sun to show how the local cosmic-ray flux decreases with Galactic altitude and to compare with model predictions.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Isabelle Grenier, qui a partagé avec moi ses connaissances encyclopédiques sur notre Galaxie. C'est grâce à sa curiosité sans fin et à sa rigueur scientifique que le travail que je peux présenter aujourd'hui est ce qu'il est. Je crois malheureusement que ma dette en chocolats se compte aujourd'hui en masses solaires...

Je tiens à remercier tous les collaborateurs et collaboratrices avec qui j'ai pu travailler, échanger ou boire un café. Parmi ceux-là, je me dois de citer les membres de la collaboration *Fermi* pour les nombreuses discussions et retours scientifiques. En particulier, je remercie Jean-Marc Casandjian pour son aide et ses conseils tout au long de ma thèse. Merci aussi, Luigi Tibaldo, pour tes commentaires aussi prompts qu'avisés, le second papier y a beaucoup gagné.

Merci aux membres du jury d'avoir accepté de juger ce travail : Katia Ferrière, Pierre Jean, Fabien Casse, Rosine Lallement et Pierre Salati.

Aux ami-e-s qui m'ont accompagné durant cette expérience, de la fac au labo et durant tous les moments peu scientifiques, merci. Je le précise au cas où, et c'est aussi une chance dans le milieu dans lequel nous travaillons : thank you, grazie, gràcies, danke, ευχαριστώ.

Parce que la thèse est un travail de longue haleine, il n'aurait pas été possible sans le soutien sur lequel j'ai pu compter chaque jour depuis trois ans. Pour cela, Marine et Mallow, merci.

Bonne lecture.

Table des matières

Résumé	iii
Remerciements	v
Introduction	1
1 Le télescope à rayons γ Fermi-LAT	3
1.1 Structure du détecteur	3
1.2 Reconstruction des évènements	4
1.3 Fonctions de réponse instrumentale	6
1.4 Méthode d'analyse des données	7
2 Le milieu interstellaire	11
2.1 Les phases du gaz du milieu interstellaire	11
2.2 Gaz atomique	12
2.3 Gaz moléculaire	13
2.4 Gaz sombre	17
2.5 Gaz ionisé	18
2.6 Poussières	20
2.7 Champs magnétiques dans la Galaxie	24
2.8 L'émission γ interstellaire	30
3 Généralités sur les rayons cosmiques	39
3.1 Observations directes	39
3.2 Interactions avec le milieu interstellaire	41
3.3 Mécanismes d'accélération	42
3.4 Propagation des rayons cosmiques	46
3.5 Contraintes observationnelles	52
4 Les superbulles	59
4.1 Formation et caractéristiques	59
4.2 Mécanismes d'accélération	63
4.3 Contraintes observationnelles	64
4.4 Les superbulles de Cygnus X et d'Orion-Eridanus	65
5 Gaz et champs magnétiques dans la superbulle d'Orion-Eridanus	73
6 Rayons cosmiques dans la superbulle d'Orion-Eridanus	95
7 Conclusions et perspectives	115
7.1 Structure de la superbulle	115
7.2 Rayons cosmiques dans la superbulle	117
7.3 Rayons cosmiques dans le cirrus Eridu	119
7.4 Étude du milieu interstellaire	119

Introduction

Notre Galaxie contient un écosystème complexe composé de gaz, de champs magnétiques et de particules énergétiques appelées rayons cosmiques. Un des aspects importants de cet écosystème est le cycle de vie de la matière partant du milieu interstellaire diffus, se condensant partiellement en étoiles, le reste étant réinjecté à plus grande échelle. L'étape de rétroaction stellaire peut être étudiée pour une étoile individuelle à travers ses vents, ses radiations ionisantes et sa possible explosion en supernova. C'est cependant collectivement, dans les amas d'étoiles, que leur impact sera le plus spectaculaire. Les empreintes les plus visibles laissées dans le milieu interstellaire par la rétroaction stellaire sont les superbulles. Les étoiles massives à l'origine d'une superbulle ont façonné le gaz en sculptant une bulle de gaz chaud en expansion, de faible densité et entouré d'une coquille froide. Le champ magnétique est aussi affecté, avec une réorganisation de sa structure et une compression de ses lignes de champ dans la coquille. Enfin, la propagation des rayons cosmiques peut être modifiée par de nombreux processus. Un gain d'énergie peut provenir de l'accélération dans les chocs de supernovae, à l'interaction entre les chocs et par les turbulences magnétiques, mais des pertes ont aussi lieu à cause des interactions avec le gaz et les champs magnétiques.

Le paradigme usuel, datant des années 70, considère les ondes de choc des restes de supernova comme les sources principales des rayons cosmiques Galactiques. Des incertitudes demeurent cependant et d'autres candidats comme les superbulles ont depuis émergé. En effet, différents travaux théoriques ont montré que les superbulles pouvaient accélérer des particules jusqu'aux énergies de 10^{15} eV observées sur Terre. Le scénario des superbulles répond également à certaines contraintes sur la composition des rayons cosmiques. Mais nous disposons de peu de preuves observationnelles directes prouvant l'accélération de rayons cosmiques dans les superbulles. La seule observation concluante est celle de la superbulle de Cygnus X en 2011, où un cocon de rayons cosmiques accélérés fut détecté en rayons γ . D'autres candidats existent, mais aucune conclusion claire n'a pu être tirée. Il est donc nécessaire de poursuivre cette investigation.

Pour étudier les rayons cosmiques dans les superbulles, il n'est malheureusement pas encore possible d'envoyer de sonde dans la Galaxie à quelques centaines d'années lumière. Les moyens indirects d'étude utilisent les traces laissées par les rayons cosmiques durant leur passage dans la Galaxie. Ces traces prennent notamment la forme de rayonnements γ , provenant des interactions des rayons cosmiques avec le gaz interstellaire. L'un des télescopes capables de détecter cette lumière est le télescope *Fermi*, en orbite autour de la Terre depuis juin 2008.

Les travaux présentés dans ce mémoire s'inscrivent dans cette recherche plus que centenaire des origines des rayons cosmiques. Ils sont consacrés à l'étude d'un objet en particulier : la superbulle proche d'Orion-Eridanus. Avant d'exposer ces travaux, je présente en quelques chapitres les notions clés de différents domaines de l'astrophysique qui serviront par la suite. Dans le [chapitre 1](#), je décris le télescope *Fermi* dont j'ai utilisé les données dans nos analyses. Le [chapitre 2](#) présente les ingrédients principaux du milieu interstellaire que sont le gaz sous ses différentes phases

et les champs magnétiques. J'aborde dans le [chapitre 3](#) le troisième ingrédient important du milieu interstellaire que sont les rayons cosmiques. J'y décris le modèle standard généralement utilisé pour décrire les observations, ainsi que les questions toujours sans réponse aujourd'hui ou soulevées par les expériences récentes. Dans le [chapitre 4](#), je présente les superbules telles que vues par les observations et par les simulations, et les mécanismes permettant d'y accélérer des rayons cosmiques.

Dans la suite, je présente sous forme de deux articles les travaux effectués durant cette thèse. Le [chapitre 5](#) concerne la structure du gaz et des champs magnétiques de la superbule d'Orion-Eridanus à la lumière d'un nouveau découpage des nuages de gaz constituant sa coquille, d'une analyse de son émission en rayons X et de nouvelles mesures des champs magnétiques. Le [chapitre 6](#) aborde l'étude des rayons cosmiques dans la superbule et dans un nuage voisin, et ses possibles implications en termes de propagation des particules. Je conclus dans le chapitre [chapitre 7](#) avec des propositions de pistes à explorer pour la suite et des résultats préliminaires pour plusieurs de ces pistes. J'ajoute enfin dans l'[Appendice A](#) le travail analytique sur les superbules auquel j'ai participé en tant que collaborateur.

Chapitre 1

Le télescope à rayons γ Fermi-LAT

Le *Large Area Telescope* (LAT) est l'un des deux instruments à bord de l'observatoire à rayons γ *Fermi*¹, lancé le 11 juin 2008. Le LAT détecte les photons de 20 MeV à plus de 300 GeV. Le second instrument à bord est le *Gamma-ray Burst Monitor* (GBM), dédié à l'étude des phénomènes transitoires entre 8 keV et 40 MeV. Ce chapitre a pour but de présenter brièvement le LAT, de la détection des événements à leur analyse finale. Dans un premier temps, je présente la composition du détecteur. J'explique ensuite le processus de reconstruction des événements détectés et de leur classification. Dans un troisième temps, j'expose la modélisation des performances du télescope grâce aux fonctions de réponses instrumentales. Je présente enfin la méthode de vraisemblance maximale avec des statistiques de Poisson utilisée pour analyser les données du LAT.

1.1 Structure du détecteur

Le LAT ([Atwood et al., 2009](#)) est un télescope à rayons γ à large champ de vue, reposant sur le principe de conversion des photons entrants en paires électrons/positons. Il est constitué pour cela d'une matrice 4*4 de tours, chacune avec un module de convertisseur-trajectographe et un module de calorimètre. À ce cœur du télescope s'ajoutent un détecteur anticoincidence recouvrant le trajectographe et un système d'acquisition des données. La Figure 1.1 présente un schéma du détecteur.

Les photons de hautes énergies interagissent principalement avec la matière à travers la production de paires $e^+ - e^-$. Pour provoquer cette conversion, les modules de convertisseurs-trajectographes comprennent 16 feuilles de tungstène ($Z=74$). Entre chaque feuille, un détecteur au silicium à deux couches (pour les deux directions x et y) permet de suivre la trajectoire des particules chargées. Les deux dernières couches ne contiennent pas de feuille de tungstène afin de mesurer précisément le point d'entrée dans le calorimètre. Avec un rapport hauteur sur largeur de 0.4, le champ de vue du télescope est de 2.4 sr et quasiment toutes les conversions de paires passent par le calorimètre.

Chaque module du calorimètre contient 96 cristaux CsI dopés au thalium, disposés sur 8 couches pour une profondeur totale d'environ 8.6 longueurs de radiation. Le calorimètre permet de mesurer l'énergie déposée par la gerbe électromagnétique engendrée par la paire $e^+ - e^-$ initiale. Des photodiodes de chaque côté des cristaux récupèrent le signal lumineux. Chaque cristal donne ainsi des informations sur les trois dimensions : deux par sa position dans la matrice du module, la troisième par la mesure d'asymétrie du signal à chacune de ses extrémités.

1. <https://fermi.gsfc.nasa.gov/>

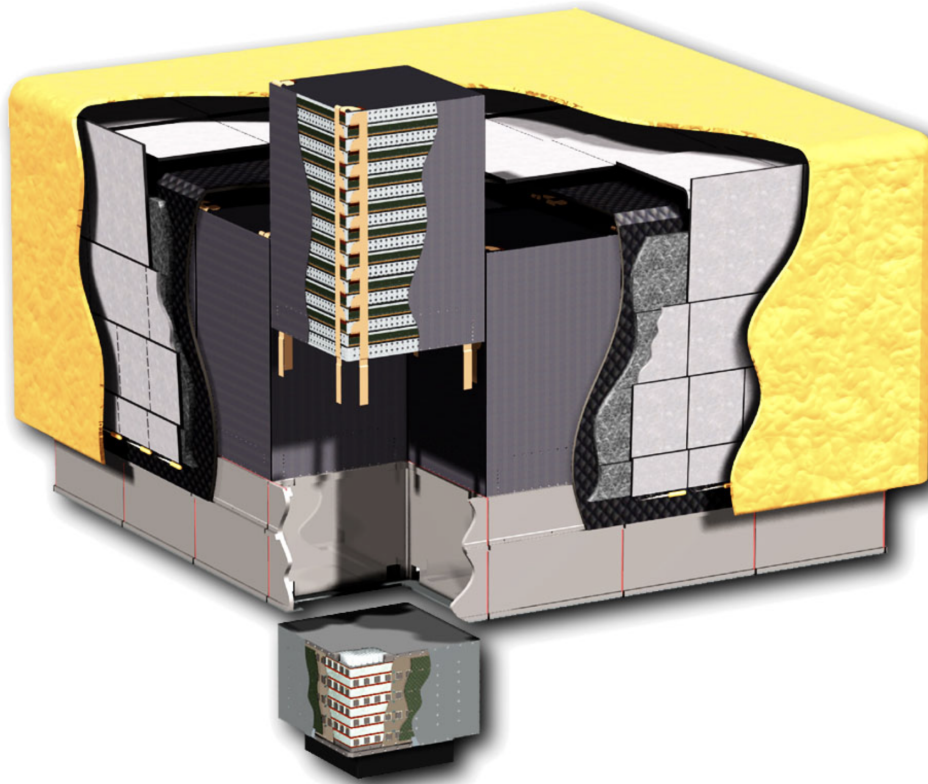


FIGURE 1.1 – Schéma du LAT ([Atwood et al., 2009](#)). Les dimensions réelles sont de $1.8 \text{ m} \times 1.8 \text{ m} \times 0.72 \text{ m}$. Une tour est partiellement éclatée pour montrer la structure du détecteur.

Le détecteur antikoïncidence est constitué de 89 tuiles de scintillateur plastique disposées autour des modules de convertisseur/trajectographe. Son but est de signaler le passage des rayons cosmiques chargés entrant dans le détecteur et, à l'inverse, d'éviter de rejeter certains événements à cause des charges secondaires créées par les photons de haute énergie. Pour cela, le signal de chaque tuile est récupéré par des tubes photo-multiplicateurs et l'information spatiale de ce signal est corrélée avec les signaux du trajectographe et du calorimètre. De plus, pour se protéger d'éventuels débris, le détecteur est recouvert d'un bouclier contre les micro-météorites.

Pour chaque tour, le trajectographe et le calorimètre sont reliés par un module électronique générant son propre déclenchement. Les signaux des différentes tours et du détecteur antikoïncidence sont ensuite collectés par le système d'acquisition, qui décide de lancer ou non un déclenchement à l'échelle de l'instrument. Cette fréquence de déclenchement est d'environ 2-3 kHz. Les données sont transmises à deux processeurs qui effectuent un premier filtrage dans les données en réduisant la contamination due aux particules chargées traversant l'instrument. La fréquence des événements transmis ensuite sur Terre est de 500 Hz.

1.2 Reconstruction des événements

Une fois les données transmises sur Terre, le processus d'analyse des événements peut commencer. La première étape est le filtrage des potentiels photons détectés, la

détermination de leur direction et de leur énergie, ainsi que leur classification selon la qualité de la reconstruction pour réduire le degré de contamination par les rayons cosmiques résiduels. Toute la chaîne d'analyse et de filtrage est basée sur des simulations Monte-Carlo des performances de l'instrument.

Modélisation par simulations Monte-Carlo

Avant et après le lancement du télescope, de nombreuses simulations Monte-Carlo ont été réalisées. Leurs objectifs étaient autant d'analyser les évènements que d'étudier les performances de l'instrument. Ces simulations sont basées sur un outil développé spécifiquement pour le télescope, la GLAST LAT Event Analysis Machine, qui utilise notamment des outils Monte-Carlo de Geant 4. Les résultats ont ensuite été validés par une campagne de tests en accélérateur au cours de laquelle un module de calibration, composé de deux tours trajectographe/calorimètre, a été exposé à des photons (< 2.5 GeV), des électrons (1-300 GeV), des hadrons (π et p , de quelques GeV à 100 GeV) et des ions (C et Xe, à 1.5 GeV/np). Ces tests ont permis de raffiner la modélisation du détecteur et de choisir le modèle d'interaction de Geant 4 qui reproduisait au mieux les données.

Reconstruction en direction et énergie

Après la conversion du photon γ incident, l'électron et le positon vont laisser des signaux d'activation dans les pistes de silicium du trajectographe. Les signaux proches sont regroupés en nuages caractérisés par une position 3D dans le détecteur. Ces nuages sont ensuite combinés pour calculer la trajectoire en s'appuyant également sur le centroïde et l'orientation des dépôts d'énergie dans le calorimètre. L'association successive de différents nuages forme des trajectoires hypothétiques, la propagation entre les différentes couches du détecteur étant calculée en tenant compte de la diffusion Compton. La trajectoire la plus longue et la plus droite, correspondant à la particule chargée de plus haute énergie produite dans la conversion du photon, est retenue comme la meilleure. Les nuages de signaux la composant sont alors marqués comme utilisés et une nouvelle trajectoire peut être cherchée parmi les nuages restants. Une fois les trajectoires individuelles déterminées, des sommets d'interaction sont ajoutés pour les relier en cas de croisement.

La reconstruction en énergie de l'évènement se base sur l'énergie déposée dans chaque cristal du calorimètre. La combinaison des différents cristaux fournit une information sur la distribution 3D de l'énergie et une première estimation de l'énergie totale. La trajectoire permet d'évaluer la perte d'énergie par les côtés ou le dos du calorimètre et par les vides entre les volumes actifs. À basse énergie (< 100 MeV), une fraction significative de l'énergie peut-être déposée dans le trajectographe. Sa contribution est donc ajoutée à celle du calorimètre, préalablement corrigée pour tenir compte des pertes.

Classification des évènements

La classification des évènements permet de déterminer les meilleures estimations de direction et d'énergie d'un évènement et les incertitudes correspondantes. Une suite de critères de sélection et d'arbres de classification permet de diviser les

données en différentes classes et de générer les probabilités associées. Cette classification permet également de réduire significativement le bruit de fond des rayons cosmiques. La différence de fréquence de déclenchement entre les photons célestes et les rayons cosmiques chargés étant de cinq ordres de grandeur, la réduction du bruit est cruciale. L'outil principal pour cela est le détecteur anti-coïncidence couplé avec les estimations de trajectoire. D'autres paramètres peuvent également être utilisés comme la topologie de l'évènement ou le profil général de la trajectoire dans le détecteur. Afin de répondre à différents objectifs scientifiques, plusieurs classes d'évènement ont été créées. Ces classes ont évolué au fur et à mesure des différents cycles de production de données. La dernière en date, nommée *Pass8* (Atwood et al., 2013a), comporte des classes telles que : *Transient*, *Source*, *Clean*, la plus pure étant *UltraCleanVeto*. Au sein d'une même classe, les évènements sont ensuite divisés selon différents critères. Le premier porte sur le lieu de conversion du photon dans le détecteur, à l'avant (*Front*) où la résolution angulaire est meilleure, ou à l'arrière (*Back*). La version *Pass 8* des données inclut 3 classes de qualité de reconstruction de la direction du photon, allant de la plus mauvaise, PSF0, à la meilleure, PSF3. Les photons peuvent également être triés selon la qualité de reconstruction en énergie, allant de la plus mauvaise qualité, EDISP0, à la meilleure, EDISP3.

1.3 Fonctions de réponse instrumentale

Les performances du *Fermi*-LAT ont été modélisées avec précision à travers ses fonctions de réponse instrumentale. Elles fournissent un outil pour analyser les données après la reconstruction en direction et en énergie pour les différentes classes d'évènements.

Les fonctions de réponse instrumentale sont définies par une fonction générale R , dépendante de la véritable énergie E' et de la vraie direction $\mathbf{p}'$. Cette fonction générale est définie de manière à ce que le nombre de photons différentiel dans l'espace des énergies et des directions reconstruites soit la convolution de l'intensité de la source avec la réponse R :

$$\frac{dN}{dt d\mathbf{p} dE}(E, \mathbf{p}, t) = \int dE' d\mathbf{p}' R(E, \mathbf{p} | E', \mathbf{p}', t) \frac{dN}{dt d\mathbf{p}' dE' dS}(E', \mathbf{p}', t) \quad (1.1)$$

La fonction R peut être factorisée en trois fonctions représentant la surface sensible efficace A , la résolution angulaire P et la résolution en énergie S en plus d'une efficacité temporelle $\epsilon(t)$.

$$R(E, \mathbf{p} | E', \mathbf{p}', t) = \epsilon(t) A(E', \mathbf{p}') P(\mathbf{p} | E', \mathbf{p}') D(E | E', \mathbf{p}') \quad (1.2)$$

Le facteur $\epsilon(t)$ permet de prendre un compte les variations temporelles telles que les éventuelles dégradations de l'instrument. L'absence de consommable à bord du LAT permet d'avoir des performances stables et la surveillance permanente de sources brillantes permet de vérifier la constance du terme $\epsilon(t)$. Les fonctions de réponse instrumentale sont alors :

- la surface efficace, $A(E', \mathbf{p}')$, combinant la véritable surface du détecteur et l'efficacité de détection d'un photon d'énergie vraie E' et de direction vraie $\mathbf{p}'$;
- la fonction d'étalement d'un point (*point spread function*, PSF), $P(\mathbf{p} | E', \mathbf{p}')$, représentant la densité de probabilité qu'un photon d'énergie vraie E' et de direction vraie $\mathbf{p}'$ ait une direction reconstruite $\mathbf{p}$.

- la dispersion en énergie, $D(E|E', p')$, représentant la densité de probabilité qu'un photon d'énergie vraie E' et de direction vraie p' ait une énergie reconstruite E .

Les performances présentées ci-dessous correspondent à la classe d'évènements 'Source' que nous avons utilisée dans les travaux présentés dans ce mémoire. Cette classe permet un bon compromis entre surface sensible et taux de réjection des rayons cosmiques. C'est la classe utilisée par la plupart des analyses de sources ponctuelles et de sources étendues, la faible contamination résiduelle par des rayons cosmiques isotropes pouvant être facilement prise en compte dans l'analyse de cartes γ .

La Figure 1.2 montre l'évolution de la surface efficace en fonction de l'énergie des photons et de leur angle d'incidence sur le télescope. La surface efficace intégrée sur le champ de vue du télescope donne l'acceptance.

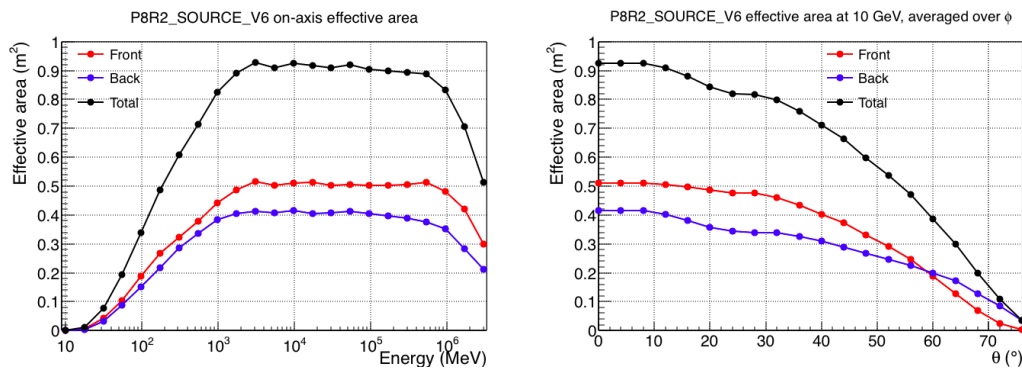


FIGURE 1.2 – Surface efficace en fonction de l'énergie pour des photons à incidence normale (gauche) et en fonction de l'angle d'incidence pour des photons de 10 GeV (droite). Les courbes correspondent aux différents lieux de conversion des photons : à l'avant du détecteur (rouge), à l'arrière (bleue) et le total (noire).

La Figure 1.3 montre l'évolution des angles de confinement à 68% et 95% des photons d'un point source en fonction de l'énergie. Les différents types d'évènements (Front/Back/PSF0-3) sont pondérés par leur acceptance respective. On constate que la PSF dépend fortement de l'énergie, à cause de la diffusion Coulomb des paires dans le trajectographe. La PSF présente aussi généralement une queue de distribution plus étendue que dans le cas idéal d'une Gaussienne. Il faut en fait une somme de 3 ou 4 Gaussiennes pour ajuster le profil de PSF. La PSF varie peu avec l'angle d'incidence dans le champ de vue. Le LAT observant le ciel en le balayant régulièrement, le profil moyen de la PSF à utiliser dans les analyses doit alors être calculé en prenant compte le temps d'exposition à différentes incidences pendant la période considérée.

La Figure 1.4 présente la résolution en énergie de l'instrument, estimée avec la mesure de $\Delta E/E$ à 68%. Cette résolution est en dessous de 15% entre 0.3 et 10^3 GeV. Elle est prise en compte dans nos modélisations.

1.4 Méthode d'analyse des données

Les faibles comptages de photons, la forte dépendance en énergie de la résolution angulaire et la superposition de sources ponctuelles avec une émission diffuse obligent à avoir recours à des outils statistiques pour étudier le ciel au GeV. Je présente ici la méthode de vraisemblance mise au point depuis les années 1980 sur la base de statistiques de Poisson et son utilisation avec les données du LAT.

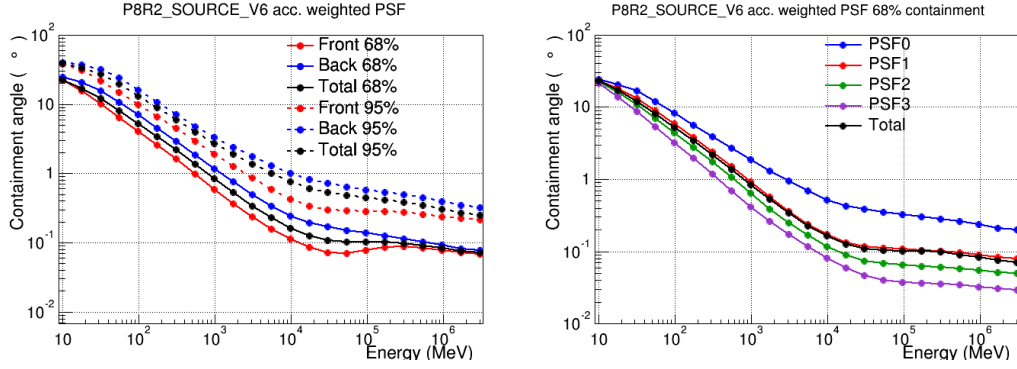


FIGURE 1.3 – Résolution angulaire en fonction de l'énergie. À gauche, les angles de confinement à 68% et 95% selon le lieu de conversion des photons : à l'avant du détecteur (rouge), à l'arrière (bleue) et le total (noire). À droite, l'angle de confinement à 68% pour les différents types d'évènements : PSF0, 1, 2, 3 et le total.

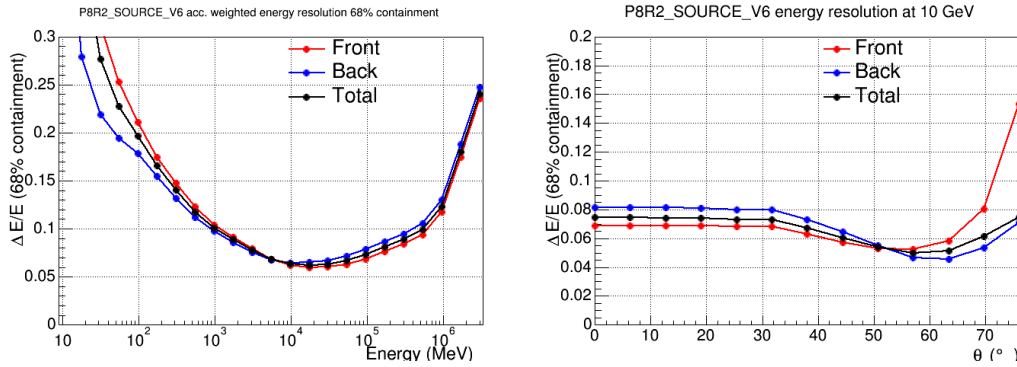


FIGURE 1.4 – $\Delta E/E$ à 68% en fonction de l'énergie des photons incidents (*gauche*) et de l'angle d'incidence pour des photons de 10 GeV (*droite*). Les courbes correspondent aux différents lieux de conversion des photons : à l'avant du détecteur (rouge), à l'arrière (bleue) et le total (noire).

Considérons un modèle décrivant les observations et comportant un nombre fini de paramètres inconnus. $M(E', \mathbf{p}', t; \alpha_k) = \frac{dN_\gamma}{dt dS dE' d\Omega}$ est l'intensité γ spécifique prédite par le modèle dans les différentes directions $\mathbf{p}'$ du ciel et en fonction de l'énergie vraie E' . Le modèle inclut des paramètres inconnus $\{\alpha_k\}_{k=1, \dots, m}$ à ajuster aux données. Cette intensité peut être reliée au taux de comptage de photons Λ obtenu dans l'espace des phases du détecteur (énergie et direction reconstruite E et $\mathbf{p}$) selon les fonctions de réponse instrumentale :

$$\Lambda(\mathbf{p}, \{\alpha_k\}) = \int_{t_1}^{t_2} dt \int_{E_1}^{E_2} dE' \int_{\Omega} R(E, \mathbf{p} | E', \mathbf{p}'; t) M(E', \mathbf{p}', t; \{\alpha_k\}) d\mathbf{p}' \quad (1.3)$$

pour un intervalle de temps $[t_1, t_2]$ et une bande en énergie $[E_1, E_2]$ observés.

Avec le faible taux de comptage ici, il est approprié d'utiliser la loi de Poisson comme proposé par [Cash \(1979\)](#). Ainsi, si le nombre de coups prédit par le modèle est de λ , la probabilité d'observer n coups sera :

$$f(n, \Lambda) = \frac{\Lambda^n}{n!} e^{-\Lambda}. \quad (1.4)$$

Le nombre de photons prédit peut être comparé avec les observations échantillonnées sur une grille en énergie et en direction incidente. Parce que tous les pixels

observés dans une carte sont indépendants, la vraisemblance totale se définit comme le produit des densités de probabilité d'observer N_i photons dans chaque pixel i :

$$\mathcal{L}(\{\alpha_k\}) = \prod_i f[N_i, \Lambda_i(\{\alpha_k\})]. \quad (1.5)$$

En passant au logarithme, on obtient :

$$\log \mathcal{L}(\{\alpha_k\}) = \sum_i N_i \log \Lambda_i(\{\alpha_k\}) - \sum_i \Lambda_i(\{\alpha_k\}) - \sum_i \log(N_i!). \quad (1.6)$$

Le dernier terme ne dépendant pas du modèle, il n'est pas pris en compte dans la recherche du maximum de vraisemblance. L'avant-dernier, représentant le nombre total de photons prédits, peut être noté Λ_{tot} . Ainsi, le jeu de paramètres $\{\alpha_k\}$ donnant le meilleur ajustement est obtenu en maximisant le logarithme de la vraisemblance suivant

$$\log \mathcal{L}(\{\alpha_k\}) = \sum_i N_i \log \Lambda_i(\{\alpha_k\}) - \Lambda_{tot}. \quad (1.7)$$

Cette vraisemblance peut être utilisée pour comparer deux modèles grâce au test du rapport des vraisemblances. Considérons le modèle $M(\{\alpha_k\}_{k=1..m})$ et le modèle plus simple $M_0(\{\alpha_k\}_{k=1..h})$, avec $m > h$, où les paramètres $\{\alpha_k\}_{k=1..h}$ sont fixés à des valeurs données. Dans l'hypothèse nulle où ces paramètres ont les vraies valeurs, le théorème de Wilk ([Wilks, 1938](#)) énonce que la statistique de test

$$TS = 2(\log \overline{\mathcal{L}} - \log \overline{\mathcal{L}}_0), \quad (1.8)$$

où $\overline{\mathcal{L}}$ et $\overline{\mathcal{L}}_0$ sont les valeurs des vraisemblances maximales obtenues pour les modèles M et M_0 respectivement. La valeur de TS se comporte asymptotiquement comme un χ^2 avec $m - h$ degrés de liberté. Une grande valeur de TS indique que le modèle M rend mieux compte des données avec un niveau de confiance :

$$\text{c.l.} = \int_0^{TS} ds \chi_{m-h}^2(s). \quad (1.9)$$

Le rapport des vraisemblances peut être utilisé dans le cas où le modèle M_0 est obtenu en fixant certains paramètres $\{\alpha_k\}_{k=1..m}$ du modèle M . C'est par exemple le cas pour la recherche d'une source potentielle par-dessus un bruit de fond. Le flux de la source est alors imposé comme nul dans le modèle M_0 . Le lemme de [Neyman et Pearson \(1933\)](#) montre qu'il est également possible d'utiliser le test du rapport des vraisemblances pour deux modèles différents, par exemple pour discriminer entre deux modèles spectraux pour une source donnée, comme une loi de puissance et un spectre de corps noir.

Chapitre 2

Le milieu interstellaire

Loin de se résumer à sa population d'étoiles, notre Galaxie présente un écosystème riche et complexe : le milieu interstellaire (MIS). Ses principaux constituants sont du gaz dans différents états thermodynamiques et chimiques, des poussières, des particules relativistes appelées rayons cosmiques (RCs) et des champs électromagnétiques. Ces éléments sont liés les uns aux autres, avec des densités d'énergie comparables dans le milieu local. Ce milieu est aussi parcouru par des champs de rayonnement variables, incluant le rayonnement fossile du Big Bang, la lumière stellaire et le rayonnement infrarouge des poussières.

Dans ce chapitre, j'introduis les différentes phases du MIS ainsi que les traceurs révélant leurs distributions. J'aborde ensuite les champs magnétiques présents dans la Galaxie et les différentes méthodes pour les étudier. Je traite enfin du rayonnement γ interstellaire, en décrivant notamment la méthode d'analyse utilisée dans les travaux présentés par la suite.

2.1 Les phases du gaz du milieu interstellaire

Le gaz interstellaire représente $\sim 10\text{-}15\%$ de la masse totale du disque Galactique et se concentre principalement près du plan Galactique et le long des bras spiraux. Sa distribution à plus petite échelle est cependant très inhomogène. Environ la moitié de la masse interstellaire est confinée dans des nuages occupant seulement $1\text{-}2\%$ de son volume (Ferrière, 2001). Le gaz confiné dans ces zones denses peut se présenter sous la forme de nuages moléculaires très froids ($10\text{-}30\text{ K}$), opaques à la lumière des étoiles grâce à leur contenu en poussières, ou bien sous la forme de nuages atomiques denses et froids ($30\text{-}100\text{ K}$) (Cold Neutral Medium). Entre ces différents nuages, l'espace est rempli de gaz tiède ou chaud, sous forme atomique ou ionisée. Bien que variant sur plus de six ordres de grandeur, la densité de gaz interstellaire est extrêmement ténue comparée à notre atmosphère terrestre : avec environ un atome d'hydrogène par centimètre cube dans la Galaxie, sa densité est à 20 ordres de grandeur de celle de la basse atmosphère. Les caractéristiques principales des différentes phases du MIS sont résumées dans la Table 2.1.

La composition chimique du MIS local est proche de celle mesurée dans le système solaire avec (Asplund et al., 2006) $\sim 92.5\%$ d'hydrogène en nombre (74% en masse), $\sim 7.5\%$ (25%) d'hélium et $\sim 0.12\%$ (1.2%) d'éléments plus lourds conventionnellement appelés 'métaux' dans la communauté astrophysique. Une partie importante de ces éléments lourds est souvent absente de la phase gazeuse du MIS car elle est piégée dans les grains de poussière solides. Au total, 0.5% à 1% de la masse du MIS se trouve sous forme de grains de poussière et non de gaz. Ces grains sont responsables du rougissement et de l'extinction de la lumière stellaire (Draine, 2003).

	T (K)	n (cm ⁻³)	masse (%)	volume (%)
moléculaire	10-20	>10 ³	20	20
atomique froid	30-100	50	30	20
atomique tiède	8000	0.5	45	25
ionisé tiède	6000-12000	0.1	< 10	25
ionisé chaud	>10 ⁶	< 0.003	< 1	20

TABLE 2.1 – Caractéristiques approximatives des différentes phases du MIS : température, densité, fraction de masse, fraction de volume (Ti-baldo, 2011).

2.2 Gaz atomique

La majorité du gaz atomique est composé d'hydrogène neutre, noté H I. Ce dernier n'émet pas dans le visible, mais est détectable grâce à sa raie à 21 cm provenant de la transition hyperfine d'un état de spin parallèle à un état de spin anti-parallèle entre le proton et l'électron. Elle fut observée pour la première fois par Ewen et Purcell (1951). Le décalage en fréquence de la raie par effet Doppler donne une information sur la vitesse du gaz le long de la ligne de visée et permet d'étudier sa répartition à grande échelle, par exemple dans les bras spiraux, ou de séparer différents nuages dans une direction donnée.

Pour mesurer la quantité de H I, deux observables sont donc utilisées : la température de brillance donnant l'intensité de la raie émise et la vitesse sur la ligne de visée par rapport au repère de repos local (Local Standard of Rest). La température de brillance est la traduction de l'intensité mesurée par le télescope en température de corps-noir donnant l'intensité spécifique équivalente. Cette intensité est ensuite convertie en quantité de gaz totale sur la ligne de visée, appelée densité de colonne, et mesurée en cm^{-2} . La conversion n'est pas directe à cause de la possible absorption et re-émission de la raie par du gaz en avant plan. Cette absorption est paramétrée par la profondeur optique, τ_ν , où ν est la fréquence. La facilité avec laquelle le gaz va spontanément changer d'état et donc re-émettre une raie est paramétrée par la température d'excitation de la transition, ou température de spin, T_S . Le lien entre ces différentes grandeurs est donné par les équations du transfert radiatif

$$N_H = \int n(\text{H I}) ds = C \int T_S \tau(v) dv, \quad (2.1)$$

$$\text{et } \Delta T = T_B - T_{BG} = (T_S - T_{BG})(1 - e^{-\tau(v)}). \quad (2.2)$$

où les différentes fréquences des raies dues à l'effet Doppler sont converties en vitesses équivalentes, v , et où $C = 1.823 \times 10^{18} \text{ atomes cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$. T_{BG} est la température de brillance de fond et la quantité mesurée par le télescope est la différence $\Delta T = T_B - T_{BG}$. La profondeur optique τ peut être exprimée en fonction de T_B et remplacée dans la première intégrale. Si on suppose de plus que la température de spin est uniforme, la densité de colonne peut s'écrire

$$N_H = \int n(\text{H I}) ds = CT_S \int \ln \left(\frac{T_S - T_{BG}}{T_S - T_B} \right) dv. \quad (2.3)$$

La température de fond provient le plus couramment du fond diffus cosmologique, avec $T_{BG} = 2.66 \text{ K}$ à 21 cm, et peut généralement être négligée. Dans le cas optiquement mince ($\tau < 1$), l'équation 2.2 devient alors $T_B = T_S \tau$ et peut être utilisée dans l'intégrale de l'équation 2.1

$$N_H = \int n(\text{HI}) ds = C \int T_B dv, \quad (2.4)$$

A moins d'être dans ce cas optiquement mince, la densité de colonne ne peut être obtenue à partir de la température de brillance seule, la température de spin est également nécessaire. Cette dernière se détermine généralement par une mesure de la raie en absorption. En utilisant une source brillante en arrière-plan ($T_B \ll T_{BG}$), l'équation 2.2 devient

$$\Delta T = -T_{BG}(1 - e^{-\tau}), \quad (2.5)$$

alors que la raie en émission donne

$$\Delta T = T_S(1 - e^{-\tau}). \quad (2.6)$$

En mesurant les raies en émission et en absorption il est ainsi possible d'évaluer la température de spin et donc la densité de colonne. Cependant, il est rare de disposer des deux, les mesures en absorption requérant de plus longs temps d'observation et étant très parcellaires à cause de la faible densité de sources radio assez brillantes.

Une hypothèse sur la température de spin est donc souvent nécessaire. Les valeurs des températures de spin dépendent de la phase dans laquelle se trouve le gaz atomique. Le gaz froid présente des températures de spin entre 40 et 200 K, alors qu'elles varient entre 4000 et 9000 K dans la phase tiède (Murray et al., 2015). Dans les analyses présentées par la suite, les densités de colonne sont généralement assez faibles ($N_H < 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$) pour qu'une correction avec une température de spin uniforme sur un nuage donne des résultats satisfaisants (Nguyen et al., 2018).

Pour nos analyses, nous avons utilisé les données de la collaboration HI4PI (HI4PI Collaboration et al., 2016). Cette étude combine les données de deux cartographies couvrant des déclinaisons différentes : Eiffelsberg-Bonn HI Survey (EBHIS) pour $\delta \geq -5^\circ$ et Galactic All-Sky Survey (GASS) pour $\delta \leq 1^\circ$. Le résultat couvre la totalité du ciel avec une résolution angulaire de $16''.2$ (FWHM) et une résolution en vitesse de 1.49 km s^{-1} .

2.3 Gaz moléculaire

Les molécules interstellaires ont été observées pour la première fois en 1930 grâce à leur raie d'absorption dans l'optique. Ce n'est qu'en 1970 que le principal gaz moléculaire, H_2 , et le second plus abondant, CO, furent observés dans l'UV (Carruthers, 1970). Mais la molécule de H_2 n'ayant pas de moment dipolaire permanent, sa rotation n'induit pas de raie d'émission détectable dans les conditions froides typiques de la majorité du gaz moléculaire. C'est donc la molécule CO qui va servir de traceur du gaz moléculaire. Son isotope le plus couramment utilisé est le ^{12}CO , grâce à sa transition $J = 1 \rightarrow 0$ émettant une raie à 2.6 mm. Cette transition vient de l'énergie rotationnelle gagnée par collision avec d'autres molécules. Elle a été observée pour la première fois en 1970 (Wilson et al., 1970).

De la même manière que pour le gaz atomique, l'information sur la vitesse provenant du décalage en fréquence de la raie par effet Doppler permet de contraindre la distribution spatiale du gaz moléculaire. Ainsi, les premières études du ciel aux grandes échelles (Scoville et Solomon, 1975; Burton et al., 1975) ont montré que la majorité du gaz moléculaire était concentrée dans un anneau à $\sim 4 \text{ kpc}$ du centre de

la Galaxie. Perpendiculairement au plan Galactique, la distribution du gaz moléculaire s'élargit avec la distance au centre Galactique et atteint une hauteur caractéristique de ~ 120 pc au niveau du Soleil (Heyer et Dame, 2015), comme montré Figure 2.1. La Figure 2.2 montre les distributions radiales relatives des différentes phases de gaz obtenues à partir des données H I, CO et les raies d'émission C II.

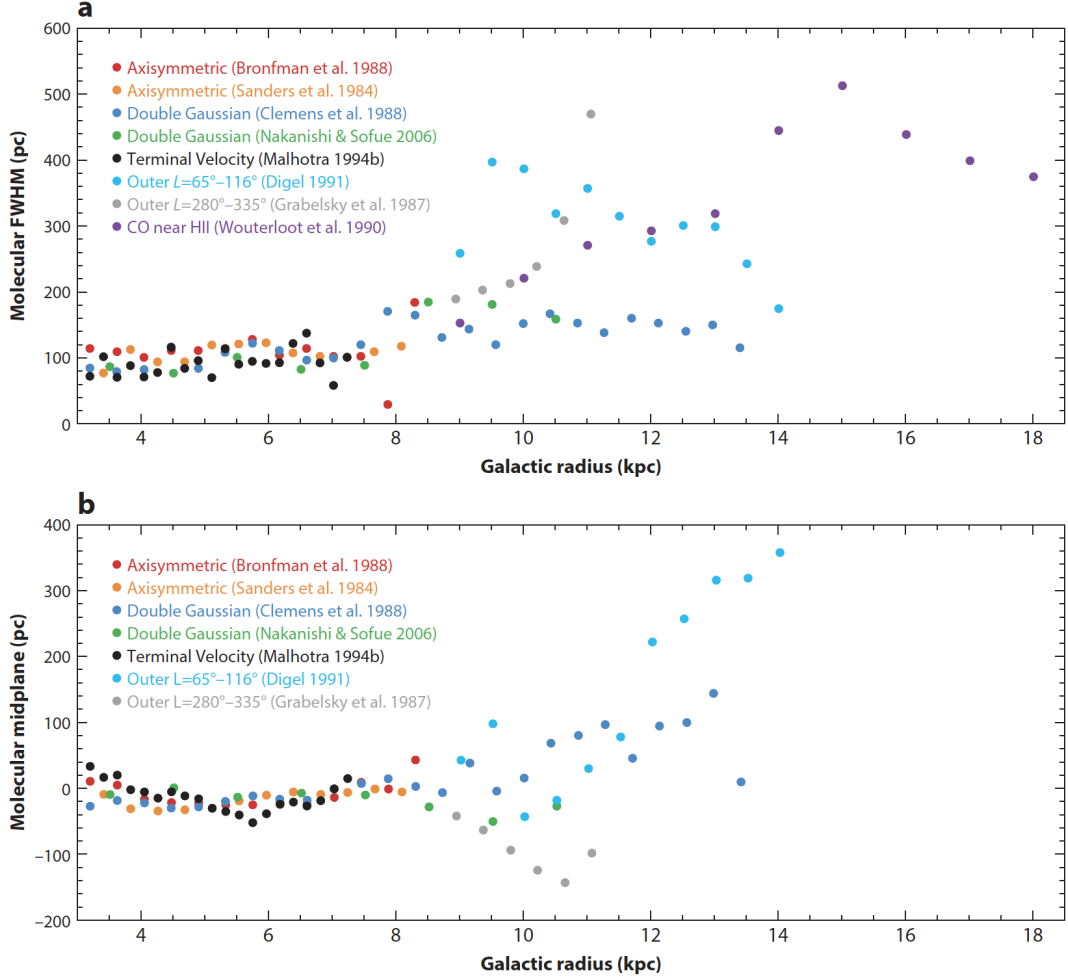


FIGURE 2.1 – Comparaison des mesures (a) de l'épaisseur de la distribution du gaz moléculaire et (b) du déplacement moyen par rapport au plan Galactique, en fonction du rayon Galactique (Heyer et Dame, 2015).

Les molécules de CO sont formées à travers différents procédés chimiques dont les efficacités dépendent des conditions de température et de densité locales, du champ de rayonnement UV lointain et de la composition du gaz. Ses principaux pré-curseurs chimiques sont CO^+ dans le gaz diffus et OH dans les régions plus denses (Sheffer et al., 2008; Visser et al., 2009). Le CO est dissocié par l'absorption de photons UV. Un écrantage est donc nécessaire pour atténuer le champ de rayonnement local et former une quantité significative de CO. La poussière contribue principalement à l'opacité requise, en plus des raies du ^{12}CO , ^{13}CO et H_2 (van Dishoeck et Black, 1988; Visser et al., 2009). Les modèles de photodissociation en cas de champs de rayonnement modérés montrent que la majorité du carbone se trouve sous forme de CO pour des densités de colonne supérieures à $1\text{--}3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (Visser et al., 2009). À ces densités de colonne, le CO et ses isotopologues coexistent avec le H_2 et peuvent

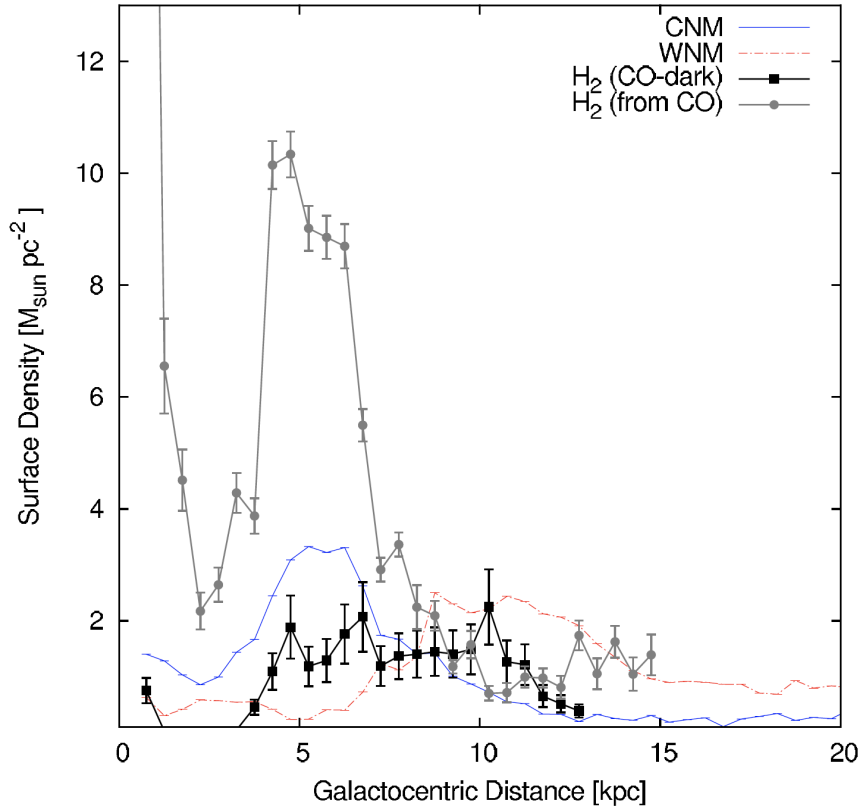


FIGURE 2.2 – Distribution radiale de différents composants du MIS : gaz neutre froid (CNM) et tiède (WNM), H_2 tracé par les raies du ^{12}CO et ^{13}CO et H_2 non tracé par le CO (CO-dark). Les densités de surface ont été corrigées pour prendre en compte la contribution de l'hélium (Pineda et al., 2013).

tracer sa densité de colonne et sa cinématique. Dans les régions de plus haute densité et de température des poussières plus froide le CO peut se geler à la surface des grains, provoquant une sous-abondance de CO (Bergin et al., 1995; Acharyya et al., 2007). Dans les zones plus diffuses, la photodissociation du CO par les photons UV conduit également à une sous-abondance de CO. Le gaz non tracé par le CO dans ces régions est appelé gaz sombre (Dark Neutral Medium).

Les relevés CO des radio-télescopes fournissent la température de brillance de l'émission en fonction de la longitude, de la latitude et de la vitesse du gaz. La masse de CO est calculée à partir des observations en utilisant l'intégrale

$$W_{CO} = \int T_B dv. \quad (2.7)$$

Facteur X_{CO}

Cette intensité intégrée peut être reliée à la densité de colonne de H_2 par l'intermédiaire du facteur de conversion CO- H_2 (Lebrun et al., 1983a)

$$X_{CO} = \frac{N_{H_2}}{W_{CO}}. \quad (2.8)$$

Pour connaître la masse de H_2 à partir des mesures de CO, il est donc nécessaire de calibrer ce facteur. Plusieurs techniques ont été utilisées pour trouver des valeurs moyennes (Bolatto et al., 2013). L'une d'elles utilise la raie optiquement mince du

^{13}CO et la corrèle avec l’extinction visuelle dans des nuages moléculaires proches. L’extinction par les poussières peut être convertie en densité de colonne de H_2 en supposant un rapport des masses de gaz et de poussières, et l’intensité du ^{13}CO peut être convertie en ^{12}CO grâce au rapport des températures de brillances intégrées moyennes (Dickman, 1975). Des mesures indépendantes de N_{H_2} et de W_{CO} permettent ainsi de calibrer le facteur X_{CO} .

Des traceurs de la quantité totale du gaz peuvent être utilisés, comme l’émission thermique des poussières. La quantité de H_2 est alors modélisée à partir du gaz total tracé par les poussières, auquel est soustrait le gaz atomique tracé par la raie en émission à 21 cm du H I (Désert et al., 1988; Dame et al., 2001). Cette estimation du H_2 est ensuite comparée aux observations de la raie du ^{12}CO pour obtenir le facteur X_{CO} . Une méthode plus élaborée repose sur l’ajustement d’un modèle aux données d’émission des poussières (par exemple Planck Collaboration et al., 2011b). Cette méthode s’appuie sur l’hypothèse d’uniformité de rapport de masse du gaz et des poussières, mais aussi sur l’uniformité de l’émissivité thermique des gros grains. Les biais récemment observés sont discutés en section 2.6. D’autres analyses utilisent les rayons γ comme traceurs de la quantité totale de gaz. L’hypothèse nécessaire pour calibrer le facteur X_{CO} est alors l’uniformité du flux de RCs entre les phases atomique et moléculaire du nuage considéré. Je détaille cette méthode et son hypothèse en section 2.8.

L’extinction des poussières a également été utilisée comme traceur du gaz total. Liszt et al. (2010) ont notamment conclu que les observations du ^{12}CO tracent d’abord la chimie du CO avant de tracer sa masse. En effet, en passant du coeur des nuages à ses enveloppes périphériques diffuses, les molécules de CO sont moins nombreuses. Elles sont moins écrantées que les molécules de H_2 contre la photodissociation par des photons UV (Wolfire et al., 2010) et elles survivent donc moins bien que ces dernières. Des mesures directes de H_2 et CO en absorption en UV montrent que le rapport d’abondance $N(\text{H}_2)/N(\text{CO})$ varie selon la densité de colonne de H_2 (voir Figures 6 et/ou 7 de Sheffer et al., 2008), donc que le rapport X_{CO} doit varier du centre plus dense à la périphérie plus diffuse d’un nuage moléculaire. De plus, l’émission de la raie du ^{12}CO dépend de l’abondance et du niveau d’excitation collisionnel des molécules qui sont tous les deux bas dans les enveloppes diffuses des nuages moléculaires. La relative absence de CO par rapport au H_2 induit une augmentation du facteur X_{CO} dans les zones diffuses des nuages. Cette variation se retrouve également entre nuages selon leur caractère plus ou moins diffus globalement. En couplant l’émission des poussières et l’émission diffuse γ interstellaire comme traceurs de la quantité totale de gaz, Remy et al. (2017) ont observé que le X_{CO} moyen des nuages ne dépendait pas de la masse moléculaire du nuage ni de sa dynamique, mais de sa structure, les nuages plus diffus ayant un X_{CO} plus élevé, comme illustré dans la Figure 2.3. Cette tendance avait été précédemment prédite théoriquement et par des simulations (Bell et al., 2006; Glover et Mac Low, 2011), mais les valeurs de X_{CO} prédites ont toujours été surestimées par rapport aux observations (Levrier et al., 2012; Sonnentrucker et al., 2007), signe d’une lacune dans les modèles sur la photo-dissociation ou sur le taux de formation de CO dans un gaz à faible densité de colonne.

Les mesures de X_{CO} dans les nuages locaux restent également un facteur 2 à 3 en dessous des estimations à grande échelle indiquant une valeur de X_{CO} plutôt autour de $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{K}^{-1} \text{km}^{-1} \text{s}^{-1}$. Les résultats de Remy et al. (2017) indiquent que la confusion entre les phases plus ou moins diffuses des nuages moléculaires à grande distance pourrait biaiser vers le haut les moyennes de X_{CO} aux grandes échelles. Une telle augmentation du facteur X_{CO} à grande échelle a en effet été reproduite par

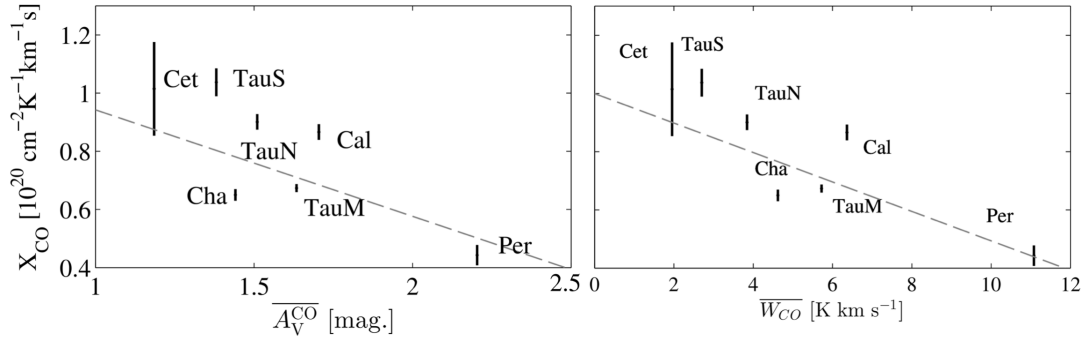


FIGURE 2.3 – Évolution du facteur X_{CO} en fonction de l’extinction visuelle moyenne dans la phase CO, A_V^{CO} , et de l’intensité moyenne de CO, W_{CO} . Adapté de [Remy et al. \(2017\)](#).

simulation et aurait pour origine un mélange le long de la ligne de visée de nuages avec différentes structures, globalement dominé par des nuages diffus ou cisailés ([Smith et al., 2014](#)). Mais ce modèle sous-estime nettement les niveaux d’intensité W_{CO} observés dans les nuages peu massifs ([Remy et al., 2017](#)) et ce résultat doit donc être conforté une fois le problème corrigé. Un gradient de X_{CO} à l’échelle Galactique est de plus attendu à cause des variations de métallicité et de champ de rayonnement interstellaire.

Les données CO que nous avons utilisées pour nos analyses proviennent des cartographies du plan Galactique effectuées par les télescopes de 1.2 m du Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (CfA [Dame et al., 2001](#)). Nous avons également utilisé des données du Swedish-ESO Submillimetre Telescope (SEST).

2.4 Gaz sombre

Dans les régions de transition entre le H I et le H₂ une quantité non négligeable de gaz est invisible pour les raies à 21 cm et 2.6 mm. En effet, le H I est alors optiquement épais et la raie en émission du CO trop faible pour être détectée (en dessous du seuil de $\sim 1 \text{ K km}^{-1} \text{ s}^{-1}$). Le gaz sombre est constitué d’un mélange de H I optiquement épais et de H₂ diffus, dans des proportions encore inconnues. Des molécules sont formées dans le gaz H₂ diffus avant celles de CO. Certaines sont des précurseurs de la formation de CO. Elles peuvent être utilisées pour détecter la partie moléculaire du gaz sombre, tels que CH ([Gerin et al., 2010](#)), OH ([Li et al., 2018](#); [Allen et al., 2015](#)) ou HCO⁺ ([Liszt et al., 2014](#)). Leur observation est directe et moins sensible aux problèmes de confusion sur la ligne de visée que d’autres traceurs également utilisés tels que la raie C II émise à 158 μm . Celle-ci est en effet émise dans plusieurs phases de gaz (H I, H II) autres que celle du gaz sombre. Mais les observations des molécules CH, OH ou HCO⁺ ne sont efficaces qu’en absorption et requièrent de longs temps (heure) d’observation par point. Elles sont donc très parcellaires. Les premières mesures montrent que H₂ semble dominer la densité de colonne de gaz sombre ([Liszt et al., 2018, 2019](#)). Une analyse de raies H I en absorption arrive à la même conclusion ([Murray et al., 2018](#)), mais dans les deux cas il faut conforter cette conclusion avec un beaucoup plus grand nombre de sondages.

Des traceurs de la densité de colonne totale du gaz sont nécessaires pour dévoiler ce gaz sombre neutre à grande échelle. La combinaison de l’émission thermique des poussières et du rayonnement γ interstellaire est seule à ce jour à pouvoir jouer ce rôle ([Grenier et al., 2005](#); [Planck Collaboration et al., 2015b](#); [Remy et al., 2018a](#)). Le gaz sombre manquant apparaît comme un excès de photons γ ou de poussières

au-dessus des quantités attendues des données HI et CO. La corrélation entre les excès dans les deux traceurs confirme son origine gazeuse et permet de s'affranchir des variations locales de rapport gaz-sur-poussières et/ou de flux de RCs. Une carte d'excès obtenue à partir d'un seul traceur, comme dans [Planck Collaboration et al. \(2011a\)](#), montre les zones potentiellement riches en gaz sombre mais ne permet aucune mesure quantitative. Ces analyses γ et poussières conjointes permettent de suivre l'évolution des différentes phases du gaz, des enveloppes atomiques diffuses au coeur dense des nuages. On constate que la contribution du HI commence à diminuer dès une extinction $A_V=0.4$ mag où les molécules H_2 se forment et s'écrantent les premières des photons UV. L'émission CO augmente pour des extinctions entre 1 et 2.5 mag qui protègent efficacement ces molécules ([Remy et al., 2018a](#)). Le gaz sombre se trouve majoritairement entre la zone de chute d'intensité HI et de montée de W_{CO} .

Au-dessus de $A_V=3$ mag, l'intensité de la raie CO sature à cause de l'auto-absorption, ce qui implique une sous-estimation de la densité de colonne de gaz moléculaire dense. Cette autre composante de gaz non tracée par la raie du CO peut être notée CO_{sat} . Cet effet de saturation est connu depuis longtemps et l'usage d'observations d'isotopes plus rares de CO (par exemple ^{13}CO ou $C^{18}O$) ou d'observations de molécules plus rares (par exemple CS) permet de tracer le gaz dense dans la partie saturée. Ces observations sont plus coûteuses en temps d'observations et ne permettent généralement de traiter que de petites régions angulaires, incompatibles avec des analyses plus étendues en poussières et rayons γ . Des relevés sur de larges étendues du ciel ont déjà été menés par exemple par [Dame et al. \(2001\)](#), avec le télescope de 1.2 m du CfA, ou par [Mizuno et Fukui \(2004\)](#) avec le télescope NANTEN puis NANTEN2 depuis 2004. La figure 2.4 montre l'évolution en fonction de l'extinction des fractions de gaz moléculaire manquant dans la phase sombre de transition HI- H_2 (DNM) et dans la phase de saturation CO_{sat} . Une évolution similaire se retrouve dans les modèles théoriques, mais avec des fractions de gaz sombre moléculaire significativement plus élevées pour une même extinction [Wolfire et al. \(2010\)](#).

2.5 Gaz ionisé

Le gaz ionisé dans notre Galaxie se trouve sous deux phases distinctes ayant des origines et des moyens de détection différents.

Gaz tiède ionisé

Les radiations UV des étoiles massives O et B sont assez énergétiques (>13.6 eV) pour ioniser les atomes d'hydrogène. Elles peuvent ainsi créer dans leur environnement proche des régions de gaz ionisé appelées régions H II. L'état d'équilibre entre la photo-ionisation et la recombinaison des atomes dans ces régions se caractérise par une température d'environ 8000 K ([Osterbrock, 1989](#)).

Les électrons arrachés à leurs noyaux sont accélérés dans le champ électrique des ions, il en résulte l'émission d'un rayonnement de freinage (Bremsstrahlung en allemand) dans les bandes radio et micro-ondes. Ce rayonnement étant émis par des électrons thermiques, à l'opposé des électrons cosmiques décrits dans le chapitre 3, il est aussi appelé Bremsstrahlung thermique ou émission libre-libre (free-free en anglais). En plus de ce continuum, des raies d'émission dans les bandes radio, infrarouge et optique permettent de tracer le gaz ionisé tiède. Elles proviennent principalement de la recombinaison d'électrons libres sur les noyaux d'hydrogène ou

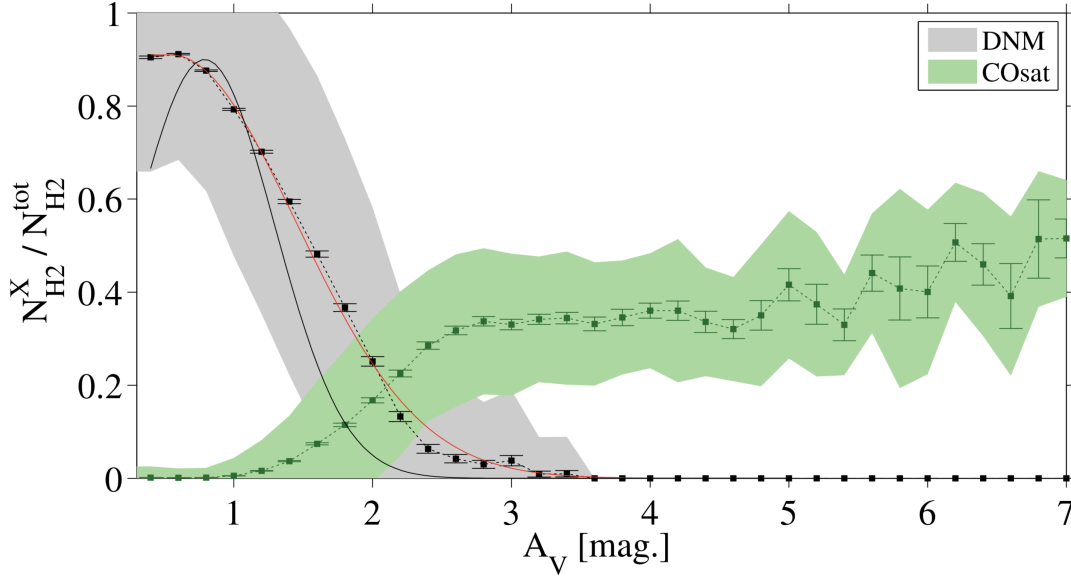


FIGURE 2.4 – Évolution en fonction de l’extinction visuelle A_V de la fraction de gaz sombre moléculaire (gris) et de la fraction de CO_{sat} (vert) dans la densité de colonne totale de H_2 . Le gaz sombre à la transition $\text{H I}-\text{H}_2$ est supposé purement moléculaire. Les zones colorées et les bars d’erreurs donnent respectivement l’écart type pour les nuages considérés et l’erreur sur la moyenne. La courbe noire correspond au profil Gaussien de [Xu et al. \(2016\)](#) et la rouge au meilleur ajustement de la fraction de gaz sombre avec une demi-Gaussienne. Adapté de l’analyse des nuages en direction de l’anticentre de [Remy et al. \(2018a\)](#).

d’hélium, suivie d’une des-excitation par l’émission d’un photon. Dans la série de Balmer, décrivant les raies d’émissions de l’atome d’hydrogène résultant de la transition entre un niveau d’énergie électronique $n > 2$ à $n = 2$, la première entre les niveaux 3 et 2 est souvent utilisée. Notée H_α , elle est émise dans le visible à 6533 Å (rouge). Le taux de recombinaison est proportionnel aux produits des densités $n_e n_{\text{H}}$, ou n_e^2 pour un plasma électriquement neutre. L’intensité de la raie H_α intégrée sur la ligne de visée est donc proportionnelle à la mesure d’émission :

$$\text{EM} = \int n_e^2 ds. \quad (2.9)$$

Cette émission est cependant facilement absorbée par la poussière interstellaire et l’émission libre-libre est préférable dans les milieux denses, optiquement minces aux ondes radio ou micro-ondes.

Une autre méthode permettant de tracer le gaz tiède se base sur les signaux des pulsars. En effet, en pénétrant dans un milieu ionisé, la vitesse de groupe de l’onde électromagnétique des pulsars va varier en fonction de la longueur d’onde à cause de l’interaction avec les électrons du plasma. Les grandes longueurs d’onde seront plus ralenties que les petites. Cela provoque un étalement caractéristique en longueur d’onde dans le signal du pulsar. Cet étalement est directement proportionnel à la densité de colonne d’électrons entre la source et l’observateur, appelée mesure de dispersion :

$$\text{DM} = \int n_e ds. \quad (2.10)$$

Les mesures de dispersion des pulsars ont permis d’étudier la distribution à

grande échelle du gaz ionisé. Yao et al. (2017) l'ont ainsi modélisée avec quatre composants principaux : un disque au centre de la Galaxie, un anneau mince d'environ 7 kpc de diamètre correspondant à l'anneau moléculaire, un disque épais plus large et s'étendant jusqu'à des altitudes de 2-3 kpc et les bras spiraux Galactiques (Yao et al., 2017). Le modèle comprend également des zones de sur- ou sous-densité ponctuelles comme la Bulle Locale.

Les données utilisées pour les analyses présentées dans ce manuscrit proviennent de la combinaison par Finkbeiner (2003) des trois relevés H_α que sont Virginia Tech Spectral line Survey (VTSS), Southern H-Alpha Sky Survey Atlas (SHASSA) et Wisconsin H-Alpha Mapper (WHAM). La résolution angulaire est de 6' (FWHM) et celle en vitesse de 12 km s⁻¹.

Gaz chaud ionisé

La phase chaude du gaz ionisé se caractérise par une température d'environ 10⁶ K. Elle a été observée notamment par le satellite *ROSAT* à travers son émission libre-libre dans la bande des X mous (0.25-1.5 keV). La distribution spatiale de ces émissions diffuses est difficile à interpréter en dessous de 1 keV à cause de la forte absorption par le gaz interstellaire, mais différentes contributions hors du plan ont pu être identifiées : celle de la Bulle Locale, celle du halo Galactique et une contribution isotrope d'origine probablement extragalactique (Snowden et al., 1998). Le gaz chaud ionisé a principalement pour origine les explosions de supernova et plus marginalement les vents d'étoiles massives.

Nous avons utilisé dans nos analyses les observations du gaz chaud par le satellite *ROSAT*, dans 3 bandes en énergie autour de 0.25, 0.75 et 1.5 keV, avec une résolution d'environ 30'' pour des photons arrivant dans l'axe du télescope (Snowden et al., 1994).

2.6 Poussières

Le terme de poussières désigne dans le MIS les plus grosses molécules (telles que les hydrocarbures aromatiques polycycliques, HAP, Leger et Puget, 1984) ou les grains composés de carbonates (CO₃²⁻ associé à un ou plusieurs cations) et de silicates (SiO₂ associé à un ou plusieurs oxydes métalliques), d'une taille allant typiquement de 1 à 100 nanomètres.

Les grains de poussière jouent un rôle essentiel dans la chimie et l'équilibre énergétique du MIS. Les gros grains servent de catalyseur pour la formation de H₂ à leur surface (Hollenbach et Salpeter, 1971). Ils protègent les molécules de H₂ de la photodissociation par les photons UV (Shull et Beckwith, 1982). L'effet photoélectrique à la surface des poussières contribue fortement au chauffage du gaz atomique froid.

Extinction de la lumière stellaire

La principale manifestation des poussières se fait à travers l'extinction de la lumière stellaire, des UV à l'infrarouge proche. La magnitude apparente de l'étoile à la longueur d'onde λ s'écrit :

$$m_\lambda = M_\lambda + 5 \log \left(\frac{d}{10 \text{ pc}} \right) + A_\lambda \quad (2.11)$$

avec M_λ la magnitude absolue modulée par la distance d et par l'extinction des poussières A_λ . En comparant deux étoiles du même type, l'une obscurcie par les poussières et l'autre non, il est possible d'estimer l'extinction. Dans les cas où ce n'est pas possible, les poussières peuvent être caractérisées en mesurant l'excès de couleur causé par l'extinction, $E(B - V) = A_B - A_V$, où B (bleu) et V (visible) sont des bandes photométriques de référence dans le domaine du visible à 430 et 550 nm. La courbe de l'extinction en fonction de la longueur d'onde peut être contrainte en définissant l'extinction sélective normalisée :

$$\frac{E(\lambda - V)}{E(B - V)} = R_V \left(\frac{A_\lambda}{A_V} - 1 \right), \quad (2.12)$$

avec R_V le facteur d'extinction

$$R_V = \frac{A_V}{E(B - V)}. \quad (2.13)$$

Le facteur d'extinction est estimé à 3.1 dans le milieu diffus (Wegner, 2003) mais peut atteindre des valeurs de 5 dans les nuages denses (Foster et al., 2013), probablement à cause de l'évolution de la structure des grains de poussière (Köhler et al., 2015).

Grâce à de larges échantillons d'étoiles tels que le Two Micron All-Sky Survey (2MASS, ~ 300 millions d'étoiles), des cartes de rougissement stellaire ont été obtenues (Rowles et Froebrich, 2009; Juvela et Montillaud, 2016). Marshall et al. (2006) ont développé une méthode permettant d'estimer le rougissement par les poussières et la distance des étoiles en comparant les données de 2MASS et les couleurs et distances des étoiles données par le modèle de Besançon de la Galaxie (Robin et al., 2003). Plus récemment, Green et al. (2018) ont produit une carte en trois dimensions du rougissement dans le MIS local en combinant les données de 2MASS en infrarouge proche et de Pan-STARRS 1 dans le visible. En ajoutant les données de Gaia-DR2 (Gaia Collaboration et al., 2018), Zucker et al. (2019) ont obtenu de nouvelles estimations des distances des nuages moléculaires locaux.

Émission thermique des poussières

Les grains de poussière chauffés par le rayonnement stellaire émettent un spectre de corps noir modifié, allant des ondes millimétriques à l'infrarouge moyen. La Figure 2.5 montre l'émissivité des poussières par atome d'hydrogène mesurée entre $3 \mu\text{m}$ et 1 mm . En dessous de $12 \mu\text{m}$, $\sim 21\%$ de l'énergie absorbée par les poussières sont réémis sous forme de raies par les HAPs. Entre 12 et $50 \mu\text{m}$, les petits grains de poussière de rayon inférieur à $50 \text{ \AA}$ émettent $\sim 14\%$ de l'énergie à cause du chauffage impulsif par les photons stellaires individuels.

L'émission au-dessus de $50 \mu\text{m}$ provient principalement de l'équilibre thermique des gros grains. Son intensité à la fréquence ν , I_ν , s'écrit

$$I_\nu = \tau_\nu B_\nu(T_d) = \tau_{\nu_0} B_\nu(T_d) (\nu / \nu_0)^\beta \quad (2.14)$$

avec $B_\nu(T_d)$ la fonction de Planck pour la température des poussières T_d , β l'indice spectral des grains et τ_ν la profondeur optique des poussières à la fréquence ν . Si on suppose un mélange uniforme des poussières avec le gaz et une émissivité uniforme des poussières, la profondeur optique trace linéairement la densité de colonne N_H de gaz. Pour le vérifier, on peut calculer leur ratio appelé opacité optique :

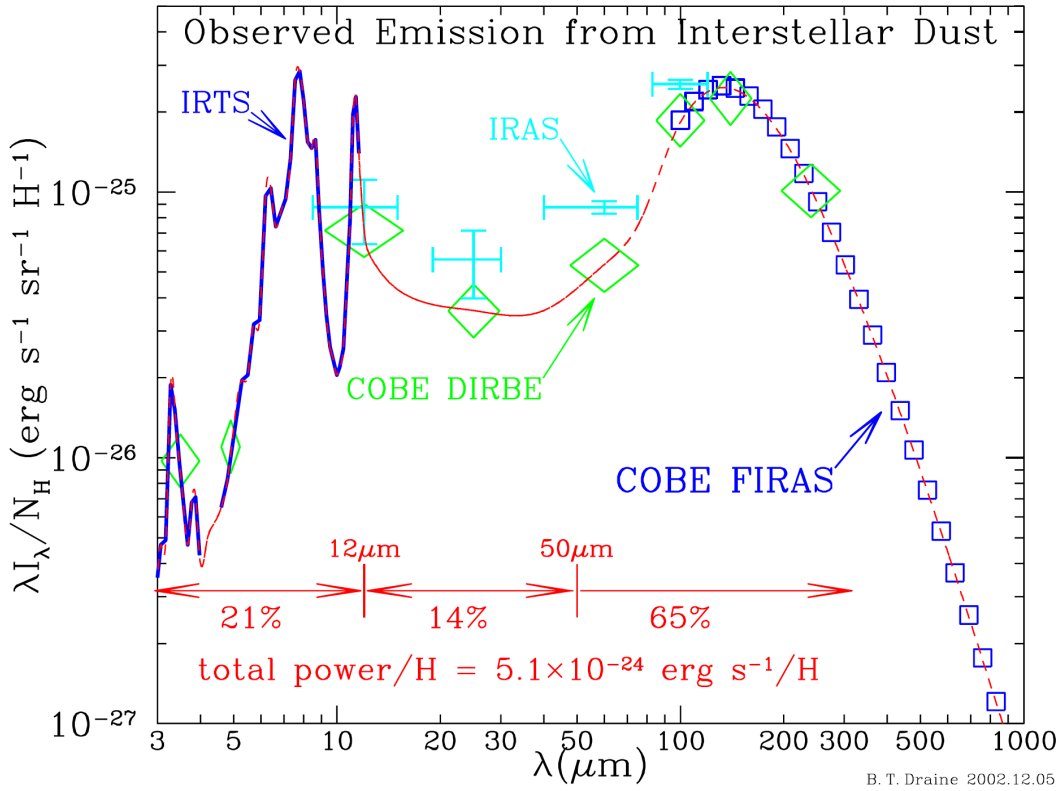


FIGURE 2.5 – Émission des poussières interstellaires diffuses. Les croix sont les mesures de IRAS (Boulanger et Perault, 1988), les carrés celles de COBE-FIRAS (Finkbeiner et al., 1999), les diamants celles de COBE-DIBRE (Arendt et al., 1998), la courbe bleue pleine celles de IRTS (Onaka et al., 1996; Tanaka et al., 1996). La courbe rouge pointillée est une interpolation qui a permis d’estimer la puissance totale de $\sim 5.1 \times 10^{-24} \text{ erg s}^{-1} \text{H}^{-1}$. D’après Draine (2003).

$$\sigma_v = \frac{\tau_v}{N_H}. \quad (2.15)$$

Différents travaux ont signalé des variations spatiales de ce ratio (Flagey et al., 2009; Roy et al., 2013; Planck Collaboration et al., 2015b; Remy et al., 2018b). Cette variation de l’opacité pourrait provenir d’un changement dans les propriétés d’émissions des poussières. Certaines analyses théoriques (Ysard et al., 2015; Köhler et al., 2015; Ysard et al., 2016) suggèrent que les variations de l’opacité, de la température et de l’indice spectral en fonction de la densité du gaz sont fortement corrélées. Selon Jones et al. (2017), les grains de carbonates et de silicates présentent, dans le milieu diffus, un manteau carboné pauvre en hydrogène mais riche en composés aromatiques. Dans les régions de H I plus denses et comportant du gaz sombre, l’accrétion d’atomes de carbone et d’hydrogène sur les grains entraîne la formation d’un manteau de carbone amorphe et riche en hydrogène. Dans les régions moléculaires beaucoup plus denses, les petits grains de poussière coagulent entre eux et sur les plus gros, et une couche de glace de molécules volatiles (ex : CO, H₂O, NH₃...) peut les recouvrir. Ces modifications de la taille du manteau, de sa composition chimique et de la structure des grains concourent à rendre leur émission plus efficace et donc à baisser leur température. Une augmentation d’un facteur de 2 à 6 de l’opacité dans les nuages denses par rapport à la valeur du MIS diffus a été observée par Remy et al. (2018b), accompagnée d’une augmentation de l’indice spectral et d’une baisse

de la température. Ces variations sont montrées dans la Figure 2.6 et elles sont qualitativement et quantitativement comparables aux attentes théoriques.

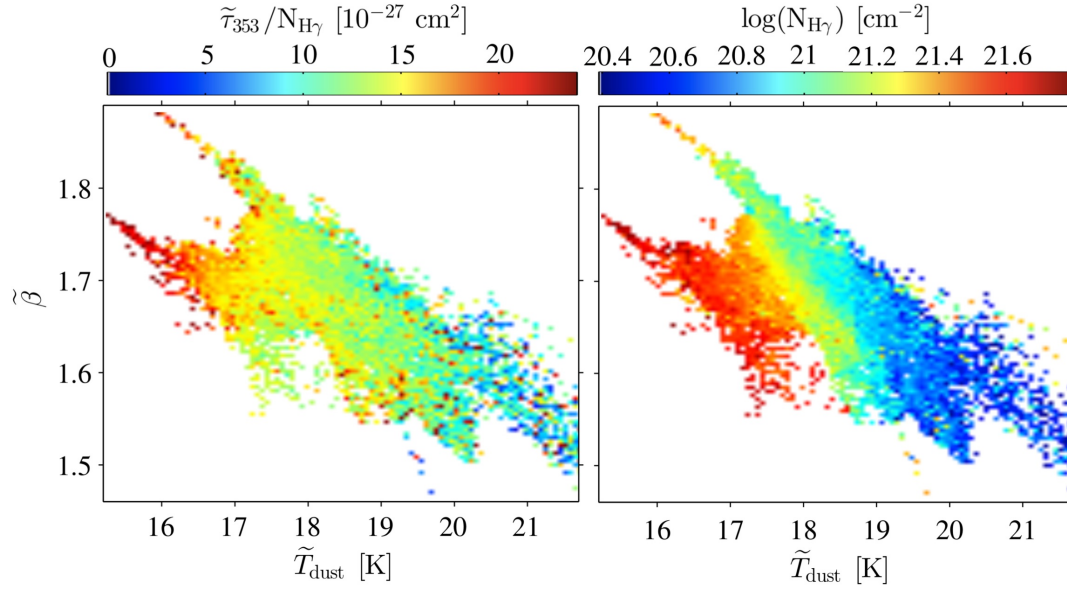


FIGURE 2.6 – Évolution de l’opacité $\tilde{\tau}_{353}/N_{H\gamma}$ (gauche) et de la densité de colonne de gaz totale $N_{H\gamma}$ tracée par les rayons γ (droite, voir Section 2.8) en fonction de la température T_{dust} et de l’indice spectral β de l’émission thermique des poussières. Les quantités avec tilde ont été convoluées par la réponse du *Fermi*-LAT pour un spectre d’émission interstellaire. Adapté de l’analyse des nuages en direction de l’anticentre de Remy et al. (2018b).

Ainsi, dès les zones de gaz moyennement denses ($N_H \gtrsim 5 \times 10^{21} \text{cm}^{-2}$), les variations d’émissivité des gros grains empêchent de les utiliser comme traceur linéaire de la densité de colonne du gaz. Ces non-linéarités entraînent également des biais dans la dérivation d’autres paramètres comme le facteur X_{CO} . Différentes analyses (Planck Collaboration et al., 2011b; Bolatto et al., 2013; Remy et al., 2017) ont révélé un écart systématique dans les évaluations du facteur X_{CO} entre les méthodes se basant sur l’émission des poussières, le rougissement par les poussières et les rayons γ . Dans les analyses utilisant l’émission des poussières, le facteur X_{CO} est calculé selon l’expression $X_{CO} = y_{CO}/(2y_{HI})$, avec y_{HI} l’opacité mesurée dans la phase HI et y_{CO} l’équivalent dans la phase CO, basé sur l’intensité W_{CO} . Ces analyses indiquent des valeurs de X_{CO} plus élevées de près d’un facteur 2 que celles obtenues avec le rougissement ou les rayons γ . Cet écart provient de l’hypothèse erronée d’une opacité uniforme au sein des différentes phases du nuage, ne prenant pas en compte les variations décrites plus haut (Planck Collaboration et al., 2015b). A l’inverse, le rougissement spécifique, $E(B - V)/N_H$, présente une variation de moins de 50% en allant de la phase atomique diffuse vue en HI à la phase moléculaire dense visible en CO. Le rougissement stellaire permet ainsi de tracer plus fidèlement la densité de colonne de gaz et de moins biaiser les estimations du facteur X_{CO} . Il en va de même pour les rayons γ comme traceurs du gaz total (voir section 2.8).

Pour nos analyses, nous avons tracé la densité de colonne de poussières grâce à la mesure de la profondeur optique à 353 GHz de Planck Collaboration et al. (2014b). Elle a été obtenue en ajustant un spectre de corps noir modifié aux données de *Planck* et de *IRAS*, pour chaque direction du ciel. Nous avons dégradé sa résolution originale de $5'$ à $16.2''$ pour s’accorder aux données HI à plus basse résolution que nous avons utilisées.

2.7 Champs magnétiques dans la Galaxie

Notre Galaxie est pénétrée de champs magnétiques intimement liés au MIS et aux RCs. Aux grandes échelles, sa structure est encore débattue mais semble majoritairement parallèle au plan Galactique et orientée le long des bras spiraux, avec de possibles renversements de direction entre les bras et régions d'interbras (Han, 2017). Les composantes azimutales sont inversées dans le halo de chaque côté du plan Galactique. L'origine du champ magnétique global reste également incertaine, l'hypothèse la plus acceptée étant celle d'une dynamo hydromagnétique où la rotation différentielle d'un fluide conducteur dans un champ magnétique crée des courants qui à leur tour amplifient le champ initial. Le champ magnétique est directement couplé au gaz ionisé et indirectement au reste du gaz neutre grâce aux interactions ions-neutres. Ses rôles sont multiples et se jouent à différentes échelles spatiales. Aux grandes échelles, il s'oppose à l'effondrement gravitationnel du gaz et confine les RCs dans le halo Galactique. Plus localement, il affecte les mouvements turbulents tels que les expansions de supernova et régule la formation des étoiles.

Composantes du champ magnétique

Le champ magnétique total (B_{tot}) peut être séparé en plusieurs composantes distinctes. Les deux principales sont les champs réguliers (B_{reg}) et turbulents (B_{turb}). La longueur de cohérence du premier est plus importante que celle du second, le champ régulier apparaît donc avec une direction bien définie dans le faisceau du télescope tandis que le champ turbulent présente de nombreux changements de direction. Ce champ turbulent peut être isotrope (B_{iso}) mais peut également prendre une direction privilégiée sous un effet de compression ou de cisaillement des écoulements de

Composante du champ magnétique	Notation	Signature observationnelle
Champ total (dans le plan du ciel)	$B_{tot,ciel}^2 = B_{turb,ciel}^2 + B_{reg,ciel}^2$	intensité synchrotron totale
Champ turbulent (dans le plan du ciel)	$B_{turb,ciel}^2 = B_{iso,ciel}^2 + B_{aniso,ciel}^2$	intensité synchrotron totale, partiellement polarisée
Champ turbulent isotrope (dans le plan du ciel)	$B_{iso,ciel} (= \sqrt{2/3} B_{iso})$	intensité synchrotron non polarisée, dépolarisation de Faraday
Champ turbulent isotrope (le long de la ligne de visée)	$B_{iso,ldv} (= \sqrt{1/3} B_{iso})$	Dépolarisation de Faraday
Champ ordonné (dans le plan du ciel)	$B_{ord,ciel}^2 = B_{reg,ciel}^2 + B_{aniso,ciel}^2$	émission polarisée par les poussières
Champ turbulent anisotrope (dans le plan du ciel)	$B_{aniso,ciel}$	émission polarisée par les poussières, dépolarisation de Faraday
Champ régulier (dans le plan du ciel)	$B_{reg,ciel}$	émission polarisée par les poussières, effet de Goldreich-Kylafis
Champ régulier (le long de la ligne de visée)	$B_{reg,ldv}$	Rotation et dépolarisation de Faraday, effet Zeeman longitudinal

TABLE 2.2 – Composantes du champ magnétique et méthodes pour les observer. Adapté de Beck (2015).

gaz (B_{aniso}). La somme du champ régulier et de tels champs turbulents anisotropes donne une composante globalement ordonnée du champ magnétique. Enfin, toutes ces composantes se divisent entre leur projection dans le plan du ciel (B_{ciel}) et celle le long de la ligne de visée (B_{ldv}). Le tableau 2.2 résume les différentes composantes du champ magnétique, leur notation et les méthodes permettant de les observer. Ces méthodes sont brièvement présentées par la suite.

Méthodes de mesures des champs magnétiques

Émission synchrotron

L'émission synchrotron provient de l'accélération des électrons cosmiques dans leur mouvement spiralé autour du champ magnétique. Son intensité dépend de la densité de RCs et de l'intensité totale du champ dans le plan du ciel. En supposant l'équipartition entre la densité d'énergie totale des RCs et celle du champ magnétique total, il est possible d'estimer l'intensité de $B_{tot,ciel}$ à partir de l'intensité de l'émission synchrotron (Beck et Krause, 2005). Cette hypothèse présente cependant certaines limitations, n'étant par exemple valide qu'aux grandes échelles (≥ 1 kpc, Stepanov et al., 2014). De plus, des pertes significatives des électrons ou des variations du champ le long de la ligne de visée ou dans le faisceau du télescope peuvent fortement biaiser l'estimation de l'intensité de $B_{tot,ciel}$.

Cette émission non thermique dans le domaine radio se trouve également mélangée avec une composante thermique (émission libre-libre). Il est possible de les séparer en supposant des indices spectraux pour les deux composantes, mais le spectre synchrotron est susceptible de varier en fonction des conditions locales de propagation des RCs. Par exemple, un spectre plus dur est attendu dans les bras spiraux par rapport au halo Galactique car les électrons sont plus près de leurs sources et n'ont pas vieilli autant que dans le halo. Différentes méthodes de séparation existent, certaines notamment basées sur l'intensité de la raie d'émission H_α (Tabatabaei et al., 2007).

L'émission synchrotron peut être linéairement polarisée si le champ est ordonné dans le plan du ciel. Les angles de polarisation étant ambigus à 180° près, il n'est pas possible de distinguer les champs réguliers, présentant une même direction dans le faisceau du télescope, des champs turbulents anisotropes. À l'inverse, une absence de polarisation indique des champs turbulents isotropes.

Effet Zeeman

La mesure de l'effet Zeeman est la méthode la plus directe pour sonder le champ magnétique régulier le long de la ligne de visée. Lors du passage d'une raie d'émission spectrale dans le champ, la raie est divisée en deux composantes polarisées circulairement de signes opposés (effet Zeeman longitudinal). Le décalage en fréquence des composantes est proportionnel à l'intensité du champ et sera plus important pour les raies moléculaires (OH, CN, H_2O) que pour celle du HI (Heiles et Crutcher, 2005). Cette méthode a principalement été utilisée avec la raie HI pour sonder le champ magnétique dans le gaz diffus de notre Galaxie et avec la raie OH dans les galaxies à sursauts de formation d'étoiles. Un effet Zeeman transversal, appelé effet de Goldreich-Kylafis, existe également pour les champs magnétiques dans le plan du ciel, causant alors une polarisation linéaire.

Rotation de Faraday

La rotation de Faraday du plan de polarisation d'une émission lors de son passage à travers un plasma magnétisé donne accès à la direction et à l'intensité des champs réguliers le long de la ligne de visée. Des mesures de cet angle de rotation de la polarisation, χ , à différentes longueurs d'ondes, λ , permettent de déterminer la mesure de rotation (MR) telle que :

$$\chi = \chi_0 + \text{MR } \lambda^2, \quad (2.16)$$

où χ_0 est l'angle de polarisation intrinsèque et MR s'exprime en rad m^{-2} . En cas de superposition le long de la ligne de visée ou dans le faisceau du télescope de plusieurs plasmas magnétisés et régions émettrices, on parle plutôt de profondeur de Faraday Φ (Burn, 1966) telle que :

$$\chi = \chi_0 + \Phi \lambda^2 \quad \text{et} \quad \Phi = 0.808 \int_{\text{source}}^{\text{observateur}} B_{\text{reg},ldv} n_e dl \quad (2.17)$$

avec $B_{\text{reg},ldv}$ en μG , n_e la densité d'électrons thermique en cm^{-3} et la distance le long de la ligne de visée l en pc. Les contributions des différents objets peuvent ensuite être séparées en passant dans l'espace de Fourier pour obtenir le spectre de Faraday $F(\Phi)$. La structure des champs réguliers peut ainsi être contrainte, mais il est nécessaire de connaître la densité d'électrons thermiques pour caractériser l'intensité du champ.

Cette densité peut être estimée grâce à la mesure de dispersion des pulsars présentée dans la Section 2.5, $\text{DM} = \int n_e dl$. Ainsi, le rapport

$$\text{RM}/\text{DM} = 0.808 \langle B_{\text{reg},ldv} n_e \rangle / \langle n_e \rangle \quad (2.18)$$

permet d'estimer l'intensité du champ magnétique régulier si les fluctuations du champ et de la densité d'électrons ne sont pas corrélées. Une corrélation conduira à une surestimation de l'intensité du champ (par exemple dans un milieu comprimé par un choc) alors qu'une anti-corrélation conduira à une sous-estimation.

Dépolarisation de Faraday

Si on considère une zone contenant des électrons non thermiques (RCs) et thermiques et un champ magnétique régulier, le rayonnement polarisé émis à l'arrière de la région (loin de l'observateur) subira une plus forte rotation de Faraday que celui émis près de l'observateur. Cette rotation de Faraday différentielle conduit à une dépolarisation dépendante de la longueur d'onde. Le degré de polarisation pour une seule couche émettrice et pour une distribution symétrique d'électrons thermiques est (Burn, 1966) :

$$p = p_0 |\sin(2 \text{MR } \lambda^2) / (2 \text{MR } \lambda^2)| \quad (2.19)$$

Cette expression a été étendue au cas de plusieurs couches par Shneider et al. (2014).

Les champs turbulents peuvent aussi réduire la polarisation à travers un phénomène appelé dispersion de Faraday (Sokoloff et al., 1998). Le degré de polarisation est alors caractérisé par la dispersion de la mesure de rotation, σ_{MR} , qui dépend de la densité d'électrons, de la longueur traversée dans le milieu, de l'échelle des turbulences et de l'intensité des turbulences le long de la ligne de visée.

Polarisation par les poussières interstellaires

Les grains de poussière allongés tendent à orienter leur grand axe perpendiculairement au champ magnétique. Plusieurs théories proposent d'expliquer ce phénomène, les trois principales étant par effet paramagnétique (effet de Davis-Greenstein, [Davis et Greenstein, 1951](#)), par effet mécanique à cause des mouvements du gaz ([Gold, 1952](#); [Yan et Lazarian, 2003](#)) ou à cause d'un flux radiatif incident anisotrope modifiant l'alignement des grains (effet de couple radiatif, [Dolginov et Mitrofanov, 1976](#); [Hoang et Lazarian, 2008](#)). Cette dernière théorie semble répondre le mieux aux contraintes observationnelles, au moins pour les grains les plus larges ([Andersson et al., 2015](#)). L'alignement des grains avec le champ magnétique favorise l'extinction de la lumière stellaire le long du grand axe et la polarise, avec une efficacité optimale pour des grains de taille comparable à la longueur d'onde du rayonnement. Les observations de polarisation du rayonnement stellaire dans l'optique et l'infrarouge proche s'expliquent par ce phénomène. La Figure 2.7 en résume le fonctionnement. Cet effet a permis d'étudier l'orientation du champ magnétique dans le plan du ciel aux grandes échelles, par exemple dans notre Galaxie ([Fosalba et al., 2002](#)). Cependant, pour des études de régions étendues, une partie non négligeable du signal polarisé provient de la diffusion de la lumière sur les grains de poussière, sans rapport avec le champ magnétique.

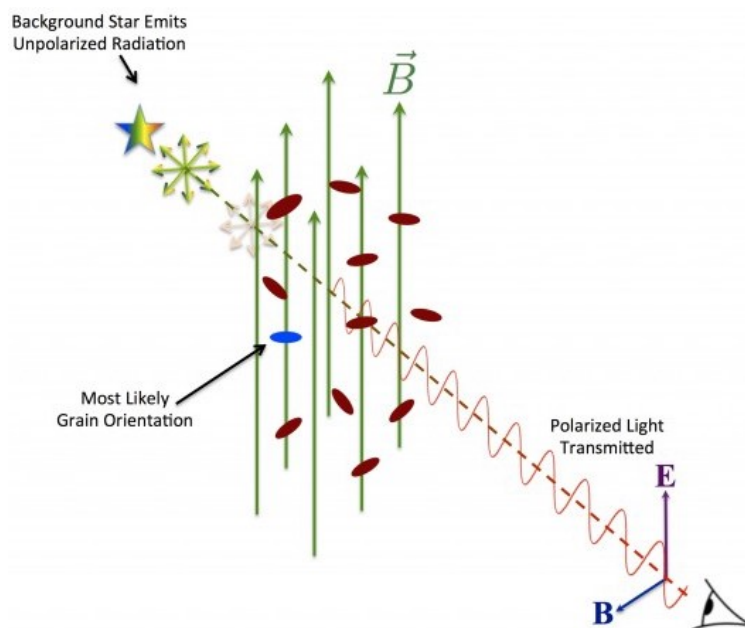


FIGURE 2.7 – Schéma de la polarisation de la lumière stellaire par les grains de poussière alignés par le champ magnétique (<http://pasiphae.science/isp>).

À plus grande longueur d'onde, dans le domaine de l'infrarouge et des ondes millimétriques, les grains de poussière allongés émettent un rayonnement thermique linéairement polarisé qui ne peut être confondu avec de la lumière stellaire polarisée par diffusion. La polarisation obtenue donne l'orientation du champ magnétique à 180° près, après une rotation de 90° . Ce rayonnement permet de caractériser la structure du champ magnétique dans le plan du ciel, par exemple avec les observations du télescope *Planck* ([Planck Collaboration et al., 2018a](#)), présentées dans la Figure 2.8.

Le détail des mécanismes d’alignement des grains avec le champ magnétique n’est cependant pas bien connu. L’hypothèse usuelle considère une efficacité d’alignement des grains avec le champ magnétique constante, indépendamment du milieu local. La dépolarisation observée dans les nuages moléculaires denses a pu sembler indiquer une baisse de cette efficacité d’alignement avec l’augmentation de la densité de colonne (Whittet et al., 2008; Planck Collaboration et al., 2015a). Des analyses plus récentes du lien entre la dispersion des angles de polarisation et la fraction de polarisation montrent que jusqu’à des densités de colonne de $N_H \approx 2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, cet effet peut s’expliquer à 75% par les champs magnétiques turbulents et non par une baisse de l’efficacité d’alignement (Planck Collaboration et al., 2018a). La théorie du couple radiatif prédit aussi une influence de la température sur la polarisation. Ce lien n’a pas été confirmé aux grandes échelles (Planck Collaboration et al., 2018a), mais plusieurs analyses à plus petites échelles affirment l’avoir observé (Andersson et Potter, 2010; Vaillancourt et Andersson, 2015).

Pour estimer l’intensité du champ magnétique à partir des données de polarisation, il est nécessaire d’avoir recours à une méthode supplémentaire appelée méthode de Davis-Chandrasekhar-Fermi, que nous détaillons dans la section suivante.

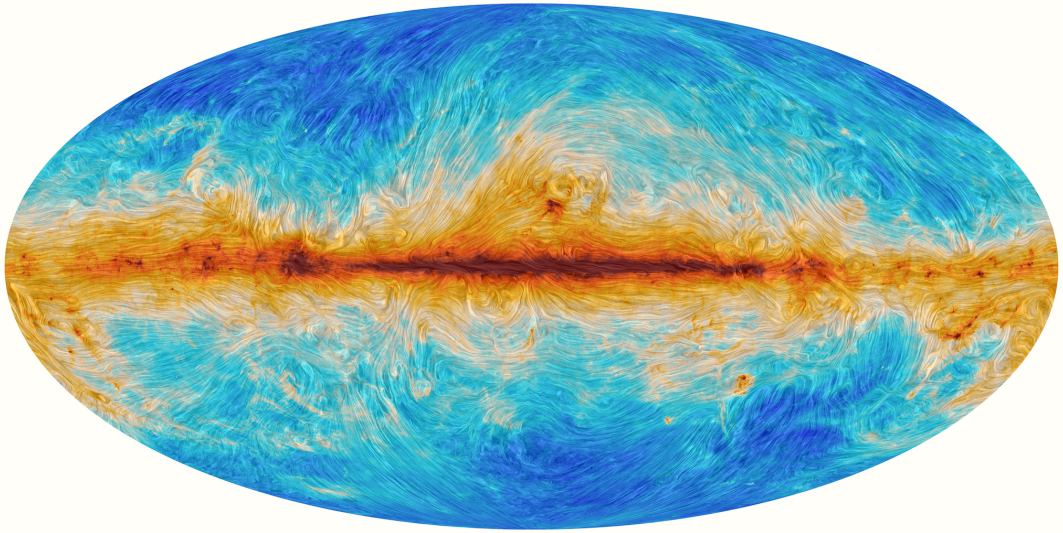


FIGURE 2.8 – Carte du ciel en projection Mollweide de la densité de colonne de HI. Le drapeau en transparence a été produit avec la méthode de convolution LIC (Cabral et Leedom, 1993) pour montrer l’orientation du champ magnétique dans le plan du ciel, à partir des observations de l’émission polarisée des poussières à 353 GHz par *Planck*.

Méthode de Davis-Chandrasekhar-Fermi

Après avoir avancé l’explication que la polarisation de la lumière stellaire observée par Hall (1949) et Hiltner (1949) provenait de l’alignement des grains par rapport au champ magnétique (Davis et Greenstein, 1951), Davis (1951) proposa une expression de l’intensité minimale du champ magnétique responsable de cet alignement. Deux ans plus tard, Chandrasekhar et Fermi (1953) publièrent une formule pour estimer sa valeur exacte dans le but d’étudier le champ magnétique dans les bras spiraux. En supposant que le champ magnétique est assez fort pour n’être que faiblement déformé par les turbulences dans le gaz, et donc que l’orientation de la polarisation varie peu, et que ces turbulences sont uniquement dues à des ondes d’Alfvén (transverses et incompressibles) isotropes, l’expression de l’intensité du champ

magnétique régulier dans le plan du ciel est

$$B_{\text{reg,ciel}} = \sqrt{4\pi\rho} \frac{\sigma_V}{\zeta_\psi}, \quad (2.20)$$

en CGS, avec $B_{\text{reg,ciel}}$ en Gauss, ρ la densité de masse du gaz, σ_V la dispersion de vitesse radiale (le long de la ligne de visée) et ζ_ψ la dispersion de l'angle de polarisation. L'expression en SI s'obtient en remplaçant 4π par μ_0 et en exprimant le champ magnétique en Tesla.

Cependant, différents effets concourent à biaiser l'estimation de $B_{\text{reg,ciel}}$ par cette méthode.

- La présence de différents îlots magnétisés avec des polarisations différentes le long de la ligne de visée tend à moyenniser la polarisation et à réduire sa dispersion. La valeur de $B_{\text{reg,ciel}}$ sera donc surrestimée. D'après leurs simulations, [Ostriker et al. \(2001\)](#) ont estimé une correction d'un facteur 0.5 avec la condition que la dispersion de l'angle de polarisation ne dépasse pas 25° . Une méthode alternative prenant en compte cet effet a été proposée par [Cho et Yoo \(2016\)](#), où la dispersion de vitesse σ_V est remplacée par la dispersion des vitesses des coeurs des raies observées dans les différentes lignes de visées du nuage. Un facteur de correction entre 0.7 et 1 est cependant toujours nécessaire pour retrouver les résultats des simulations.
- Une autre correction provient de l'hypothèse que les perturbations dans les lignes de champ magnétique viennent uniquement d'ondes d'Alfvén. Non seulement d'autres types de turbulences magnétiques pourraient être présentes telles que des ondes magnétosoniques, mais le champ régulier pourrait aussi être structuré par des phénomènes sans lien avec ces turbulences tels que l'effondrement gravitationnel, la rotation différentielle ou l'expansion de régions H II, de superbulles ou de restes de supernova. La dispersion mesurée autour du champ régulier, supposé droit, serait dans ce cas beaucoup plus importante que ce qui devrait être attribué aux ondes d'Alfvén seules. [Hildebrand et al. \(2009\)](#) proposent une méthode pour estimer la dispersion des angles de polarisation due aux turbulences sans supposer de géométrie a priori pour le champ régulier. Les auteurs proposent d'utiliser la fonction de structure du second ordre des angles de polarisation (voir Chapitre 5 pour un exemple d'utilisation). Cependant, leur méthode repose sur des hypothèses fortes sur la structure du champ magnétique. Elle suppose une forme spécifique de la fonction de corrélation du champ régulier et une dispersion de la composante turbulente indépendante de l'échelle spatiale (annexe D.5 de [Planck Collaboration et al., 2016](#)).
- Enfin, pour prendre en compte l'effet d'intégration sur la surface sous-tendue par le faisceau du télescope, en plus de l'intégration le long de la ligne de visée déjà évoquée, [Houde et al. \(2009\)](#) décrivent une méthode basée sur la détermination de la longueur de corrélation des turbulences magnétiques et de la profondeur d'intégration. Cette méthode exige cependant une résolution angulaire et une sensibilité qui dépassent les capacités du télescope *Planck* ([Planck Collaboration et al., 2016](#); [Soler et al., 2018](#)).

A ces effets s'ajoute la difficulté à déterminer la masse volumique du gaz sondé. Deux incertitudes importantes peuvent peser sur cette estimation : l'effet d'auto-absorption des raies H I pour la phase atomique ou la méconnaissance du rapport X_{CO} réel dans la phase moléculaire visible en CO ; l'épaisseur effective du nuage sur

la ligne de visée pour traduire les densités de colonne observées en densité volumique moyenne.

Nous avons étudié l'émission polarisée des poussières en utilisant les données 2018 de *Planck* à 353 GHz (Planck Collaboration et al., 2018b). Elles contiennent l'intensité totale de l'émission et les paramètres de Stokes Q et U, à une résolution originale de 5' (FWHM). Pour améliorer le rapport signal sur bruit, nous avons lissé ces données et leur covariances à 40' et nous avons dégradé leurs cartes healpix à Nside=512.

Quelques résultats

Le champ magnétique dans l'espace interstellaire proche du Soleil a été mesuré à $5.62 \pm 0.01 \mu\text{G}$ par Voyager 1 (Burlaga et al., 2013). La combinaison des mesures de rotation et des mesures de dispersion des pulsars donne un champ régulier moyen le long de la ligne de visée de $2.1 \pm 0.3 \mu\text{G}$ localement et de $4 \mu\text{G}$ à 3 kpc du centre Galactique (Han et al., 2006). L'intensité de la composante turbulente a été mesurée à $5\text{--}6 \mu\text{G}$ (Han et al., 2004), avec une échelle maximale estimée à $l_{\text{turb}} \simeq 55 \text{ pc}$ (Rand et Kulkarni, 1989) ou $l_{\text{turb}} \simeq 10 - 100 \text{ pc}$ (Ohno et Shibata, 1993). Ces valeurs sont cohérentes avec celle de 50 pc obtenue par la dépolarisation de Faraday dans d'autres galaxies (Berkhuijsen et al., 2006). Orlando et Strong (2013) ont modélisé l'émission synchrotron dans la Galaxie avec le code de propagation de RCs GALPROP et ont ajusté leur modèle aux observations des rayons γ et des RCs. La comparaison de leurs prédictions avec les données radio a notamment permis de contraindre le champ magnétique. Leur analyse donne un champ magnétique local avec une composante isotrope turbulente moyenne de $5 \mu\text{G}$, une composante turbulente anisotrope de $2 \mu\text{G}$ et un champ régulier de $2 \mu\text{G}$. Le champ total est donc de $\sim 6 \mu\text{G}$, en accord avec les mesures des pulsars, de Voyager et les mesures de l'effet Zeeman dans les nuages diffus (Crutcher et al., 2010). Dans l'intérieur de la Galaxie, l'intensité du champ total est de $\sim 10 \mu\text{G}$.

La variation du champ magnétique au sein des nuages a aussi été étudiée grâce à des mesures de l'effet Zeeman, donnant l'intensité du champ magnétique le long de la ligne de visée, B_{ldv} en français et B_{LOS} en anglais. Pour ce faire, Heiles et Troland (2005) ont utilisé une méthode permettant de déduire la fonction de densité de probabilité de l'intensité du champ total, B_{TOT} , à partir de celle de B_{LOS} , si l'échantillon d'observations est suffisamment large. Crutcher et al. (2010) ont développé cette méthode avec une approche Bayésienne pour étudier un échantillon plus large incluant quatre campagnes d'observations (Crutcher, 1999; Heiles et Troland, 2004; Falgarone et al., 2008; Troland et Crutcher, 2008) comportant des informations sur la densité du gaz, n_{H} . Ils obtinrent ainsi une valeur maximale pour B_{TOT} , les données suggérant une valeur constante jusqu'à une certaine densité volumique de gaz n_0 , $B_{\text{TOT},\text{max}}(n \leq n_0) = B_0$, puis une loi de puissance, $B_{\text{TOT},\text{max}}(n \geq n_0) = B_0(n/n_0)^\kappa$. Leur analyse Bayésienne indique des valeurs de $B_0 \simeq 10 \mu\text{G}$, $n_0 \simeq 300 \text{ cm}^{-3}$ et $\kappa \simeq 0.65$. Les résultats sont montrés dans la Figure 2.9.

2.8 L'émission γ interstellaire

Le ciel aux longueurs d'onde γ présente différentes sources d'émission. Ces sources peuvent être ponctuelles, comme les pulsars, les sursauts γ ou les noyaux actifs de galaxie. La majeure partie de l'émission est diffuse et provient de l'interaction des RCs avec le gaz et le champ de rayonnement interstellaire de la Galaxie. Une dernière

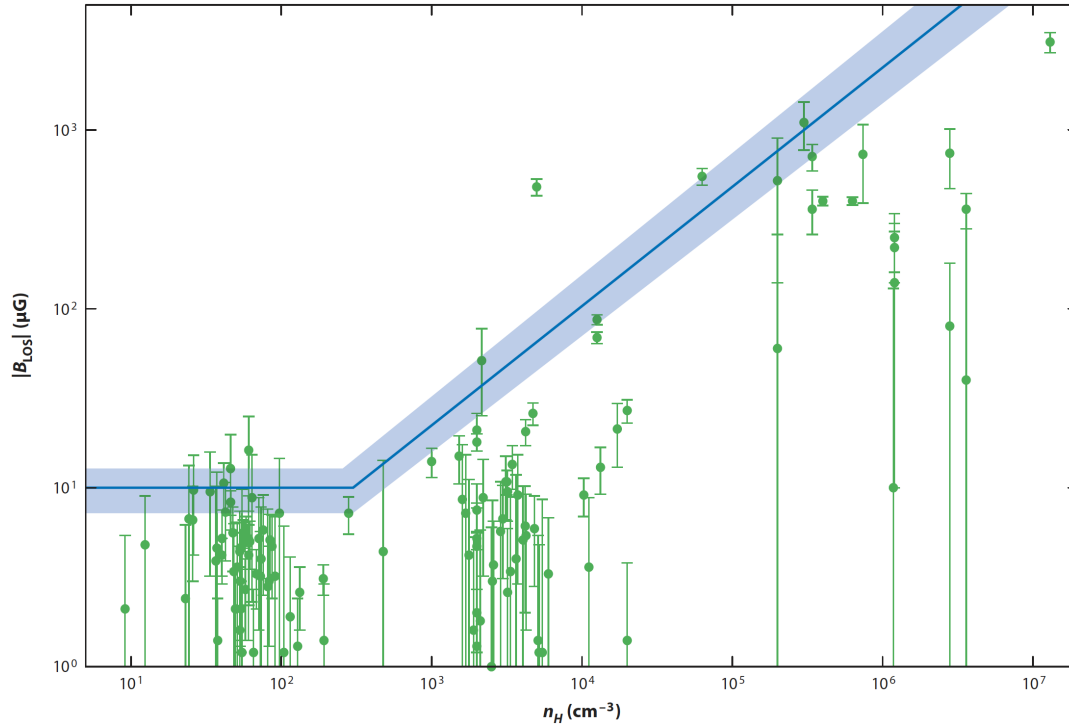


FIGURE 2.9 – Évolution de l'intensité du champ magnétique le long de la ligne de visée, B_{LOS} , obtenue par mesure d'effet Zeeman dans des nuages atomiques et moléculaires en fonction de la densité volumique du gaz (Crutcher et al., 2010). La courbe bleue montre la valeur la plus probable du maximum de B_{TOT} , déterminée à partir des valeurs de B_{LOS} . La zone bleue correspond à l'intervalle d'incertitude donné par des modèles alternatifs.

composante isotrope est d'origine extra-Galactique. Aux énergies du GeV sondées par *Fermi*-LAT la composante diffuse de l'émission domine. La Figure 2.10 montre le lien entre l'émission γ diffuse et le gaz interstellaire. Le gaz est tracé par l'émission des poussières, mesurée par l'*Infrared Astronomical Satellite* (*IRAS*) et le télescope *Planck*. À de telles énergies, la Galaxie est transparente pour ces photons qui peuvent se propager en ligne droite de leur source jusqu'à nous. Ils permettent ainsi de tracer à distance le gaz total de la Galaxie et les RCs qui le pénètrent.

L'astronomie γ jusqu'à *Fermi*

D'abord tournée vers l'émission solaire, l'astronomie γ a débuté dans les années 60 avec le programme *Orbiting Solar Observatory* (*OSO*) de la NASA. C'est avec le troisième satellite du programme (*OSO-3*) qu'une émission γ interstellaire est associée au plan Galactique (Clark et al., 1968). Cette corrélation avec le MIS sera confirmée par les missions suivantes telles que le *Small Astronomical Satellite 2* (*SAS-2*, Fichtel et al., 1978) ou le satellite *COS-B*, qui fera la première cartographie de l'émission diffuse des rayons γ provenant du plan Galactique entre 20 MeV et 5 GeV (Cesarsky et al., 1977). Ces premières mesures ont permis d'étudier les propriétés des RCs aux grandes échelles mais aussi de calibrer le facteur de conversion X_{CO} , présenté dans la Section 2.3 (Lebrun et al., 1983b; Strong et al., 1988). En 1992, le *Compton Gamma-ray Observatory* est lancé, avec à son bord deux instruments γ , l'*Imaging Compton Telescope* (*COMPTEL*, 1-30 MeV) et l'*Energetic Gamma-ray Experiment Telescope* (*EGRET*, 20 MeV-30 GeV), un détecteur de sursauts γ , *BATSE*, et un détecteur de rayons X durs, *OSSE*. La fenêtre en énergie n'a cessé de s'élargir depuis.

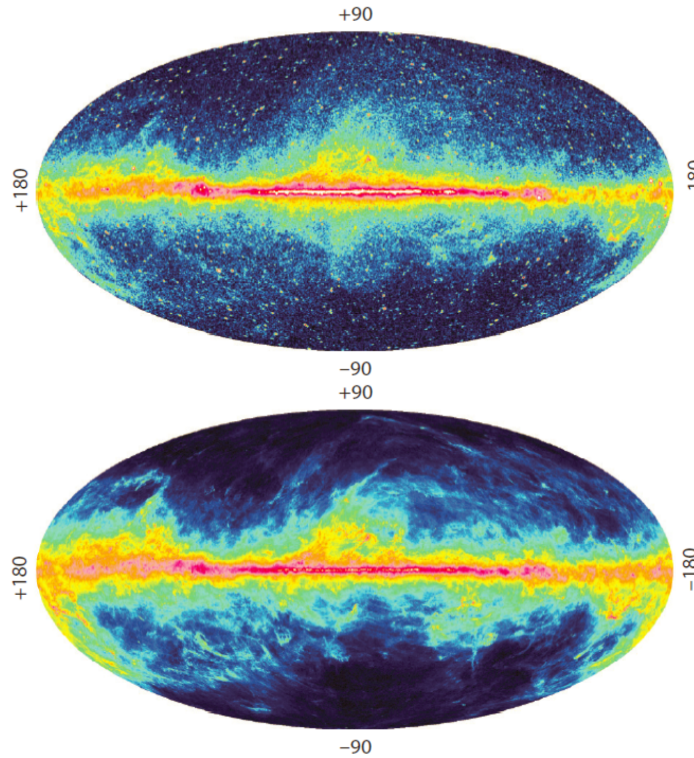


FIGURE 2.10 – Cartes du ciel en coordonnées Galactiques d’après Grenier et al. (2015). (a) Intensité des rayons γ mesurée par *Fermi*-LAT après 6 ans d’observations (<https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/>). (b) Profondeur optique des poussières à 353 GHz déterminée à partir des mesures de *Planck* et *IRAS* (Planck Collaboration et al., 2014a). Les similitudes entre ces deux cartes soulignent leur caractéristique commune de traceurs de la quantité totale de gaz.

Aux basses énergies, l’*International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory* (*INTEGRAL*) observe le ciel entre 20 keV et 10 MeV. Aux hautes énergies, les observatoires au sol tels que le High Energy Stereoscopic System (*HESS*, 80 GeV-10 TeV), Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System (*VERITAS*, 100 GeV-50 TeV), Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope (*MAGIC*, 30 GeV-30 TeV) ou High Altitude Water Cherenkov Experiment (*HAWC*, 100 GeV-100 TeV) utilisent l’effet Cherenkov dans l’atmosphère ou dans des cuves d’eau pour étudier l’émission γ provenant du ciel.

Depuis 2008, le LAT à bord du satellite *Fermi* poursuit les problématiques initiées par son prédécesseur EGRET avec une sensibilité très supérieure, une meilleure résolution angulaire et en énergie, et un balayage continu du ciel (voir Chapitre 1). Ses principaux objectifs sont (Atwood et al., 2009) :

- comprendre l’origine de l’émission diffuse et la nature des sources non-identifiées par EGRET. La collaboration *Fermi* a ainsi publié en 2019 son quatrième catalogue de sources (The *Fermi*-LAT collaboration, 2019), totalisant 5065 sources dont 1323 avec une contrepartie à d’autres longueurs d’onde, contre 188 au total pour le catalogue corrigé d’EGRET (Casandjian et Grenier, 2008). Ce nouveau catalogue se base sur un modèle de l’émission γ diffuse dont je décris les composantes dans la section suivante.
- comprendre les mécanismes d’accélération des particules relativistes, que ce soit dans les jets des noyaux actifs de galaxie, dans la magnétosphère et les vents des pulsars, ou par les ondes de choc des restes de supernova ou des novae. Des signes d’accélération de protons ont ainsi été observés dans les

restes de supernova IC 443, W 44, W51C (Ackermann et al., 2013; Jogler et Funk, 2016) et dans la superbulle de Cygnus X (Ackermann et al., 2011).

- étudier le comportement des sursauts γ à haute énergie, tel que celui associé à la fusion de deux étoiles à neutrons et détecté en ondes gravitationnelles par LIGO et Virgo (Abbott et al., 2017). Cet événement a par ailleurs été découvert par le second instrument à bord de Fermi, le GBM, mais n'a pas été détecté par le LAT (Fermi-LAT Collaboration, 2017).
- tester la nature de la matière noire à travers son auto-annihilation en deux photons γ , notamment dans la direction du centre Galactique (Daylan et al., 2016) et dans des galaxies naines (Albert et al., 2017),
- étudier l'histoire du taux de formation d'étoiles dans l'Univers grâce à l'absorption de photons γ par la lumière stellaire et infrarouge produite au cours des âges (Fermi-LAT Collaboration et al., 2018).

Les deux premiers points seront discutés ici : l'étude du gaz interstellaire, notamment avec la calibration du facteur X_{CO} , et celle des RCs s'y propageant à partir de l'émission γ diffuse. Une méthode a été mise au point depuis la prise en compte nécessaire du gaz sombre (Grenier et al., 2005; Planck Collaboration et al., 2015b; Remy et al., 2017). Je la résume ci-dessous.

Modélisation de l'intensité γ

L'émission γ diffuse peut avoir différentes origines. Elle peut d'une part provenir de l'interaction des RCs avec le gaz interstellaire. Pour les hadrons, cette interaction produit notamment des mésons π^0 qui se désintègrent en deux photons, avec un pic d'émission autour de la moitié de la masse au repos du pion, 67.5 MeV. Pour les leptons, l'interaction avec le champ Coulombien des noyaux du gaz produit un rayonnement de freinage, aussi appelé Bremsstrahlung, à bien plus haute énergie que le Bremsstrahlung thermique présenté pour le gaz chaud dans la Section 2.5. Ces leptons peuvent aussi interagir par effet Compton inverse avec le champ de rayonnement interstellaire, principalement avec des photons du fond diffus cosmologique et de l'émission infrarouge et micro-ondes des poussières, pour les diffuser en rayons γ . Enfin, une composante isotrope d'origine principalement extragalactique, déjà étudiée par EGRET (Sreekumar et al., 1998), regroupe toutes les sources de haute énergie non résolues et d'un fond résiduel isotrope de RCs mal filtrés et rejetés pendant la reconstruction des photons.

Pour des énergies au-dessus de 100 MeV, la contribution dominante est celle de l'interaction hadronique des RCs avec le gaz, comme le montre la Figure 2.10. L'intensité des rayons γ d'origine interstellaire produits par les collisions de nucléons sur une ligne de visée a pour expression :

$$I_{\gamma}^{pp} = \frac{dN_{\gamma}}{dS dt d\Omega dE_{\gamma}} = \int_{los} n_{gas}(l) dl \int_{T_p > E_{\gamma}}^{\infty} k j_p(T_p, l) \beta_p \frac{d\sigma_{pp \rightarrow 2\gamma}(T_p, E_{\gamma})}{dE_{\gamma}} dT_p \quad (2.21)$$

avec n_{gas} la densité volumique des nucléons du gaz, T_p l'énergie cinétique des protons incidents, E_{γ} l'énergie des γ produits, $j_p(T_p, l) = \frac{dN_p}{dS dt d\Omega dE_{\gamma}}$ le flux de RCs, $\beta_p = v_p/c$ le facteur de vitesse relativiste, $\sigma_{pp \rightarrow 2\gamma}$ la section efficace de production de photons γ dans les collisions $p_{\text{CR}} + p_{\text{MIS}}$, et k une constante de correction nucléaire pour prendre en compte les collisions $p_{\text{CR}} + \text{He}_{\text{ISM}}$, et $\text{He}_{\text{CR}} + p_{\text{ISM}}$ (Mori, 2009; Kachelriess et al., 2014).

Ces interactions se font avec toutes les phases du gaz, du gaz chaud diffus au cœur dense des nuages moléculaires. Bien que des altérations dans la propagation des RCs soient théoriquement prédites dans les parties les plus denses et neutres des nuages (Skilling et Strong, 1976; Ivlev et al., 2018), une distribution spectrale uniforme a toujours été mesurée jusqu’ici entre les différentes phases de nuages locaux bien résolus spatialement (Grenier et al., 2015; Remy et al., 2017). Cette pénétration uniforme des RCs dans les différentes phases de gaz d’un nuage font de l’intensité γ un traceur idéal de la quantité totale de gaz, indépendamment de l’état chimique et thermodynamique du gaz puisqu’il s’agit d’interactions hadroniques. Il suffit que cette uniformité soit vérifiée dans un nuage, pas nécessairement d’un nuage à l’autre, pour tracer la masse totale de gaz traversée par les RCs dans ce nuage.

Il est ainsi possible de modéliser l’intensité de l’émission γ , $I_\gamma(\alpha, \delta, E)$, par une combinaison linéaire des différentes phases du gaz : moléculaire, sombre, atomique et ionisé, chacune tracée par une méthode spécifique (voir Sect. 2.2-2.5). L’équation 2.21 indique que l’intensité γ est proportionnelle à la densité de colonne de gaz. Les zones de gaz chaud ionisé très peu dense ($n_{gas} \sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$) sont trop peu massives et émettrices en γ pour être détectées par le LAT. Il est également possible de séparer différentes entités (nuages) au sein d’une même phase, notamment grâce à l’information en vitesse des raies d’émission H I et CO.

Pour reproduire l’émission γ totale observée, il est nécessaire d’ajouter au modèle les composantes non liées au gaz. L’intensité inverse Compton, $I_{IC}(\alpha, \delta, E)$, provient de l’interaction des électrons cosmiques avec le champ de rayonnement interstellaire. Le modèle comprend également l’intensité provenant des interactions hadroniques avec le Soleil et la Lune, ainsi que celles leptoniques avec le champ de rayonnement du Soleil, I_{SM} . Le modèle prend enfin en compte l’intensité extragalactique isotrope, $I_{iso}(E)$, et les sources ponctuelles, $S_j(E)$. Le modèle de l’intensité γ peut donc s’écrire

$$\begin{aligned}
 I_\gamma(\alpha, \delta, E) = & \sum_{i=1}^9 q_{HI,i}(E) N_{HI,i}(\alpha, \delta) + \sum_{i=1}^3 q_{CO,i}(E) W_{CO,i}(\alpha, \delta) + q_{HII}(E) I_{HII}(\alpha, \delta) \\
 & + q_{DNM}(E) I_{DNM}(\alpha, \delta) + q_{iso}(E) I_{iso}(E) + q_{IC}(E) I_{IC}(\alpha, \delta, E) \\
 & + q_{SM}(E) I_{SM}(\alpha, \delta, E) + \sum_j q_{S_j}(E) S_j(E) \delta(\alpha - \alpha_j, \delta - \delta_j)
 \end{aligned} \tag{2.22}$$

avec $N_{HI,i}(\alpha, \delta)$ les cartes de densité de colonne des différents nuages identifiés en vitesse, $W_{CO,i}(\alpha, \delta)$ les cartes d’intensité intégrée de la raie CO, $I_{HII}(\alpha, \delta)$ la carte du gaz ionisé (typiquement provenant de l’intensité de la raie H_α ou de l’émission free-free) et $I_{DNM}(\alpha, \delta)$ la carte de gaz sombre obtenue à partir de l’analyse couplée γ -poussières. Les facteurs q_{iso} , q_{IC} , q_{SM} , q_{S_j}) sont des facteurs de correction sans dimension pour ajuster d’éventuels modestes changements des modèles d’émission IC, isotrope, solaire et lunaire utilisés.

Le cube d’intensité γ modélisé spatialement et spectralement est converti en cartes de comptage de photons détectés par le LAT dans différentes bandes en énergie grâce aux fonctions de réponses instrumentales (voir Chapitre 1). Les caractéristiques du LAT dépendant fortement de l’énergie (notamment la résolution angulaire), les composantes doivent être convoluées avec la PSF, la surface efficace et la résolution en énergie. Les convolutions impliquent également l’émissivité γ , reliant la densité de colonne de gaz à l’intensité γ (voir paragraphe suivant). Le spectre

d'émissivité est supposé similaire à celui moyen du milieu interstellaire (Casandjian, 2015). Une liberté est laissée ensuite dans les ajustements pour dévier de cette supposition a priori.

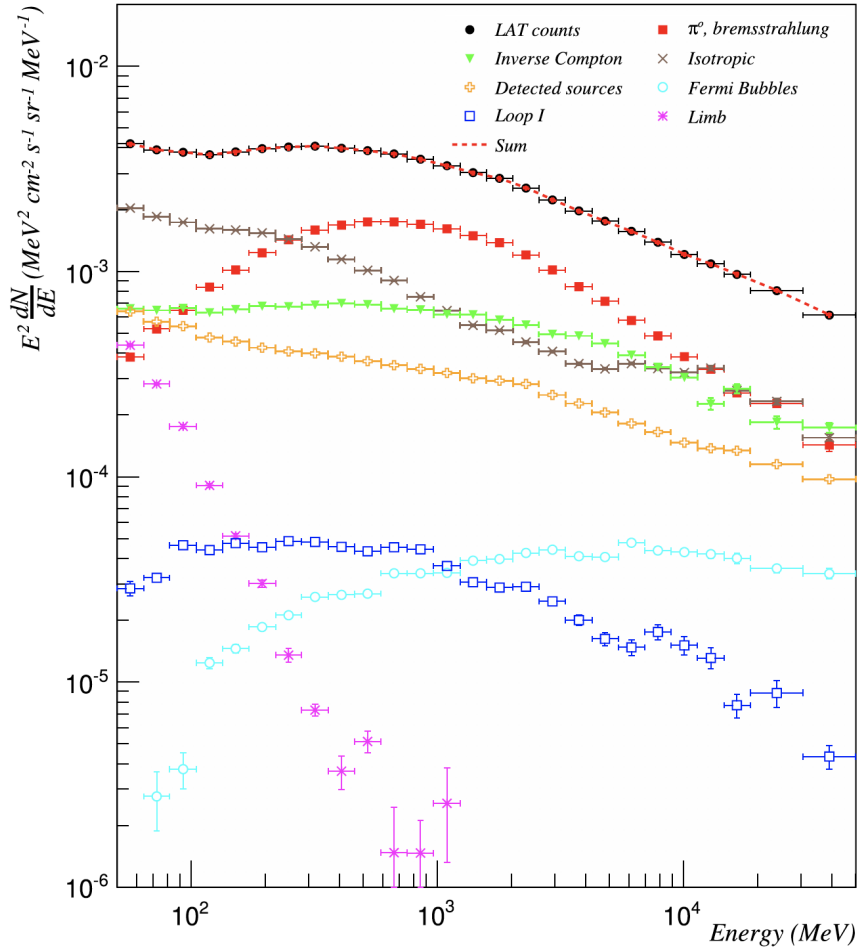


FIGURE 2.11 – Spectre d'intensité des photons détectés par le LAT pour des latitudes Galactiques $10^\circ < |b| < 70^\circ$. Les contributions au modèle d'intensité γ des gaz atomique, moléculaire, ionisé et sombre sont réunies dans la composante appelée " π^0 , bremsstrahlung". La composante 'Loop I' prend en compte les possibles interactions inverse Compton avec les photons de la structure radio du même nom. Les Fermi Bubbles sont les bulles géantes proches du centre Galactiques découvertes par *Fermi-LAT* (Su et al., 2010). Le 'limb' correspond à la contamination des données du LAT par des photons γ provenant de la Terre. D'après (Casandjian, 2015).

L'émissivité γ

Pour chaque nuage, l'intensité γ (en photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{MeV}^{-1}$) produite dans les réactions hadroniques est proportionnelle à la densité de colonne de gaz, N_H (en atomes cm^{-2}), et au taux d'émission de photons γ par nucléon de gaz, $q_{\gamma H}(E)$ (en photon $\text{nucl}^{-1} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{MeV}^{-1}$), appelé émissivité (Strong et al., 1988). Pour obtenir cette émissivité par nucléon à partir de l'intensité γ , il est nécessaire d'avoir accès directement à la densité de colonne de gaz, et non à un proxy tel que l'intensité intégrée de la raie CO ou celle de la raie H_α . Ainsi, l'émissivité par nucléon ne peut être mesurée que dans la phase atomique, où la densité de colonne est accessible moyennant l'incertitude sur la température de spin. Cette émissivité dépend du flux

de RCs (voir l'intégrale en énergie dans l'équation 2.21) et permet, à travers des comparaisons en flux et en forme spectrale entre différents nuages, de tracer des irrégularités dans la propagation des RCs.

La Figure 2.11 montre les contributions des différentes composantes obtenues lors de l'analyse du MIS local ($\lesssim 500$ pc) (Casandjian, 2015). Il est à noter que la bosse de la composante ' π^0 , bremsstrahlung' à quelques centaines de MeV ne correspond pas à la bosse de la décroissance du π^0 , cette dernière se trouvant à 67.5 MeV. Cette forme trompeuse provient de la multiplication du spectre par E^2 (pour un exemple, voir Strong, 2018). L'émissivité γ par atome de H I obtenue correspond à la moyenne du milieu local, appelée q_{LIS} (pour Local Interstellar Medium). Les émissivités mesurées dans plusieurs nuages locaux ont jusqu'à présent toujours été compatibles en flux et en forme spectrale avec cette moyenne (Planck Collaboration et al., 2015b; Remy et al., 2017), comme le montre la Figure 2.12. L'émissivité moyenne du milieu local q_{LIS} est également compatible avec le spectre des RCs mesuré dans le Système Solaire (Casandjian, 2015).

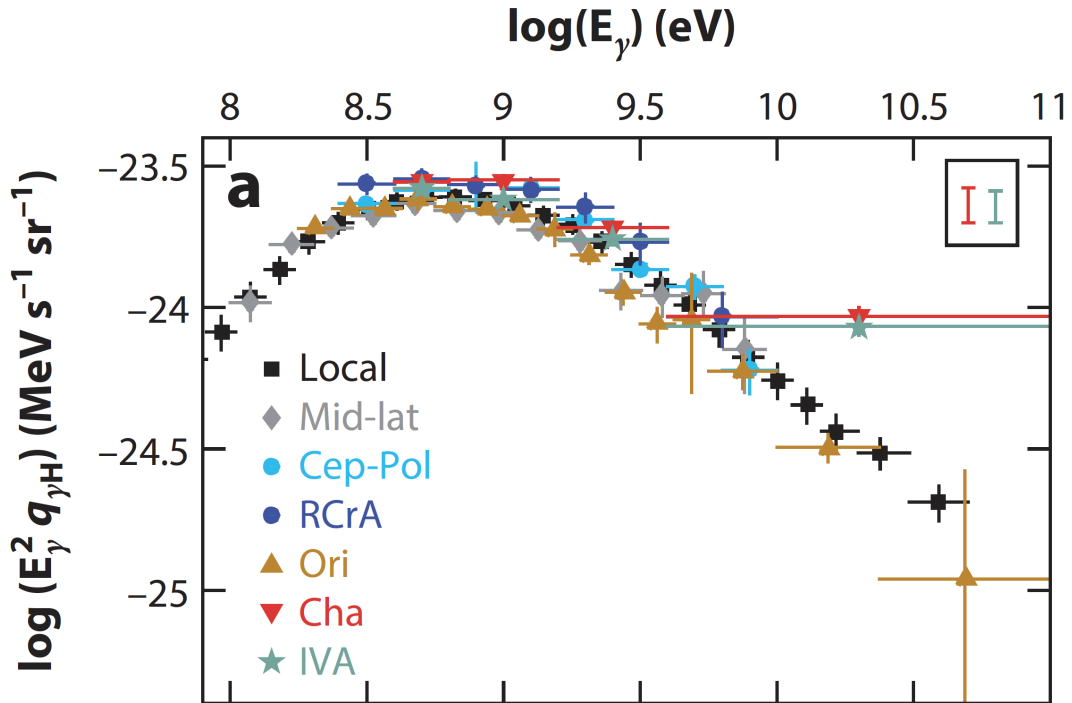


FIGURE 2.12 – Spectre d'émissivité de rayons γ par atome d'hydrogène interstellaire mesuré avec Fermi-LAT dans le gaz atomique de nuages proches et dans le bras Local (Abdo et al., 2010; Ackermann et al., 2012a; Planck Collaboration et al., 2015b), d'après Grenier et al. (2015). Les erreurs sont statistiques, et l'encadré illustre les incertitudes potentielles dues à la profondeur optique du H I. Les spectres sont comparés à la moyenne du MIS Local Casandjian (en noir, 2012).

Comme évoqué dans la Section 2.3, les émissivités γ permettent également de calibrer le facteur $X_{\text{CO}} = N_{\text{H}_2}/W_{\text{CO}}$ dans un nuage moléculaire. La pénétration des RCs dans les phases atomiques et moléculaires étant supposée uniforme dans ce nuage, l'émissivité γ par molécule de H_2 doit être deux fois celle par atome H. Il est donc possible d'évaluer le facteur X_{CO} avec (Lebrun et al., 1983a) :

$$X_{\text{CO}\gamma} = \frac{q_{\text{CO}}}{2q_{\text{H I}}} \quad (2.23)$$

Dans nos analyses, nous avons utilisé 10 ans de données Fermi-LAT produites avec les derniers algorithmes de reconstruction *Pass8*. Nous avons utilisé les fonctions de réponses instrumentales associées (P8R3_SOURCE_V2) et les spectres isotropes correspondants pour l'émission extragalactique et le bruit de fond résiduel instrumental (Atwood et al., 2013b; Acero et al., 2015).

Chapitre 3

Généralités sur les rayons cosmiques

Dès 1785, la présence de radiations ionisantes à la surface de la Terre fut remarquée par Coulomb. En 1911, le scientifique italien Domenico Pacini proposa une origine extraterrestre pour ces radiations en observant une diminution du flux lors de mesures en sous-marin (De Angelis et al., 2010). Un an plus tard, Viktor Hess arrivait à la même conclusion en constatant cette fois une augmentation du flux avec l'altitude lors de mesures en ballon. Ce sont les travaux de ce dernier que l'histoire a retenus et qui lui valurent le prix Nobel en 1936. Le terme de rayons cosmiques (RCs) fut proposé par Robert Millikan, pensant que cette radiation inconnue était faite de photons et non de matière. Des observations dans les années 30 puis 40 montrèrent cependant que les RCs sont en fait constitués de particules chargées, dont une majorité de protons et de noyaux d'hélium.

Depuis, de nombreuses expériences au sol, en ballon et spatiales ont permis de détecter les RCs sur plusieurs décades en énergie. Ces particules sont impliquées dans la production de nombreuses observables telles que des rayonnements X et γ ou des neutrinos lors de leurs interactions avec les champs magnétiques, le gaz et les champs de rayonnement du MIS. Ces phénomènes permettent d'étudier les RCs dans la Galaxie au-delà de notre Système Solaire et dans des galaxies externes.

3.1 Observations directes

Les observations directes des RCs avec des expériences en ballon ou spatiales fournissent des informations sur leur composition chimique, leur spectre en énergie et leur direction d'arrivée. Pour des éléments légers tels que H et He, on peut citer les expériences PAMELA¹, ATIC-2, AMS-1,2 ou BESS-polar. Les éléments plus lourds sont étudiés par exemple par CREAM, TIGER, ACE ou TRACER (jusqu'à $Z=56$ avec SuperTIGER, Walsh et al., 2019). Les leptons sont quant à eux captés par ATIC-1,2, AMS-02, PAMELA, HESS et *Fermi*-LAT. Cependant, ces mesures directes sont fortement influencées par le vent solaire en dessous de quelques GeV, ce qui rend leur interprétation difficile. La modulation solaire, d'abord proposée par Parker (1965), dépend du cycle solaire et conduit à une densité de RCs observée sur Terre plus faible qu'en dehors de l'héliosphère. Deux satellites font exceptions : les sondes *Voyager 1* et *Voyager 2* ont quitté l'héliosphère en 2012 et 2018 après 35 et 41

1. Les acronymes des expériences citées sont : Payload for Antimatter/Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics (PAMELA), Advanced Thin Ionization Calorimeter (ATIC), Alpha Magnetic Spectrometer (AMS), Balloon-borne Experiment with a Superconducting Spectrometer-Polar (BESS-polar), Cosmic Ray Energetics and Mass Experiment (CREAM), Trans-Iron Galactic Element Recorder (TIGER), High Energy Stereoscopic System (HESS).

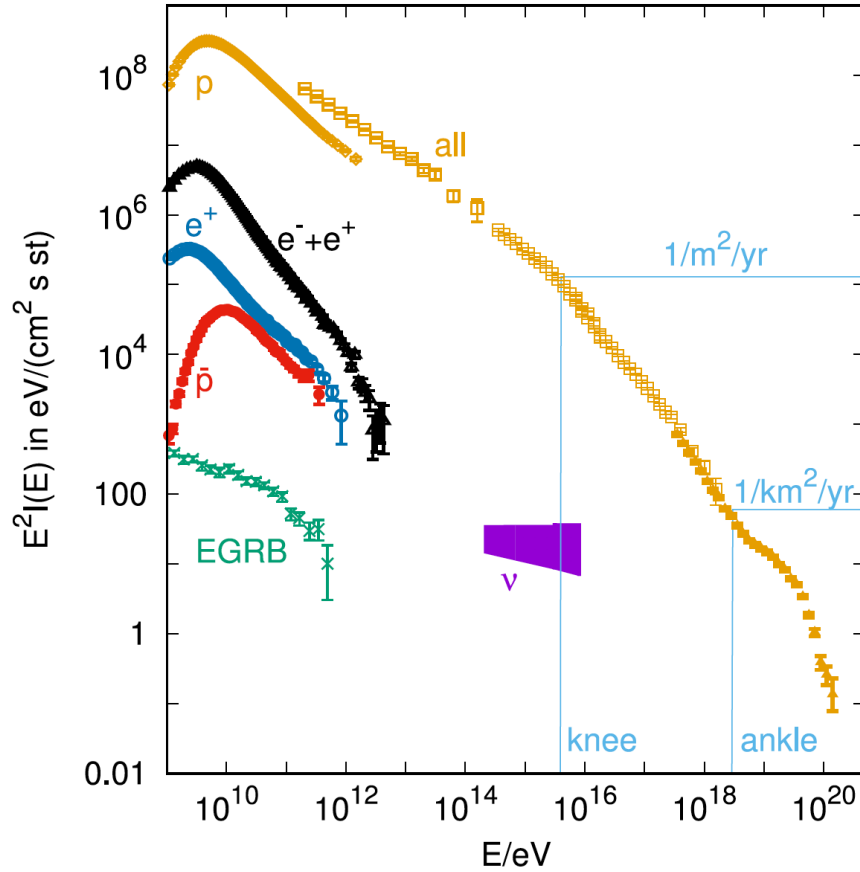


FIGURE 3.1 – Spectre en énergie des intensités des nucléons et des protons (orange), des électrons+positons (noir), des positons seuls (bleu), des antiprotons (rouge), des neutrinos (magenta) et du fond diffus de rayons γ extragalactique (vert). D’après Kachelriess et Semikoz (2019).

ans de vol, respectivement, et sont maintenant capables de mesurer le flux de RCs sans effet de la modulation solaire.

Les mesures révèlent une population de RCs constituée à $\sim 98\%$ de noyaux et à $\sim 2\%$ de leptons. Autour de 0.1-10 GeV, la composante hadronique compte $\sim 87\%$ de protons, 12% de He et 1% de noyaux plus lourds (par exemple Schlickeiser, 2002). Leur composition diffère des abondances solaires typiques, avec une surabondance par plusieurs ordres de grandeur des éléments sous le Fer ($Z=21-25$) et des noyaux du groupe Li, Be, B produits par des réactions de spallation des noyaux cosmiques dans le gaz interstellaire. Une composante mineure d’antiparticules (antiprotons et positons) est produite dans les réactions hadroniques avec le gaz interstellaire. Cette composition donne des indices utiles sur les sites d’accélération des RCs et sur leur propagation dans la Galaxie.

Les spectres en énergie des différentes composantes sont présentés dans la Figure 3.1. Le spectre des nucléons est généralement décrit comme une loi de puissance sur plusieurs décades avec seulement deux cassures : le genou autour de 3×10^{15} eV où l’indice spectral passe de 2.7 à 3.3 et la cheville autour de 4×10^{18} eV où l’indice passe de 3.3 à 3. La coupure à $\sim 3 \times 10^{19}$ eV est probablement due au mécanisme de GZK (Abraham et al., 2008), ce dernier prévoyant la suppression du flux de protons à cause d’interactions avec le fond diffus cosmologique (Greisen, 1966; Zatsepin et Kuz’mín, 1966). Le modèle standard des RCs considère les particules jusqu’au genou

comme étant d'origine Galactique et celles de plus haute énergie comme extragalactiques, comme suggéré par les observations en rayons γ d'autres galaxies (Lin et al., 1996) et l'observation d'anisotropie aux grandes échelles à très haute énergie (Pierre Auger Collaboration et al., 2017). Les dernières mesures directes de RCs remettent cependant en cause l'image du spectre avec une simple loi de puissance jusqu'au genou. Un durcissement des spectres autour de 300 GV a été rapporté, ainsi qu'un spectre de l'hélium plus dur que celui de l'hydrogène (Aguilar et al., 2015a,b). De plus, les données révèlent une évolution avec l'énergie inattendue de la fraction de positons. Les données au-dessus du genou montrent également des changements systématiques de la composition des RCs, s'enrichissant de plus en plus en Fer à plus haute énergie (Panov et al., 2009). Ces découvertes constituent des indices importants sur l'accélération et la propagation des RCs et sont discutées dans la Section 3.5.

3.2 Interactions avec le milieu interstellaire

Durant leur propagation dans la Galaxie, les RCs perdent leur énergie selon différents processus. Les interactions principales pour les nucléons sont la spallation, l'ionisation, la diffusion de Coulomb et la désintégration radioactive. Pour les électrons, les principales pertes d'énergie viennent de l'ionisation, des diffusions Coulomb et Compton et des rayonnements de freinage (Bremsstrahlung) et synchrotron. Ces processus conduisent généralement à la production de particules ou de rayonnements secondaires qui permettent d'étudier les RCs et leur milieu de propagation.

Aux ondes radio, il est possible d'observer l'émission synchrotron provenant de l'interaction des leptons cosmiques avec le champ magnétique Galactique. Ces mesures ont permis de contraindre la taille du halo magnétique autour de la Galaxie dans lequel sont piégés les RCs. Les premières mesures ont indiqué une hauteur d'environ 3 kpc (Beuermann et al., 1985). L'émission synchrotron se retrouve également dans le domaine des rayons X, pour des champs magnétiques intenses et des électrons de 10-100 TeV. À ces énergies, cette émission permet notamment d'étudier l'accélération des RCs dans les chocs de supernova et la modification de ces chocs par les RCs eux-mêmes (augmentation de la compressibilité et de la pression, amplification des champs magnétiques, transfert d'énergie, Vink, 2012).

Dans le domaine des rayons γ , les leptons émettent du rayonnement Bremsstrahlung en interagissant avec le gaz interstellaire. Ils peuvent également produire des photons γ par diffusion Compton inverse de photons de basse énergie du champ de rayonnement interstellaire. Pour les noyaux cosmiques, leurs interactions avec le gaz du MIS produisent des pions instables. Les pions neutres se désintègrent en deux photons γ . Ces trois sources de rayonnement γ sont étudiées avec des télescopes spatiaux tels que *Fermi* ou les détecteurs Cherenkov au sol comme HESS, afin de déterminer la distribution spatiale et spectrale des RCs dans le gaz de la Galaxie. Il est cependant parfois difficile de lever la dégénérescence sur l'origine leptonique ou hadronique de cette émission.

Les interactions des noyaux avec le gaz peuvent également produire d'autres noyaux secondaires, stables ou instables, des électrons et des antiparticules. Ces RCs, dits secondaires pour les distinguer des primaires accélérés dans les sources, sont majoritairement responsables des variations de la composition chimique des RCs par rapport aux abondances du MIS local. Enfin, des neutrinos devraient aussi provenir de ces interactions hadroniques, bien que leur détection soit extrêmement difficile. IceCube Collaboration et al. (2018) rapportent par exemple la détection d'un

neutrino possiblement associé à une éruption forte observée en rayons γ dans un jet de blazar (3.5σ). Cette émission γ a été observée par *Fermi*-LAT et MAGIC.

Les spectres des particules secondaires ($\gamma, e^\pm, \nu$), produites dans les interactions hadroniques et leptoniques, ont été calculés et paramétrés à partir des différentes sections efficaces d'interactions en jeu (par exemple [Kamae et al., 2006](#); [Corti et al., 2016](#); [Boschini et al., 2018](#)). Un ajustement des spectres secondaires avec ces paramétrisations permet ainsi d'obtenir celui des RCs primaires. [Casandjian \(2015\)](#) a obtenu de cette manière les spectres de protons, d'hélium et de leptons du MIS local compatibles avec les observations de rayons γ de *Fermi*-LAT. Ces paramétrisations sont également utilisées dans les codes de propagation des RCs, dont nous présentons quelques exemples dans la section suivante. Des difficultés perdurent cependant à cause des incertitudes qui pèsent encore sur les sections efficaces aux énergies proches ou inférieures au GeV. Une autre incertitude porte sur la section efficace d'interaction de particules autres que les protons (par exemple p-He ou He-He), tant pour les RCs que pour le gaz ([Mori, 2009](#); [Strong, 2015](#)).

3.3 Mécanismes d'accélération

La question de l'origine des rayons cosmiques n'a toujours pas trouvé de réponse définitive aujourd'hui. Parmi les différents sites et mécanismes d'accélération étudiés, les chocs de supernova sont reconnus depuis plusieurs dizaines d'années comme les principaux candidats. Cette hypothèse a en effet répondu à de nombreuses contraintes observationnelles, mais des difficultés persistent. D'autres scénarios ont connu récemment un regain d'intérêt. [Maurin et al. \(2016\)](#) ont ainsi étudié l'efficacité des vents stellaires d'étoiles jeunes pour accélérer les RCs. La comparaison de leur modèle avec huit amas d'étoiles observés par *Fermi*-LAT indique que moins de 10% de la luminosité des vents est transférée aux RCs. Des scénarios d'accélération alternatifs impliquent notamment des jets relativistes dans les centres de galaxie ou des superbulles. Je discute de cette dernière possibilité dans le Chapitre 4.

Accélération dans les chocs de supernova

[Baade et Zwicky \(1934\)](#) suggérèrent que les explosions de supernova pourraient fournir assez d'énergie pour accélérer les RCs. Leur fréquence est d'environ 3 par siècle dans notre Galaxie et l'énergie cinétique libérée est typiquement de 10^{51} ergs par explosion. Une efficacité de transfert d'énergie aux RCs de 10% suffirait pour expliquer la population de RCs mesurée dans la Galaxie. Une première version du mécanisme responsable de l'accélération des RCs fut proposée par [Fermi \(1949\)](#). Elle est appelée depuis accélération de Fermi d'ordre 2. Une version plus efficace et plus en accord avec les observations fut développée à la fin des années 70 ([Krymskii, 1977](#); [Blandford et Ostriker, 1978](#); [Bell, 1978](#)), appelée depuis accélération de Fermi d'ordre 1.

Les deux processus sont basés sur la diffusion des RCs sur des turbulences magnétiques, avec un gain d'énergie pour la particule si la turbulence vient au-devant d'elle et une perte d'énergie si la particule rattrape la turbulence. Dans la version initiale proposée par Fermi avec des nuages magnétiques, le bilan des transferts d'énergie sur tout l'espace autour du nuage fournit un gain net en énergie $\Delta E/E \propto (v/c)^2$ pour une vitesse v du nuage et une vitesse c du RC. Le cadre d'un choc se révèle

fondamentalement différent car, dans le référentiel du choc, la particule verra toujours le fluide en amont ou en aval s'approcher d'elle, quelle que soit sa direction. Le gain d'énergie est alors du premier ordre en $\Delta E/E \propto V_c/c$ où V_c est la vitesse du choc. La dépendance linéaire ou quadratique en V/c explique les dénominations d'accélération d'ordre 1 ou 2 pour les deux processus.

Un des aspects les plus intéressants de l'accélération par diffusion dans un choc est la prédiction d'un spectre des particules accélérées en loi de puissance, indépendamment du spectre d'injection, du détail des processus d'interaction, de la géométrie du choc, ou de l'état du plasma ambiant. Le spectre est uniquement déterminé par le facteur de compression du choc, $r = u_1/u_2$. u_1 et u_2 sont ici les vitesses dans le référentiel du choc des fluides en amont et en aval, respectivement. L'indice spectral de la fonction de distribution dans l'espace des quantités de mouvement des particules accélérées est donné par

$$\alpha_p = \frac{3r}{r-1}. \quad (3.1)$$

Avec les conditions de saut d'un choc purement hydrodynamique, il est possible d'exprimer le facteur de compression comme

$$r = \frac{(\gamma+1)M_s^2}{(\gamma-1)M_s^2+2}, \quad (3.2)$$

où $M_s = u_1/c_{s1}$ est le nombre de Mach du choc, dépendant de la vitesse du son dans le milieu en amont c_{s1} et γ est l'indice adiabatique du gaz. Pour des chocs forts, $M_s \gg 1$, le facteur r tend vers 4 et le spectre adopte la dépendance universelle $f \propto p^{-4}$, ou E^{-2} à des énergies relativistes (en utilisant $E^{-\alpha_e} dE = 4\pi p^2 p^{-\alpha_p} dp$).

De plus, si les restes de supernova sont les sources principales des RCs Galactiques, les particules doivent pouvoir y être accélérées jusqu'au genou, autour de 3×10^{15} eV. L'énergie maximale des particules dépend de l'évolution temporelle du choc, ainsi que des pertes que vont subir les RCs. Les pertes concernent principalement les leptons, par émission de rayonnement synchrotron. L'énergie maximale des noyaux dépendra seulement du rapport entre le temps caractéristique d'accélération (qui décroît avec l'intensité du champ magnétique en amont et V_c^2) et l'âge du reste de supernova. Le choc doit en effet être assez ancien pour que les RCs aient eu le temps d'y être accélérés. L'efficacité d'accélération décroît avec l'âge. Elle est maximale pendant la première phase d'expansion libre, d'une durée de quelques siècles, puis décroît durant la phase de Sedov-Taylor (débutant lorsque la masse de gaz interstellaire choquée atteint celle des éjectas initiaux). Dans le cadre de l'accélération de Fermi 1 classique, l'énergie maximum des noyaux limitée par l'âge du choc vaut

$$E_{max} = \int_0^{\tau_{age}} \frac{r-1}{2r} ZeB_1 V_c(t)^2 dt, \quad (3.3)$$

avec B_1 l'intensité du champ magnétique en amont du choc. L'énergie maximale n'excède pas 10^{4-5} GeV pour des paramètres typiques d'évolution de reste de supernova. Cette énergie est un à deux ordres de grandeur en dessous du genou. Mais avant d'abandonner les supernovae comme accélérateurs à cause de ces lacunes, il convient d'aborder les récents développements de cette théorie.

Accélération non linéaire

Il a été rapporté très tôt que les particules accélérées doivent avoir un rôle dynamique dans le processus du choc lui-même (Axford et al., 1977). On peut citer parmi les différents effets de rétroaction non linéaires la modification du choc par la pression des RCs et une compressibilité accrue du gaz à cause de la présence des particules relativistes (d'indice adiabatique $\gamma = 4/3$, Berezhko et Ellison, 1999). Le courant de fuite de RCs en dehors du reste de supernova provoque également le développement d'instabilités de Bell menant à une amplification du champ magnétique en amont du choc (Bell, 2004).

La pression des RCs diffusant en amont du choc ralentit le gaz interstellaire avant qu'il n'atteigne le choc. Le profil de vitesse du plasma près du choc est donc modifié, avec un premier sous-choc de rapport $r = 2 - 3$ et un second saut de vitesse de rapport $r = 3 - 4$. Le rapport total, proche de 8-10, est nettement supérieur à la valeur $r = 4$ sans rétroaction. Les RCs seront accélérés dans le sous-choc à basse énergie et diffuseront de part et d'autre du choc total à haute énergie, conduisant à une distribution $f(p)$ d'indice se durcissant (r croissant) à plus haute énergie, comme montré sur la figure 3.2.

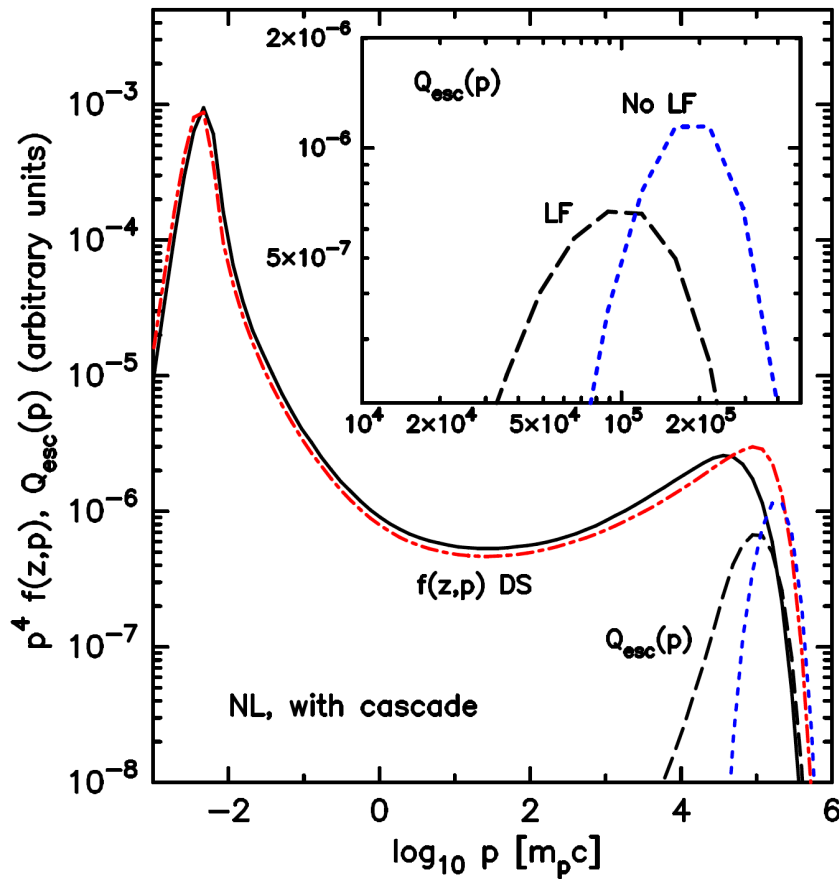


FIGURE 3.2 – Fonction de distribution des protons, simulée par Monte Carlo avec un modèle non linéaire d'accélération dans un choc superdiffusif (Bykov et al., 2017). Les spectres des particules en aval (DS) et des particules s'échappant en amont (Q_{esc}) sont montrés. Les courbes noires sont pour le cas de superdiffusion, celles de couleur pour la diffusion normale. L'insert est un zoom sur les spectres de fuite.

Ces mêmes particules se propageant en amont du choc vont également amplifier des turbulences magnétiques jusqu'à des intensités pouvant être bien plus grandes

que le champ moyen ambiant. Cette amplification est possible pour des chocs parallèles ou perpendiculaires (Matthews et al., 2017). De telles intensités permettent d'accélérer efficacement les RCs à haute énergie, mais la simulation de la figure 3.2 montre que les énergies maximales atteignent tout juste 10^{15} eV. Une tension subsiste avec les observations des télescopes au TeV qui révèlent des spectres γ plus mous dans les restes de supernova et qui ne dépassent pas quelques dizaines de TeV. Des observations récentes du reste de supernova de Tycho par VERITAS et *Fermi* (Archambault et al., 2017) suggèrent que le spectre de protons pourrait s'arrêter bien avant les énergies du PeV. Il subsiste de plus une grande ambiguïté sur l'origine des rayons γ et la proportion due aux noyaux cosmiques et à l'émission Compton inverse des électrons.

Les observations de restes de supernova

On peut noter deux canaux d'observation principaux pour étudier le lien entre les restes de supernova et les RCs : l'émission synchrotron des électrons cosmiques dans le champ magnétique du reste et l'émission de rayons γ provenant de l'interaction des noyaux accélérés avec le gaz du reste et du milieu interstellaire en amont du choc.

Les supernovae sont des sources classiques pour l'astronomie γ aux énergies du GeV et du TeV. Bien que la présence de populations de particules non thermiques apparaisse évidente, les preuves d'accélération de noyaux restent plus rares à cause de la dégénérescence entre les émissions d'origine leptonique par Compton inverse, et celles d'origine hadronique par interaction avec le gaz. Un exemple typique est celui du reste de supernova RX J1713.7-3946 dont l'émission γ peut être expliquée par un scénario leptonique (Finke et Dermer, 2012) ou hadronique (Gabici et Aharonian, 2014). Cependant, différentes observations récentes de supernovae interagissant avec des nuages moléculaires proches présentent pour la première fois les preuves d'une accélération de protons dans leurs chocs. Ackermann et al. (2013) ont observé avec *Fermi*-LAT une signature de désintégration de pions π^0 dans les restes de supernova W44 et IC443.

Une émission synchrotron en rayons X a été trouvée dans plusieurs restes de supernova, telles que SN 1006 (Koyama et al., 1995), RX J1713.7-3946 (Koyama et al., 1997) ou Cas A (Allen et al., 1997). Ces observations signent la présence d'électrons d'environ 100 TeV récemment accélérés par l'onde de choc. Les émissions synchrotron détectées en radio/X pour des électrons cosmiques âgés/jeunes sont des outils importants pour compléter les observations dans le domaine γ pour lever la dégénérescence sur l'origine hadronique ou leptonique des photons γ . L'émission synchrotron en X et en radio permet notamment de contraindre l'intensité du champ magnétique et la contribution du Compton inverse à l'émission totale de photons γ . Des champs magnétiques intenses ($\sim 100 \mu\text{G}$) ont été découverts dans des filaments d'intensité synchrotron X rapidement variable dans la source J1713.7-3946 (Uchiyama et al., 2007). Les observations en rayons X d'un précurseur en amont du choc dans SN 1006 sont cohérentes avec les prédictions de la théorie non linéaire, indiquant une amplification du champ magnétique d'un facteur ~ 10 au choc (Morlino et al., 2010). Des facteurs de compression forts ont ainsi pu être estimés, par exemple dans les objets SN 1006 (Cassam-Chenaï et al., 2008) ou Tycho (Warren et al., 2005). La revue par Vink (2012) donne plus de détails sur l'importance de ces observations mais aussi sur les difficultés qui les accompagnent.

La Figure 3.3 montre deux exemples d'observations : RX J1713.7-3946 et Tycho. Le premier est un reste de supernova à effondrement de cœur. Ses émissions de

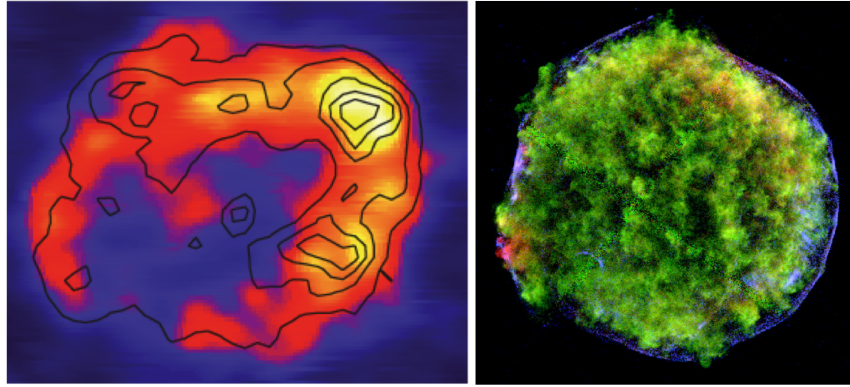


FIGURE 3.3 – *Gauche* : Émission γ à haute énergie de RX J1713.7-3946 détectée par HESS (Aharonian et al., 2007). Les contours correspondent à l'émission X entre 1 et 3 keV mesurée par le Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics (ASCA, Uchiyama et al., 2002a). *Droite* : Observation en rayons X du reste de supernova Tycho par Chandra (Warren et al., 2005). Les trois couleurs correspondent aux bandes en énergie 0.95-1.26 keV (rouge), 1.63-2.26 keV (vert) et 4.1-6.1 keV (bleu).

rayons γ (couleurs) et X (contours) sont très bien corrélées spatialement, ce qui peut s'expliquer si les électrons vus en synchrotron en X diffusent le rayonnement cosmologique en rayons γ (peut-être). Le reste de supernova de Tycho provient de l'explosion d'une supernova de type Ia qui a eu lieu en 1572 à 3 kpc du système solaire. L'image montre l'émission thermique du gaz en rayons X, venant principalement des éjectas de l'explosion, ainsi que l'émission synchrotron des électrons accélérés près de l'onde de choc (en bleu sur l'image).

Fuite des rayons cosmiques du choc

Les RCs de haute énergie ayant le plus grand rayon de giration se découplent les premiers de la structure magnétique aux alentours du choc et s'évadent ainsi les premiers du reste de supernova. Le spectre de particules qui s'échappent du choc est donc très différent de celui des particules accélérées (voir Figure 3.2).

Dans leur analyse de 2013, Malkov et al. considèrent que le transport des RCs aux alentours d'une source est ensuite régulé par leur diffusion sur des ondes d'Alfvén qu'ils génèrent eux-mêmes car leur pression diminue avec la distance à la source (voir la section 3.4). En s'éloignant, leur confinement par les turbulences se fait de moins en moins efficace et leur permet de s'échapper de plus en plus vite. Cette fuite se fait de façon anisotrope le long des lignes de champ et une interaction avec un nuage proche, visible par les rayons γ , nécessite une connexion entre la source et le nuage cible via un tube magnétique. L'interprétation des données γ aux alentours des restes de supernova dépend donc de façon critique de notre compréhension du spectre de particules émergeant des sources, du mode de transport près des sources et de la configuration 3D du gaz et du champ magnétique moyen autour de la source. Ces trois aspects restent très difficiles à étudier, tant sur le plan théorique qu'observationnel, et l'accélération des RCs est généralement traitée de façon séparée de leur propagation loin des sources.

3.4 Propagation des rayons cosmiques

Le traitement théorique de la propagation des rayons cosmiques part de la théorie cinétique avec l'équation de Boltzmann. Cette description peut être simplifiée en étudiant seulement les propriétés statistiques des particules à travers des moyennes d'ensemble. Les échelles de temps et d'espace considérées doivent être grandes par rapport à celles des mouvements microscopiques des particules. Le plasma dans lequel se propagent les RCs peut être traité de la même manière, avec les hypothèses supplémentaires de la magnétohydrodynamie (MHD) idéale : les protons et les électrons se déplacent à une même vitesse, le plasma est électriquement neutre (densité de charge moyenne nulle) et le champ magnétique est gelé dans le plasma. Le cadre le plus courant pour étudier la propagation des RCs est celui de la théorie quasi linéaire (voir la revue de [Shalchi, 2009](#)). Les turbulences magnétiques sont alors supposées de faible amplitude et sont traitées de façon perturbative.

Diffusion parallèle au champ moyen

Dans un champ magnétique uniforme, une particule chargée va spiraler autour des lignes de champ magnétique avec un rayon de giration (ou rayon de Larmor) : $r_L = pc/ZeB$ (en CGS) avec p la quantité de mouvement de la particule, Z son numéro atomique, e la valeur absolue de la charge élémentaire, B la norme du champ magnétique en Gauss et c la vitesse de la lumière. Ce mouvement se caractérise également par son inclinaison par rapport au champ magnétique avec le paramètre $\mu = \cos(\theta) = v_{\parallel}/v$, le cosinus de l'angle d'inclinaison où v est la vitesse de la particule et $v_{\parallel}$ sa composante colinéaire au champ magnétique. Il est également utile de définir la rigidité, $R = p/Ze$, exprimée en Volts. Dans ce mouvement, la quantité de mouvement est conservée, le champ magnétique ne travaillant pas. Un champ électrique est nécessaire pour accélérer les particules.

En ajoutant des turbulences fluctuant autour du champ magnétique moyen, les particules vont diffuser sur les turbulences de longueur d'onde comparable avec leur rayon de giration et perdre leur direction initiale au fur et à mesure de leur propagation. Le libre parcours moyen est généralement supposé grand devant le rayon de giration, qui lui même est grand devant les échelles cinétiques du plasma. Dans ce cas, la propagation des particules peut être décrite comme une diffusion. On a alors $\kappa_{\parallel} = \langle x^2 \rangle / 2t^a$ le coefficient de diffusion parallèle aux lignes de champ et $a = 1$ pour de la diffusion normale (Markovienne). Des valeurs de a entre 0 et 1 correspondent à de la sous-diffusion et entre 1 et 2 à de la super-diffusion. La propagation est balistique pour $a = 2$. La diffusion peut être considérée de manière équivalente dans l'espace des positions avec le coefficient de diffusion $\kappa_{\parallel}$ ou dans l'espace des phases des angles d'inclinaison, avec l'équation de Fokker-Planck et son coefficient $D_{\mu\mu}(\mu)$. La théorie quasi linéaire donne les relations :

$$\kappa_{\parallel} = \frac{v}{3} \lambda_{\parallel} = \frac{v^2}{8} \int_{-1}^{+1} d\mu \frac{(1 - \mu^2)^2}{D_{\mu\mu}} \sim \frac{v}{3} \frac{r_L}{\langle \delta B(k_{res})^2 \rangle / B_0^2} \quad (3.4)$$

avec $\lambda_{\parallel}$ le libre parcours moyen parallèlement au champ magnétique et B_0 l'amplitude de ce champ moyen. $\langle \delta B(k_{res})^2 \rangle$ est l'amplitude des turbulences au nombre d'onde de la résonance (parallèle au champ magnétique) $k_{res} = 1/r_L$.

L'étude du spectre de la densité d'énergie des turbulences est fondamentale pour la propagation des RCs. La densité d'énergie des turbulences $W(k)$ est définie telle que $\int_{1/L}^{\infty} W(k) dk = \langle \delta B^2 \rangle / B_0^2$, avec L la plus grande échelle des perturbations. Le

spectre $W(k)$ est dit de Kolmogorov si $W(k) \propto k^{2-\delta}$ avec $\delta = 1/3$ (Kolmogorov, 1941). L'autre type de spectre de turbulence généralement utilisé est dit de Kraichnan–Iroshnikov (Kraichnan, 1965), avec $\delta = 1/2$. Le type de spectre semble fortement dépendre des conditions considérées. Par exemple, en cas de fortes turbulences MHD, les simulations de Perez et al. (2012) indiquent que le spectre adopte une dépendance en $k^{3/2}$. Il n'y a généralement pas de consensus sur l'utilisation de l'un ou l'autre des spectres (pour une discussion voir Elmegreen et Scalo, 2004).

Pour un spectre de turbulence en loi de puissance, le coefficient de diffusion parallèle prend la dépendance en rigidité suivante :

$$\kappa_{\parallel}(R) = \kappa_0 \beta \left(\frac{R}{R_0} \right)^{\delta} \quad (3.5)$$

avec R_0 l'échelle de rigidité et $\beta = v/c$ la vitesse réduite des particules.

Diffusion perpendiculaire au champ moyen

La diffusion perpendiculaire au champ moyen est possible avec le mouvement stochastique des lignes de champ autour du champ moyen (Jokipii, 1966). Ce mouvement peut être décrit sous forme de diffusion. Les particules peuvent également traverser le champ exact à cause de variations de l'intensité ou de la direction du champ magnétique aux grandes échelles, ou par diffusion sur des turbulences MHD aux petites échelles (Desiati et Zweibel, 2014). La diffusion perpendiculaire reste généralement très petite devant le transport parallèle. Une estimation du rapport des coefficients de diffusion est donnée par (Drury, 1983) :

$$\frac{\kappa_{\perp}}{\kappa_{\parallel}} = \frac{\langle \delta B^2 \rangle}{B_0^2}. \quad (3.6)$$

Dans des zones de très fortes turbulences comme des chocs, la diffusion perpendiculaire peut cependant être importante, le transport devenant alors isotrope. Le cas extrême est celui de la diffusion de Bohm, le parcours moyen étant alors de l'ordre du rayon de giration et le coefficient de diffusion devenant minimal : $\kappa_B = \frac{v}{3} r_L$. Dans le milieu turbulent des superbules perturbé par les restes de supernova à répétition et par des vents supersoniques d'étoiles massives, on s'attend également à des taux de turbulence proches de la saturation ($\frac{\langle \delta B^2 \rangle}{B_0^2} \sim 1$). Dans l'héliosphère, la diffusion perpendiculaire est fortement réduite par rapport à celle parallèle au champ moyen (Burger et al., 2000; Ferreira et al., 2001) : $\lambda_{\perp} / \lambda_{\parallel} \sim 0.01$, mais peut aussi attendre des valeurs proches de l'unité (Dwyer et al., 1997; Zhang et al., 2003). Les simulations et la théorie ont montré que l'approche quasi linéaire est incorrecte pour estimer le libre parcours moyen perpendiculaire, mais aussi le libre parcours moyen parallèle (Shalchi et al., 2004).

Cascade de turbulences magnétiques et amortissement

Les interactions entre les RCs et les turbulences MHD de petites amplitudes se font à travers deux modes de résonance. Le premier correspond aux gyrorésonances avec les ondes d'Alfvén, qui sont des ondes de cisaillement incompressibles, se propageant majoritairement le long de B . Le second correspond à la résonance de Landau avec les ondes magnétosoniques, qui sont des ondes longitudinales pouvant être rapides ou lentes (par rapport à la vitesse d'Alfvén). Les turbulences avec

lesquelles interagissent les RCs peuvent être préexistantes dans le MIS quand elles sont générées par les vents stellaires ou par les ondes de choc de supernovae avec des échelles d'injection de 10 à 100 pc. Ces échelles sont cependant beaucoup trop grandes par rapport aux rayons de giration des RCs pour qu'ils puissent interagir avec elles. Par exemple, r_L est de l'ordre de 10^{-5} pc à 10 GeV dans un champ magnétique de 1 μ G. Les turbulences vont cascader graduellement à de plus petites échelles à cause d'interactions ondes-ondes qui les amortissent (Ptuskin et Zirakashvili, 2003), dans un processus pouvant être décrit comme une diffusion dans l'espace des vecteurs d'ondes (Zhou et Matthaeus, 1990; Miller et Roberts, 1995).

Cependant, cette description comme une diffusion en nombre d'onde ne prend pas en compte que les ondes d'Alfvén cascaded aux petites échelles de manière anisotrope. Un transfert d'énergie s'opère des nombres d'onde parallèles au champ moyen à ceux perpendiculaires (Shebalin et al., 1983; Sridhar et Goldreich, 1994). Mais les turbulences majoritairement perpendiculaires sont moins efficaces pour interagir avec les particules car la moyenne du champ fluctuant sur un rayon de giration donne alors seulement une petite contribution.

De plus, les turbulences sont amorties durant leur propagation, qu'il s'agisse d'ondes d'Alfvén ou d'ondes magnéto-soniques. Ces dernières sont souvent négligées car plus facilement amorties. L'amortissement peut être linéaire, avec la friction ion-neutre dans les régions partiellement ionisées. Plusieurs processus non linéaires existent également, tel que l'interaction ondes-ondes responsable de la cascade évoquée précédemment. Des interactions ondes-particules peuvent aussi avoir lieu quand deux ondes de fréquences proches se superposent, forment un 'battement' et transfèrent de l'énergie vers un ion thermique (Lee et Völk, 1973). Les turbulences peuvent enfin être amorties à cause des gradients ou des courbures dans le champ régulier, ou à cause de cisaillements à petite échelle. L'amortissement par friction ion-neutre est généralement efficace et a notamment conduit Skilling (1971) et Holmes (1975) à supposer une zone près du plan Galactique présentant assez peu de turbulences pour que la propagation des particules y soit balistique. Sans ces turbulences, d'autres sources de diffusion pour les particules ont été proposées, telles que les miroirs magnétiques dans les nuages moléculaires (Chandran, 2000) ou la diffusion sur les ondes magnéto-soniques rapides (Yan et Lazarian, 2002).

Génération de turbulences par les rayons cosmiques

Ce problème de manque de turbulences aux échelles des rayons de giration des RCs a trouvé une solution avec une autre source de turbulences : les RCs eux-mêmes. Ces derniers sont en effet capables de générer des ondes MHD à travers l'instabilité d'écoulement (streaming instability) (Kulsrud et Pearce, 1969), qui se déclenche sous deux conditions. La première est que les RCs se déplacent plus rapidement que la vitesse d'Alfvén locale (la vitesse caractéristique des turbulences magnétiques parallèle au champ pré-existant), $v_A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho}$, avec B_0 le champ magnétique moyen, en Gauss. La seconde condition est que la distribution des RCs soit inhomogène spatialement. Un transfert d'énergie a alors lieu des RCs aux ondes. Les ondes d'Alfvén sont amplifiées à la longueur d'onde résonante avec r_L et descendent le gradient de pression des RCs le long des lignes de champ à la vitesse v_A . Les ondes d'Alfvén pré-existantes remontant le gradient sont au contraire amorties, donnant de l'énergie aux particules. Ce sens privilégié pour amplifier et amortir les turbulences mène à une population d'ondes se propageant toutes dans la même direction. Les RCs vont diffuser sur ces ondes qu'ils ont générées et, en cas de diffusion efficace, leur

distribution va tendre vers l'isotropie dans le référentiel des ondes. Les RCs vont ainsi réduire leur vitesse de groupe à celle des ondes : v_A .

Ce processus d'instabilité résonante joue un rôle dans le transport dans la Galaxie et près des sources de RCs à cause de gradients significatifs de pression des RCs dans le MIS. (Blasi, 2013; Amato, 2014). Un second type d'instabilité, non résonant, a été remarqué par Bell (2004). Les turbulences produites ne sont alors pas des ondes cohérentes, mais des turbulences pures. Ces instabilités de Bell peuvent amplifier rapidement les turbulences à proximité des chocs de restes de supernova et expliquer les champs magnétiques importants déduits des observations des rayons X (Vink, 2012) (voir section 3.3). L'instabilité non résonante s'applique là où la densité et la vitesse des RCs sont particulièrement élevées, près des sources.

Les ondes d'Alfvén générées par les RCs vont cascader jusqu'aux échelles des mouvements thermiques du plasma et y déposer leur énergie. En régime permanent, l'amplification des ondes par instabilités est compensée par leur amortissement. L'énergie dissipée correspond à un transfert net d'énergie des RCs au gaz. Les RCs peuvent ainsi conduire à un chauffage efficace du gaz. Ce chauffage s'ajoute à celui entraîné par ionisation et interactions Coulombiennes. Combiné à la pression des RCs, il peut participer à la propulsion de vents Galactiques (Ipavich, 1975; Dorfi et Breitschwerdt, 2012; Everett et al., 2008). Qu'ils soient initiés ou non par des RCs, les flots de plasma des vents Galactiques vont entraîner les RCs avec eux.

La création d'ondes MHD sur lesquelles les RCs vont diffuser, ou l'influence des RCs sur la dynamique du gaz par chauffage et à travers leur pression, sont des effets non linéaires. Le cas de la particule test se propageant dans un environnement extérieur sans l'affecter est abandonné au profit d'un cadre où cette particule est capable de modifier l'environnement déterminant sa propagation.

Équation de transport

L'équation de transport des RCs a pour forme (Schlickeiser, 2002)

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v}_D \cdot \nabla f = & \nabla \kappa \nabla f + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left[\kappa_{pp} p^2 \frac{\partial f}{\partial p} \right] + \frac{1}{3} p \frac{\partial f}{\partial p} \nabla \cdot \mathbf{v}_D \\ & - \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} [p^2 \dot{p} f] - \frac{f}{\tau_s} - \frac{f}{\tau_r} + S(\mathbf{x}, p, t), \end{aligned} \quad (3.7)$$

avec $f = f(\mathbf{x}, p, t)$ la fonction de distribution des RCs pour une quantité de mouvement p isotrope. Les termes à gauche de l'égalité représentent la dérivée totale (Lagrangienne) le long de l'écoulement des particules. Les termes à droite sur la première ligne représentent la diffusion spatiale, celle dans l'espace des moments et le travail adiabatique. Les termes de la seconde ligne représentent les pertes continues (par exemple radiatives), celles dites catastrophiques (spallation), les pertes par désintégration radioactive, et l'injection par les sources. Je détaille et commente ces différents termes ci-dessous.

La vitesse $\mathbf{v}_D = \mathbf{u} + \bar{\mathbf{v}}_A$ est la vitesse de dérive des RCs, provenant de l'advection avec le plasma à la vitesse $\mathbf{u}$ et avec les ondes d'Alfvén. Cette dernière se fait à la vitesse d'Alfvén effective, $\bar{\mathbf{v}}_A$, qui est une moyenne sur la direction des ondes. Si les ondes vont dans une même direction, ce qui est favorisé dans le cas de leur excitation par les RCs, la vitesse effective sera celle d'Alfvén. A l'opposé, s'il y a autant d'ondes d'Alfvén se propageant dans les deux directions, la vitesse effective sera nulle.

κ est le tenseur de diffusion spatiale évoqué plus haut. Sa diagonale dans la base idoine est composée des coefficients de diffusion parallèle et perpendiculaire au champ magnétique moyen.

Le terme suivant décrit la diffusion dans l'espace des moments, équivalente à une accélération de Fermi d'ordre deux, à cause de la diffusion sur les turbulences magnétiques. Pour une discussion sur le lien avec le mécanisme original de Fermi, voir [Thornbury et Drury \(2014\)](#). Cette accélération est possible si des ondes d'Alfvén se propagent dans les deux directions. En effet, pour des ondes allant dans une unique direction, il est toujours possible de se ramener dans leur référentiel et d'annuler ainsi le champ électrique nécessaire à l'accélération de particules. Le coefficient de diffusion dans l'espace des moments correspondant, κ_{pp} , est relié au coefficient de diffusion spatiale parallèle $\kappa_{\parallel}$ par $\kappa_{pp} \propto p^2 v_A^2 / \kappa_{\parallel}$. Ce processus est habituellement qualifié de réaccélération.

Le terme suivant de compression/décélération adiabatique peut fournir une accélération (Fermi d'ordre un) si le flot est convergent : $\nabla \cdot \mathbf{v}_D < 0$. Dans les zones turbulentes présentant à la fois un flot convergent et divergent, il peut aussi se produire une accélération de Fermi d'ordre deux ([Bykov et Toptygin, 1982](#)).

Le terme de pertes continues prend en compte les interactions avec le gaz interstellaire comme la production de pions, l'ionisation ou la diffusion Coulombienne suivant l'énergie des noyaux cosmiques. Les pertes catastrophiques couvrent la spallation et la désintégration radioactive. Enfin, le terme d'injection initiale de RCs est noté S . Les possibles mécanismes d'accélération sont discutés dans la Section 3.3.

En considérant le cas simplifié du régime stationnaire, unidimensionnel, où les pertes sont négligeables, la propagation dominée par la diffusion et le coefficient de diffusion uniforme, l'équation devient :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa \frac{\partial}{\partial z} f \right) + S(z, p) = 0. \quad (3.8)$$

avec z la hauteur par rapport au plan Galactique. Le terme de source peut être modélisé comme $S(z, p) = N(p) \mathcal{R} / \pi R_d^2 \delta(z)$, avec $\mathcal{R}$ la fréquence temporelle d'injection, R_d le rayon du disque Galactique et $N(p)$ le spectre des particules injectées (par unité de quantité de mouvement) par exemple par les restes de supernova. En imposant une densité de particules nulle à l'altitude H , la fonction de distribution dans le plan Galactique ($z = 0$) obtenue est

$$f(z = 0, p) = \frac{\mathcal{R} H}{2\pi R_d^2} \frac{N(p)}{\kappa(p)} \quad (3.9)$$

Ainsi, dans le cas simple considéré ici, la dépendance spectrale du coefficient de diffusion se retrouve dans le spectre des RCs propagés dans la Galaxie. Leur fonction de distribution en quantité de mouvement peut s'écrire $f \propto p^{-\alpha-\delta}$, avec α l'indice spectral du spectre d'injection à la source et δ celui du coefficient de diffusion.

Dans le cas d'une diffusion Galactique avec un indice spectral de Kolmogorov, $\delta \sim 1/3$, le spectre des particules propagées obtient une dépendance en $E^{-2.3}$. Ce spectre est cependant trop dur par rapport à la pente mesurée en -2.7 . Les observations semblent donc indiquer un spectre des RCs accélérés plus mou que celui prédit par la théorie standard dans les restes de choc de supernova.

Codes de propagation

En plus des approches analytiques, la propagation des RCs peut être étudiée avec des solutions numériques. Les prédictions pour de nombreuses observables peuvent être comparées aux observations et pointer les faiblesses dans les modèles actuels. Un des projets pionniers dans cette entreprise a été le code GALPROP². Ce code résout l'équation transport des RCs en 2D avec symétrie cylindrique ou en 3D complète. Les RCs sont propagés dans la Galaxie dont le gaz est modélisé à partir des données HI, CO et infrarouge. Le modèle pour le champ de rayonnement interstellaire provient des calculs de Porter et al. (2008). GALPROP est toujours maintenu et a été utilisé pour de nombreux travaux. Différents codes de propagation avec leurs spécificités sont apparus depuis comme DRAGON (Evoli et Yan, 2014), USINE (Putze et al., 2009; Maurin, 2018) ou PICARD (Kissmann, 2014). Tous ces codes évoluent actuellement pour passer d'une description 2D axisymétrique du gaz et des rayonnements dans la Galaxie à une distribution 3D prenant en compte les concentrations de gaz et d'étoiles dans les bras spiraux. Jóhannesson et al. (2019) ont calculé avec une version 3D de GALPROP la valeur moyenne (uniforme et isotrope) du coefficient de diffusion aux échelles Galactiques :

$$\kappa = 4.55 \times 10^{28} \left(\frac{R}{4 \text{ GV}} \right)^{0.344} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (3.10)$$

Des approximations usuelles, par exemple dans le cas de particules test, peuvent cependant limiter l'interprétation des résultats obtenus. Des investigations sur la rétroaction des RCs sur leur milieu de propagation ont été menées dans des simulations MHD avec par exemple les codes PIERNICK (Hanasz et al., 2010), FLASH (Girichidis et al., 2018), RAMSES (Dubois et Commerçon, 2016), ENZO (Salem et Bryan, 2014), PLUTO (Mignone et al., 2018), AREPO (Pfrommer et al., 2017) ou plus récemment CREST (Winner et al., 2019) pour la propagation des électrons cosmiques. De plus, le traitement de certains processus de transport comme l'advection par des vents ou la diffusion se fait souvent de façon phénoménologique et non au niveau physique.

De même, imposer des cassures ad hoc dans les spectres d'injection ou dans le coefficient de diffusion indique des lacunes dans notre compréhension. Pour ce qui est de la cassure observée vers 300 GV dans les spectres locaux des noyaux cosmiques, Evoli et al. (2018) propose une origine physique due à un changement de mode de propagation à la fois en énergie et spatialement : à cause du gradient de densité de RCs hors du disque Galactique, les noyaux diffuseraient sur des ondes d'Alfvén autogénérées dans les régions proches du plan Galactique et diffuseraient sur de la turbulence magnétique induite par les supernovae à plus haute altitude au-dessus du plan ($\gtrsim 2$ kpc). Ce modèle rend compte du durcissement des spectres des différents noyaux cosmiques au-dessus de 300 GV et il permet dans le même temps de s'affranchir d'une taille de halo fixée a priori (voir section 3.5).

3.5 Contraintes observationnelles

Les rayons cosmiques secondaires

L'abondance des produits de réactions de spallation dans la composition des RCs fournit des informations précieuses. Le rapport des flux de RCs secondaires stables

2. <https://galprop.stanford.edu>

sur primaires donne des informations sur la quantité d'interactions auxquelles ont participé les RCs primaires, et donc sur leur mode de propagation dans la Galaxie. Le rapport le plus utilisé est celui du bore sur carbone, B/C, pour plusieurs raisons. Le bore est majoritairement secondaire, les mesures sont exploitables jusqu'aux hautes énergies et les sections efficaces de production à partir de C, N et O sont suffisamment bien connues. Le nombre d'interactions avec le gaz est quantifié par le grammage, Λ , en g cm^{-2} . Il est directement lié au rapport des densités B/C (mais cela est aussi valable pour n'importe quel autre rapport secondaire sur primaire) par $n_B/n_C \propto \sigma_B \Lambda / \mu m_p$ où σ_B est la section efficace de production du bore par spallation, m_p la masse du proton et μ la masse atomique moyenne du MIS. Les mesures indiquent que les RCs au GeV doivent accumuler un grammage de $\Lambda \sim 10 \text{ g cm}^{-2}$ durant leur temps de résidence dans le disque Galactique. Le grammage ainsi obtenu permet de contraindre plusieurs aspects de la propagation des RCs.

Pour une densité de masse moyenne de gaz dans le disque $\bar{\rho}$, et un temps de résidence dans le disque τ_{res} , le grammage peut s'écrire $\Lambda = \bar{\rho} \tau_{res} c$. En prenant une densité typique du MIS de 1 cm^{-3} , on obtient un temps de résidence dans le disque τ_{res} de quelques millions d'années (Ma). De plus, dans l'hypothèse d'une propagation purement diffusive, avec un coefficient de diffusion uniforme et un halo de hauteur H , le coefficient de diffusion peut être estimé par

$$D \sim 3 \times 10^{28} \left(\frac{H}{5 \text{ kpc}} \right) \left(\frac{\Lambda}{10 \text{ g cm}^{-2}} \right)^{-1} \text{ cm}^2 \text{s}^{-1}. \quad (3.11)$$

La dépendance en énergie du grammage déterminée à partir du rapport B/C permet donc de contraindre celle du coefficient de diffusion. Cette approche présente cependant des limites, comme montré récemment par [Vecchi et al. \(2019\)](#) en se basant sur des simulations avec le code USINE. L'indice spectral du rapport B/C de leurs simulations diffère fortement de celui déduit du grammage à cause de processus physiques négligés dans les hypothèses précédentes, comme les collisions inélastiques avec la matière du MIS. Ainsi, la dépendance en énergie du rapport B/C ne peut être interprétée directement comme celle du coefficient de diffusion.

Une autre contrainte observationnelle liée au rapport B/C requiert la prise en compte de processus physiques supplémentaires. Son spectre en énergie présente en effet un pic autour du GeV dont l'origine physique n'est pas clairement déterminée. Différentes explications ont été avancées impliquant de la réaccélération dans le MIS ([Drury et Strong, 2017](#)), de la convection avec des vents Galactiques ou une cascade non linéaire de turbulences MHD modifiant le coefficient de diffusion à basse énergie ([Ptuskin et al., 2006](#); [Maurin et al., 2010](#)).

Le lien direct supposé entre grammage et temps de résidence dans le disque Galactique constitue également une hypothèse très forte. En effet, il est tout à fait possible d'imaginer qu'une majorité des interactions des RCs avec le gaz se produit sur un temps restreint dans une zone dense particulièrement turbulente. Une fraction non-négligeable du grammage observé sur Terre pourrait avoir été accumulée près des sources ([Ptuskin et al., 2008](#); [Malkov et al., 2013](#); [Nava et al., 2016](#); [D'Angelo et al., 2016](#)) puisque les RCs peuvent être confinés par le haut niveau de turbulence qu'ils ont eux-même contribué à créer dans l'environnement proche des sources. L'impact sur le grammage dépend cependant fortement de l'environnement à proximité des sources et de l'amortissement qu'il induit sur les turbulences. À l'inverse, la zone de faible densité de matière dans laquelle se trouve le Soleil, appelée la Bulle locale, pourrait avoir une influence sur le grammage ([Donato et al., 2002](#)) et sur la composition en noyaux lourds ([Combet et al., 2005](#)).

Les RCs secondaires instables servent à contraindre le temps de résidence dans la Galaxie, τ_{esc} . L'isotope radioactif ^{10}Be est adapté car son temps de désintégration, $\tau(^{10}\text{Be}) \sim 1.4 \text{ Ma}$, est du même ordre de grandeur que le temps de résidence des RCs dans le disque de la Galaxie. Le rapport $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ indique un temps de résidence dans la Galaxie $\tau_{esc} \sim 10 - 20 \text{ Ma}$ (Gaisser et al., 2016). Avec les mêmes hypothèses qu'énoncées plus haut, ce temps implique une hauteur de halo de 4-20 kpc (Strong et Moskalenko, 1998)

Anomalies dans les spectres primaires

Les expériences PAMELA puis AMS-02 ont récemment mesuré des anomalies dans le spectre des RCs. La première anomalie est un spectre de protons plus mou que celui de l'hélium à toutes les énergies. La seconde est un durcissement des spectres des RCs primaires au-dessus d'environ 300 GeV, avec un changement d'indice spectral de ~ 0.13 (Aguilar et al., 2015a,b).

La différence spectrale entre l'hydrogène et l'hélium n'a pas encore d'explication définitive. Les principales propositions concernent l'accélération et la fuite des RCs des sources. L'injection au niveau du choc pourrait se faire à des temps différents (Erlykin et Wolfendale, 2015; Ohira et Ioka, 2011), avec des efficacités différentes (en fonction du rapport masse sur charge A/Z , Malkov et al., 2012; Hanusch et al., 2019), ou par des populations de sources différentes (avec des environnements riches en hydrogène ou en hélium, Tomassetti, 2015).

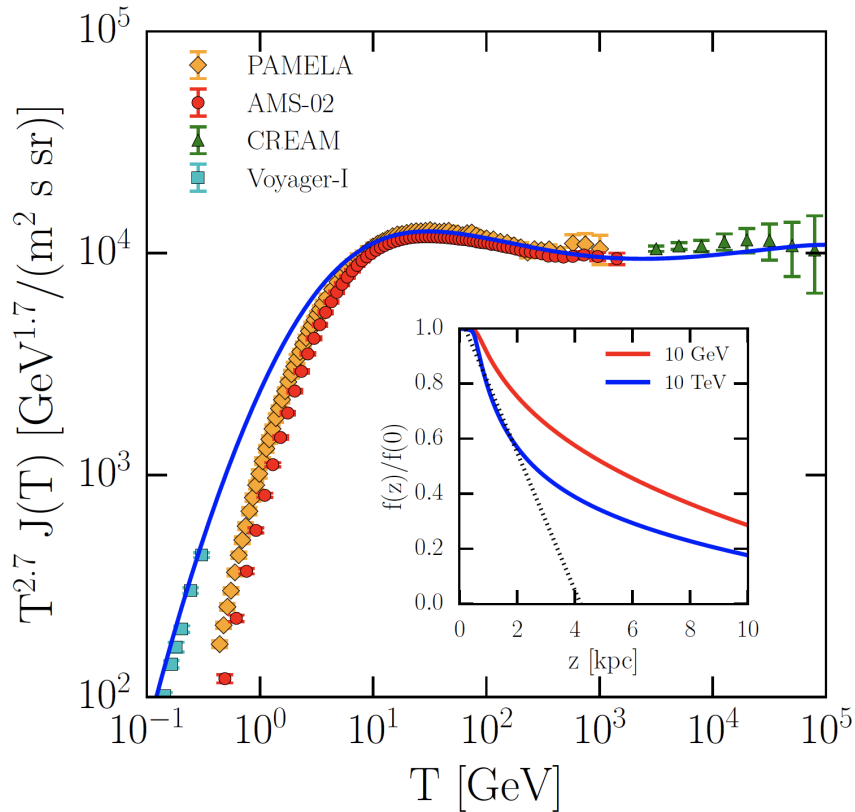


FIGURE 3.4 – Spectre en énergie cinétique des protons mesurés dans le milieu local par différentes expériences. La courbe bleue est le résultat du modèle de Evoli et al. (2018). L'insert montre la dépendance en fonction de l'altitude prédite par leur modèle.

Le durcissement des spectres autour de 300 GeV, montré en Figure 3.4, trouve probablement son origine dans les mécanismes de propagation. C'est ce qu'indique notamment l'analyse de Génolini et al. (2017), où une cassure dans le spectre en rigidité du coefficient de diffusion permet de reproduire les données d'AMS-02. A nouveau, plusieurs explications physiques ont été avancées pour décrire cette cassure. Tomassetti (2012) considère un modèle à deux zones où le coefficient de diffusion près du plan, où les turbulences sont injectées par les sources, est différent de celui à plus haute altitude. Dans une autre hypothèse, introduite par Blasi et al. (2012), les turbulences sur lesquels les RCs diffusent sont de deux types : induites par les RCs ou injectées par les sources. La cassure spectrale provient alors du passage d'une diffusion dominée par le premier type aux basses énergies, à une diffusion dominée par le second aux hautes énergies. Une estimation rapide indique que l'équilibre entre l'amortissement non linéaire des ondes d'Alfvén et leur amplification par les instabilités de propagation se fait à des rigidités autour de 200-300 GeV, très proches de la cassure observée. Ce modèle a ensuite été développé par Aloisio et Blasi (2013), pour inclure notamment d'autres éléments que l'hydrogène, et permet d'obtenir des spectres et un rapport B/C cohérent avec les données. Enfin, dans un traitement plus complet incluant l'advection des turbulences hors du disque Galactique, un halo de quelques kiloparsecs émerge naturellement sans prescription de hauteur a priori (Evoli et al., 2018). La comparaison de leurs prédictions avec les données est montrée en Figure 3.4.

Les antiparticules

Les mesures de flux de RCs d'antimatière apportent des informations importantes pour la propagation des RCs, pour la cosmologie et pour les productions non standards de particules. Dans le scénario classique, les positons et les antiprotons sont supposés secondaires. Les fractions $e^+/(e^+ + e^-)$ et $\bar{p}/p$ devraient donc décroître avec l'énergie, en suivant la tendance du grammage.

La découverte de l'augmentation au-delà de ~ 8 GeV de la fraction de positons a donc suscité beaucoup d'intérêt. Elle fut successivement observée par le High-Energy Antimatter Telescope (HEAT, Barwick et al., 1997), AMS-01 (AMS-01 Collaboration et al., 2007), PAMELA (Adriani et al., 2009) puis finalement par AMS-02 (Aguilar et al., 2013). De même, le spectre des antiprotons est plus dur que prévu, avec un rapport $\bar{p}/p$ au-dessus de 60 GeV presque plat, et un rapport $e^+/\bar{p} \sim 2$ au-dessus de 60 GeV.

Les tentatives pour expliquer ces déviations du modèle standard sont nombreuses et impliquent par exemple des sources proches de positons comme des pulsars (Proffumo, 2012), l'accélération de positons secondaires dans des restes de supernova (Blasi, 2009) ou de la matière noire (Bergström et al., 2008). Certains scénarios remettent même en cause les hypothèses de base de la propagation des RCs. Cowsik et Burch (2010) considèrent ainsi que la majorité du grammage est accumulée dans un cocon près des sources, le reste étant accumulé dans la Galaxie. Il en résulte une production de secondaires, et notamment de positons, décroissante avec l'énergie en dessous de 100 GeV/n, puis constante. Cependant, Evoli et al. (2015) et Giesen et al. (2015) ont noté que ces supposées anomalies peuvent redevenir compatibles avec le modèle standard une fois les incertitudes sur les sections efficaces et sur la propagation des RCs prises en compte. L'ajout des effets non linéaires pourrait également contribuer à relâcher cette apparente tension.

Le rayonnement électromagnétique

Une autre source importante d'informations sur les RCs provient des rayonnements électromagnétiques résultant de leurs interactions avec le gaz, avec les champs magnétiques et avec les champs de rayonnements interstellaires. L'émission synchrotron et l'émission γ ont été abordées dans les Sections 2.7 et 2.8, respectivement.

Les observations de la Galaxie dans le domaine des rayons γ ont permis d'étudier la distribution des noyaux cosmiques en fonction du rayon Galactique. Déjà COS-B (Strong et al., 1988), puis EGRET (Digel et al., 2001) et enfin *Fermi*-LAT (Abdo et al., 2010) à plus haute résolution, ont rapporté une variation du flux de protons (au delà de 5 kpc) variant très peu avec le rayon Galactique par rapport à la chute de densité des sources. Les théories standards de diffusion des rayons cosmiques prédisent pourtant que la distribution de RCs reste partiellement corrélée à celle des sources. Cette contradiction, appelée le "problème du gradient des RCs". Elle est illustrée sur la Figure 3.5 (b, d).

Une première tentative pour résoudre ce problème concerne la taille du halo. La Figure 3.5 (b) montre la prédiction de la distribution de densité de RCs issue du code GALPROP pour un halo de 6 kpc. Des tests avec différentes hauteurs de halo indiquent qu'une augmentation de sa taille au-delà de 10 kpc permet de réduire le gradient de densité, mais un halo trop grand entre en contradiction avec les mesures synchrotron et le rapport $^{10}\text{Be}/\text{Be}$.

Il est difficile d'augmenter fortement la densité des sources dans les régions externes de la Galaxie. Mais un biais dans la détermination des émissivités γ pourrait venir d'une augmentation de la quantité de gaz sombre vers la périphérie de la Galaxie. Une masse de gaz plus importante ayant échappé aux observations impliquerait moins de RCs pour produire la même quantité de photons γ . La diminution de la métallicité du centre au bord de la Galaxie favorise en effet la production de H_2 diffus sans contrepartie CO visible, par manque de molécules CO d'une part, mais aussi car la diminution du potentiel gravitationnel dans les régions externes ne favorise pas la condensation de nuages moléculaires suffisamment denses pour activer l'émission de raies CO.

Une approche différente a été proposée par Evoli et al. (2012), qui modifie la description standard de la propagation des RCs. À la place d'un coefficient de diffusion isotrope et uniforme, les auteurs ont corrélé sa composante perpendiculaire au champ magnétique Galactique avec la densité locale des sources de RC. En effet, le plus haut niveau de turbulence à proximité des sources facilite la diffusion perpendiculaire, et donc la fuite des RCs hors de ces régions actives. La distribution obtenue est ainsi moins piquée vers le centre Galactique, en accord avec les observations.

La Figure 3.5 (c) montre que le spectre des RCs devient aussi plus dur vers le centre de la Galaxie. Gaggero et al. (2015) ont proposé une interprétation phénoménologique en considérant un coefficient de diffusion dont l'indice spectral en rigidité varie dans la Galaxie et en supposant l'advection par un vent Galactique dans les régions centrales. Recchia et al. (2016) expliquent physiquement ce phénomène avec un transport des RCs dominé par l'advection (par rapport à la diffusion) près du centre Galactique. Le changement de régime de propagation provient de la densité importante de sources dans les régions près du centre, qui implique de forts gradient de flux de RCs. Ces gradients favorisent la génération d'ondes d'Alfvén par les RCs, qui se retrouvent confinés et entraînés par les ondes. Une autre explication a été avancée par Cerri et al. (2017). Les auteurs considèrent d'un côté la structure du champ magnétique Galactique, présentant un champ cohérent et poloidal dans

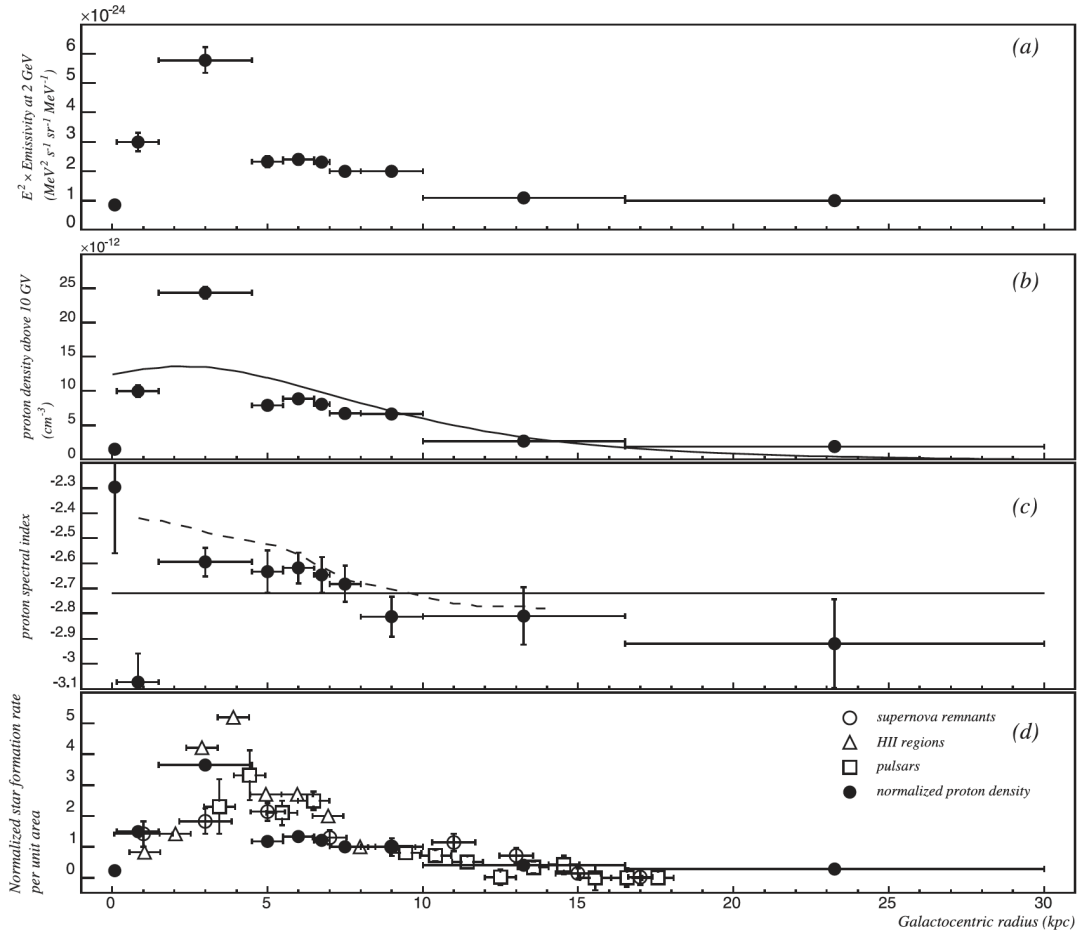


FIGURE 3.5 – Distribution radiale dans la Voie Lactée de différentes quantités : (a) émissivité γ par atome H mesurée par *Fermi*-LAT à 2 GeV, (b) flux de protons intégré au-dessus de 10 GV déduit du profil en (a) et comparé avec la prédiction du modèle SYZ6R30T150C2 de GALPROP (Ackermann et al., 2012b), (c) indice spectral des protons comparé avec la prédiction pour le même modèle de GALPROP pour des rigidités au dessus de 1 TV (ligne continue) et par le modèle de Gaggero et al. (2015) (ligne pointillée), (d) flux de protons intégré au-dessus de 10 GV et normalisé à sa valeur au rayon du Soleil. Les symboles vides correspondent au taux de formation d'étoiles tracé par les restes de supernova, les régions H II et les pulsars (Stahler et Palla, 2005). Les barres d'erreurs horizontales indiquent la largeur radiale des anneaux de gaz utilisés pour effectuer les mesures γ . Les trois points les plus proches du centre Galactique présentent de larges erreurs systématiques, non représentées ici, qui rendent ces mesures peu fiables. Adapté de Acero et al. (2016).

les régions proches du centre Galactique. Ce champ est perpendiculaire au plan Galactique. D'un autre côté, les auteurs remarquent que la composante du coefficient de diffusion parallèle au champ magnétique est plus dure en énergie que la composante perpendiculaire. Avec ces considérations, les auteurs ont implémenté une diffusion anisotrope des RCs dans le code DRAGON. Le durcissement obtenu dans leurs simulations provient d'une transition dans la fuite des RCs hors du plan Galactique. Cette fuite se fait perpendiculairement aux lignes de champ loin du centre, et devient parallèle aux lignes de champ en se rapprochant du centre.

Chapitre 4

Les superbulles

Les sites d'accélération de RCs précédemment présentés concernaient implicitement les restes de supernova isolés, évoluant dans un MIS de densité moyenne proche de $\sim 1 \text{ cm}^{-3}$. C'est une hypothèse raisonnable pour les supernovae thermonucléaires (Type Ia), mais pas pour celles à effondrement de cœur dont les étoiles parentes se trouvent la plupart du temps dans ou près d'associations d'étoiles OB. Ces étoiles massives, formées au cœur de nuages moléculaires géants, y vivent rapidement et dans des groupes stellaires compacts ($< 50 \text{ pc}$, [Higdon et Lingenfelter, 2005](#)). Les supernovae à effondrement de cœur sont donc fortement corrélées spatialement et temporellement. La combinaison des explosions de supernova, des vents supersoniques d'étoiles massives et des rayonnements ionisants produit une bulle en expansion de plasma chaud, ténu et turbulent, appelée superbulle ([Mac Low et McCray, 1988](#)). Les nombreuses ondes de choc, primaires et réfléchies, et le haut niveau de turbulence attendu à l'intérieur des superbulles en font des candidats plausibles pour accélérer ou réaccélérer des RCs ([Bykov et Fleishman, 1992](#); [Higdon et al., 1998](#); [Bykov, 2001](#); [Binns et al., 2007](#)). Je présente d'abord dans ce chapitre le type d'objet que sont les superbulles et les mécanismes permettant d'y accélérer des RCs. J'expose ensuite les arguments observationnels en faveur des superbulles comme accélérateurs. Je m'intéresse enfin au cas de la superbulle de Cygnus X, analysée en 2011 par la collaboration *Fermi* ([Ackermann et al., 2011](#)), puis à celui de la superbulle d'Orion-Eridanus, sujet principal de mes travaux de thèse exposés par la suite.

4.1 Formation et caractéristiques

4.1.1 Vents stellaires et supernovae

Les associations d'étoiles massives sont composées d'étoiles de type O, de masse entre 15 et $120 M_{\odot}$ et d'étoiles de type B, de masse entre 2 et $15 M_{\odot}$. La dynamique de ces étoiles est déterminée par leur rotation sur elle-même, leur métallicité et les champs magnétiques en leur sein, d'une intensité de l'ordre de 100 G ([Maeder et al., 2009](#)). Les forces radiatives d'une jeune étoile massive accélèrent ses couches externes et propulsent des vents rapides qui vont progressivement faire perdre de la masse à l'étoile. Les vents créent une bulle autour de l'étoile, terminée par une onde de choc. Par exemple, une étoile de $60 M_{\odot}$ injecte une énergie cinétique d'environ $8 \times 10^{50} \text{ ergs}$, avec une vitesse du choc terminal d'environ 2000 km s^{-1} ([Bykov, 2014](#)) proche des conditions d'expansion d'un reste de supernova. Dans les associations OB, la distance typique entre les étoiles est plus petite que la taille de leurs vents individuels. Ces derniers vont donc s'entrechoquer, puis progressivement se fondre.

De plus, les étoiles de plus de $8 M_{\odot}$, après une vie relativement courte de 3-35 Ma ([Schaller et al., 1992](#); [Chieffi et Limongi, 2013](#)), vont s'effondrer sous leur

propre poids quand la fusion de leur cœur de fer ne fournira plus assez d'énergie pour s'opposer à la force gravitationnelle. Une étoile à neutrons (ou un trou noir pour les plus massives) va se former lors de l'implosion du cœur de l'étoile et une quantité considérable d'énergie va être libérée sous forme de neutrinos et d'énergie cinétique d'éjecta, bien que le processus reste mal connu. Mais, contrairement au cas où elles sont isolées, les supernovae dans les associations OB ne vont pas produire de nombreuses petites coquilles (~ 20 pc) et déposer leur énergie en moins de 50 mille ans. Les associations OB sont généralement formées épisodiquement dans un même complexe de nuages moléculaires au cours de plusieurs sursauts de formation d'étoiles séparés de ~ 50 pc et ~ 4 Ma (Blaauw, 1991). Ainsi, les bulles formées par les vents stellaires, les radiations ionisantes et les explosions de supernova dans les associations OB compactes vont fusionner et s'étendre jusqu'à plusieurs centaines de parsecs pour former une vaste superbulle. Selon Higdon et Lingenfelter (2005), les supernovae à effondrement de coeur dans les superbulles représentent 75% de toutes les supernovae dans la Galaxie, avec une fréquence d'une tous les 50 ans dans une des ~ 3000 superbulles de la Galaxie. Durant les ~ 50 Ma de leur vie, ~ 300 supernovae peuvent ainsi exploser en leur sein.

4.1.2 Modèles d'évolutions et simulations

Les superbulles font partie intégrante de l'écologie du MIS et sont des sites de choix pour étudier la rétroaction des étoiles massives sur leur milieu de formation. Pour pouvoir interpréter les observations multi-longueurs d'onde de ces superbulles, des modèles de leur évolution sont nécessaires.

Injection d'énergie

Au début de la formation des superbulles, les bulles individuelles créées par les explosions de supernova se propagent dans le MIS ($\sim 1 \text{ cm}^{-3}$), se rejoignent puis fusionnent. Les suivantes se propageront dans le milieu beaucoup plus ténu déjà balayé par les vents et les supernovae précédentes et pourront donc atteindre des distances plus importantes avant de se dissiper. Ayant moins de masse de matière à balayer, leurs pertes énergétiques seront moindres et la phase d'évolution de Sedov-Taylor débutera plus tard que dans le cas isolé. En fonction de la densité dans la superbulle, certains chocs pourront même atteindre la coquille externe et y être réfléchis en créant de nombreux chocs secondaires. Pour modéliser la dynamique de la superbulle dans ses premiers temps d'évolution, il est nécessaire de considérer les injections de chaque supernova individuellement. Ensuite, et pour une fréquence de supernovae assez élevée (10-100 SN/Ma selon les simulations de Kim et al., 2017), un modèle d'injection continue peut être adopté.

Krause et al. (2013) observent dans leurs simulations que l'énergie injectée par une supernova est entièrement dissipée dans la superbulle en 1 million d'années et que le dépôt d'énergie par les supernovae successives reste à peu près constant si les étoiles sont proches (< 30 pc). Le gaz à l'intérieur de la superbulle reste à une température autour de $10^6 - 10^7$ K, avec une vitesse d'expansion du gaz chaud autour de $10^2 - 10^3 \text{ km s}^{-1}$. Ce gaz interne est plus rapide que la coquille de gaz tiède ($\sim 10^4$ K) se propageant à $\sim 10 - 100 \text{ km s}^{-1}$ (Kim et al., 2017).

Après chaque supernova, un pic de luminosité d'un facteur 10-100 dans le domaine des rayons X est observé durant 0.1 Ma (Rogers et Pittard, 2013, 2014; Krause

et al., 2014). Rogers et Pittard (2014) rapportent cependant des luminosités en X fortement réduites par rapport aux modèles à symétrie sphérique à cause de fuites de gaz par des trous dans la coquille de la superbulle.

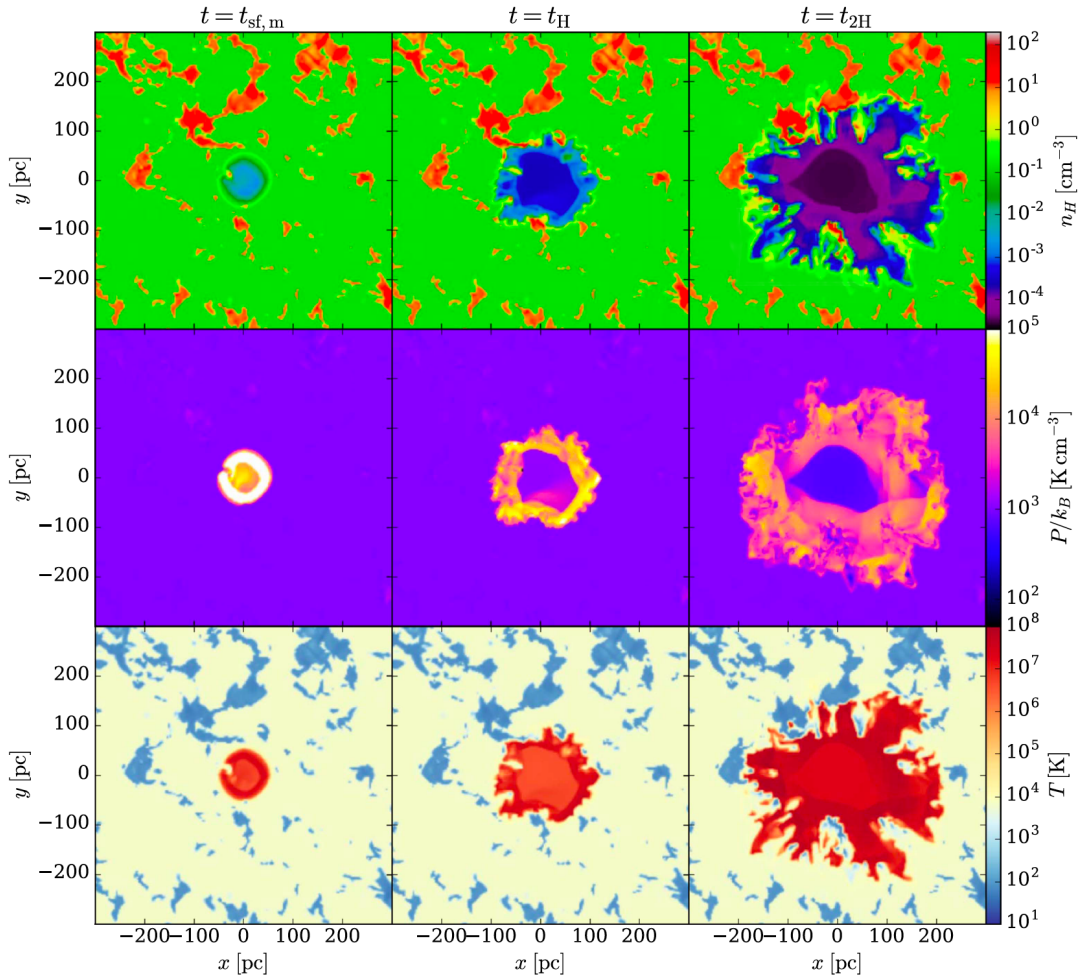


FIGURE 4.1 – Coupe en XY montrant l’évolution simulée d’une superbulle. De haut en bas sont affichées la densité d’hydrogène, la pression et la température. De gauche à droite trois instants de l’évolution sont montrés : au moment de la formation de la coquille, lorsque le rayon de la superbulle atteint la hauteur H caractéristique du MIS et lorsque la superbulle atteint $2H$. Les simulations ont été menées pour une fréquence de 10 SNe/Ma, une densité du gaz tiède externe de 0.1 cm^{-3} et une hauteur H de 104 pc. Adapté de Kim et al. (2017).

Expansion de la coquille

Les vents stellaires et les chocs de supernova vont balayer le gaz initialement présent. Rogers et Pittard (2013, 2014) ont par exemple simulé la destruction d’un nuage moléculaire de $3240 M_{\odot}$ par 3 étoiles O en 6 Ma. A la périphérie, le gaz tiède balayé et comprimé par l’onde de choc externe va refroidir et former une coquille dense en expansion autour de la superbulle. Les simulations indiquent des épaisseurs de coquilles compatibles avec les observations d’environ 10% de la taille de la superbulle (Krause et al., 2013). Cette épaisseur est probablement due à la combinaison d’instabilités thermiques et de Vishniac.

Certaines analyses constatent que l'expansion de la coquille est dominée par la pression, avec une évolution de son rayon en $t^{3/5}$ pendant toute la durée de la simulation (40 Ma, [El-Badry et al., 2019](#)). Ces résultats diffèrent d'autres études où l'expansion ne se fait pas en milieu uniforme mais au sein de différents nuages condensés par instabilités ([Kim et al., 2017](#)). L'évolution est similaire dans les premiers temps où l'expansion est aussi dominée par la pression et l'énergie est conservée. Cependant, à partir du moment où la coquille externe est formée, les pertes énergétiques ralentissent l'expansion et c'est la quantité de mouvement qui devient la grandeur conservée.

L'intérieur de la superbulle reste en surpression par rapport au milieu interstellaire si la fréquence des supernovae est assez élevée (10-100 SN/Myr pour [Kim et al., 2017](#)), mais la situation peut s'inverser dans le cas contraire en fin de vie de la superbulle. Un exemple d'évolution de la structure d'une superbulle est montré dans la Figure 4.1, d'après les simulations de [Kim et al. \(2017\)](#). La superbulle, dont l'intérieur chaud et ténu est en surpression, y évolue dans un milieu inhomogène comportant des nuages denses.

L'influence du champ magnétique sur l'évolution de la superbulle a aussi été étudiée ([Ferriere et al., 1991](#); [Tomisaka, 1992](#); [Stil et al., 2009](#); [Dawson et al., 2015](#)). Les simulations récentes de [Ntormousi et al. \(2017\)](#) ont montré que le champ magnétique ralentit l'expansion des chocs, les déforme de façon significative et réduit fortement la formation de gaz dense dans la coquille des superbulles.

Transport de l'énergie

L'énergie injectée par les supernovae et les vents stellaires est principalement évacuée par conduction et par le travail de pression du gaz sur la coquille ([El-Badry et al., 2019](#)). Le flux de chaleur de la bulle chaude vers la coquille est compensé par les pertes d'évaporation de masse de la coquille dans la bulle et par le rayonnement à l'interface bulle/coquille. Les pertes radiatives ne sont pas efficaces dans l'intérieur chaud de la superbulle. L'évaporation progressive de la coquille et l'ablation des nuages moléculaires survivant dans la superbulle ajoutent de la masse dans la superbulle et en refroidissent l'intérieur.

Les simulations de [El-Badry et al. \(2019\)](#) ne prennent cependant pas en compte les champs magnétiques, qui peuvent réduire la conduction thermique perpendiculaire aux lignes de champ ([Braginskii, 1965](#)). Cet effet peut être pris en compte dans les simulations en diminuant le coefficient de conductivité thermique. Proche des bords de la bulle, les champs plus intenses que dans l'intérieur chaud et orientés le long de la coquille pourraient freiner fortement la conduction et empêcher l'échange de chaleur entre l'intérieur de la bulle et la coquille. Mais l'expulsion de gaz de la coquille vers l'intérieur de la bulle peut réorganiser radialement le champ magnétique, de façon à ce que le champ gelé dans la coquille ait peu d'influence sur la conduction ([Cowie et McKee, 1977](#)). Des simulations 3D sont encore nécessaires pour quantifier cet effet du champ magnétique sur la conduction thermique.

Les propriétés des superbulles peuvent également varier fortement en fonction du mélange par turbulence ou des échanges d'énergie avec les particules accélérées dans la superbulle. [Gupta et al. \(2018\)](#) montrent par exemple que l'énergie transférée aux RCs peut diminuer d'un facteur de 2 à 10 la température du gaz chaud, ce qui pourrait expliquer les températures trop basses mesurées en rayons X par rapport aux prédictions ([Chu et al., 2003](#); [Harper-Clark et Murray, 2009](#)).

4.2 Mécanismes d'accélération

Au sein des superbulles, les RCs diffusent sur les fluctuations magnétiques aux petites échelles mais ils interagissent aussi avec les nombreuses ondes de choc et ondes de compression et de raréfaction aux plus grandes échelles. De nombreuses études ont été menées à propos de l'impact collectif des étoiles massives sur la propagation des RCs (Montmerle, 1979; Bykov et Fleishman, 1992; Bykov et Toptygin, 2001; Bykov, 2001; Parizot et al., 2004; Ferrand et Marcowith, 2010).

Accélération

De même que pour les supernovae isolées, les RCs peuvent être accélérés par diffusion dans le choc des restes de supernova par le processus d'accélération de Fermi d'ordre 1. Quelques différences sont à noter. Dans les superbulles, la transition à des vitesses sub-Alfvénic et sub-soniques se fait avant que le choc ne devienne radiatif, il n'y a donc pas eu encore de pertes énergétiques importantes pour le système. La transition se faisant à l'intérieur de la superbulle, l'énergie restante est libérée dans le gaz chaud turbulent.

De plus, cette accélération sera répétée si les RCs n'ont pas le temps de diffuser en dehors de la superbulle entre deux chocs. Ces chocs répétés conduisent à un durcissement du spectre aux basses énergies. Ce comportement a été observé dans les simulations de Ferrand et Marcowith (2010). Les auteurs remarquent que la superbulle se comporte comme un accélérateur global et non comme une somme de supernovae individuelles si le niveau de turbulence en son sein est assez élevé. L'évolution avec le temps du spectre des RCs est également fortement variable et dépend de l'histoire stellaire de la superbulle. Bykov et al. (2015) rapportent un autre processus d'accélération des RCs. Leur analyse s'intéresse à la collision entre un choc de supernova et un vent stellaire rapide dans un amas d'étoiles suffisamment compact pour que ce type d'interaction puisse se produire. Cette configuration de chocs convergents et d'environnement chaud et ionisé autour d'eux permettrait d'accélérer des RCs jusqu'au PeV avec un spectre dur.

Une autre différence avec le cas des supernovae isolées vient de la présence de particules déjà accélérées en amont du choc, pouvant rendre l'injection très efficace. Dans de tels cas, l'accélération de RCs peut accaparer une fraction importante de l'énergie du choc et l'épuiser rapidement. Mais l'importance que prennent alors les particules dans la dynamique du choc impose de prendre en compte des effets non-linéaires qui conduisent à une modération de l'efficacité d'accélération.

Réaccélération

Les RCs peuvent également être réaccélérés stochastiquement par diffusion sur les turbulences magnétiques présentes à l'intérieur de la superbulle, avec un mécanisme équivalent à l'accélération de Fermi d'ordre 2. De nombreux processus dans une superbulle concourent à maintenir ce niveau de turbulence élevé : les interactions entre vents d'étoiles massives, les interactions entre les chocs et les nuages magnétisés survivant dans la superbulle, la distorsion des chocs à la fin de leur évolution et la génération d'ondes MHD par les RCs eux-mêmes. La rétroaction des RCs sur le milieu doit là aussi être prise en compte.

Bykov (2001) a proposé une solution analytique à ce problème. L'auteur a procédé à une description statistique de la population de particules non thermiques

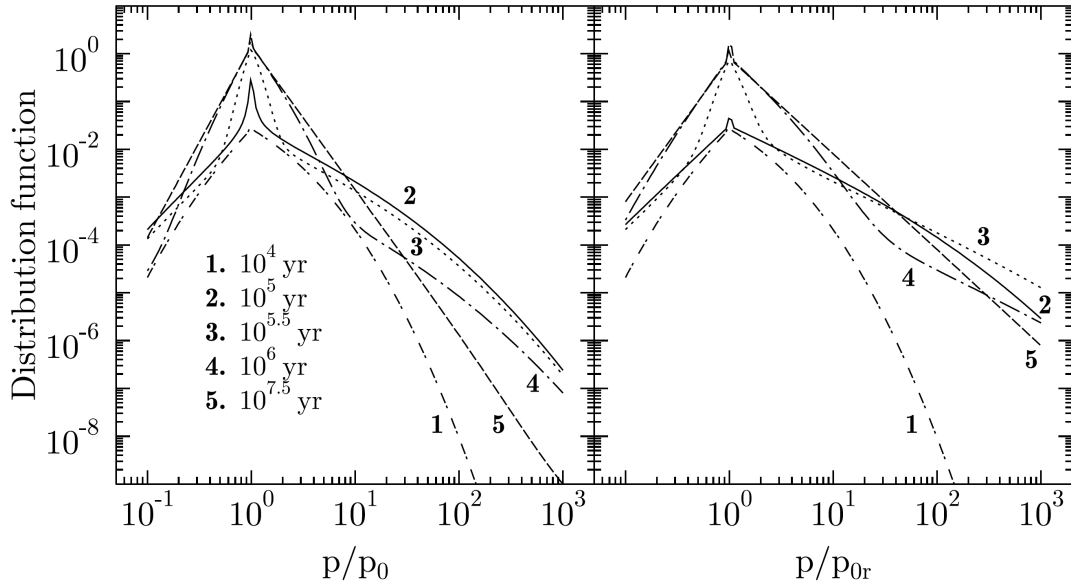


FIGURE 4.2 – Évolution temporelle de la fonction de distribution en quantité de mouvement des particules dans une superbulle. L'injection est faite à une unique énergie : 10 keV (gauche) et 10 GeV (droite). D'après [Bykov \(2001\)](#).

dans un système intermittent avec des chocs multiples. Pour une quantité de mouvement inférieure à une valeur critique p^* ($p^*c \sim 1$ TeV), les particules sont fortement couplées au mouvement du plasma et le transport est dominé par l'advection turbulente. Cette valeur critique est définie telle que le libre parcours moyen soit $\lambda(p^*) = lu/v$, où l est l'échelle d'injection des turbulences, v la vitesse des particules et u celle du plasma. Les spectres obtenus sont montrés en Figure 4.2. Pour une injection de protons non relativistes de quelques keV, le spectre évolue dans le temps avec une tendance mou-dur-mou et tend vers une loi de puissance en E^{-3} . Ce spectre plus mou que le canonique E^{-2} pourrait contribuer à répondre aux contraintes observationnelles évoquées précédemment (concernant la tension entre le spectre des RCs s'étant propagés dans la Galaxie et le spectre d'injection par les restes de supernova). Pour une injection de protons relativistes, la Figure 4.2 montre une évolution similaire mais qui converge vers un spectre plus dur en E^{-2} . Pour des quantités de mouvement supérieures à p^* , le libre parcours moyen devient assez grand pour que les particules interagissent avec plusieurs chocs, se ramenant alors au mécanisme original de Fermi (d'ordre 2) avec des nuages magnétiques. Le spectre devient plus mou mais peut atteindre des énergies maximales au-dessus du genou, avec un enrichissement en éléments plus lourds ([Bykov et Topygin, 2001](#)).

4.3 Contraintes observationnelles

Différentes observations corroborent la théorie des superbulles comme accélérateurs de RCs. Les principales concernent la composition chimique des RCs observés sur Terre. Les isotopes ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ and ${}^{10}\text{B}$ sont uniquement formés par spallation d'éléments plus lourds, en particulier C et O. La production par les protons accélérés dans les supernovae isolées n'est pas assez efficace pour expliquer les abondances observées ([Parizot et Drury, 1999](#)), contrairement au scénario où les particules sont accélérées à partir de la matière des superbulles enrichie par la nucléosynthèse stellaire ([Parizot, 2001](#)). Cela suggère que les superbulles ont été les sources

principales de RCs dans la jeunesse de notre Galaxie et donc probablement encore aujourd'hui. Cette accélération de la matière enrichie des superbulles permet d'expliquer d'autres surabondances par rapport au milieu interstellaire local, tels que les rapports $^{22}\text{C}/^{20}\text{CO}$, $^{58}\text{Fe}/^{56}\text{Fe}$ ou $^{12}\text{C}/^{16}\text{CO}$. Ces rapports isotopiques indiquent une provenance des RCs comprenant 20% d'éjectas d'étoiles Wolf-Rayet mélangés à 80% de matière comparable à celle du Système Solaire. De plus, l'absence de ^{59}Ni dans les observations peut s'expliquer avec son temps de désintégration de 7.5×10^4 années et un temps moyen entre les supernovae de 0.3 Ma rapporté par [Binns et al. \(2007\)](#). Cette explication a été réfutée par [Neronov et Meynet \(2016\)](#) sur la base d'une révision à la baisse des abondances de ^{59}Ni par les supernovae. [Ohira et al. \(2016\)](#) propose enfin une explication pour la différence d'indice spectral entre l'hydrogène et l'hélium dans le scénario des superbulles. La différence proviendrait d'une accélération plus efficace à proximité des sources, là où le milieu est également plus enrichi en éjecta (notamment en He), par rapport à l'environnement plus éloigné avec une composition similaire à celle du milieu interstellaire (avec plus de H).

Les observations dans le domaine des rayons γ ont également permis d'étudier les superbulles. COS-B et EGRET avaient déjà détecté quelques sources correspondant à des associations OB. Mais l'élément principal confirmant l'accélération de RCs dans les superbulles fut l'observation par *Fermi*-LAT d'un cocon de RCs fraîchement accélérés dans la région du Cygne ([Ackermann et al., 2011](#)). Je présente ce cas important dans la section qui vient.

4.4 Les superbulles de Cygnus X et d'Orion-Eridanus

4.4.1 La superbulle de Cygnus X

La superbulle située dans la région de Cygnus X a été baptisée ainsi à cause de son émission intense dans le domaine des rayons X ([Cash et al., 1980](#)). Elle se trouve dans la direction tangente au bras spiral local ($l \sim 80^\circ$) et contient des nuages moléculaires géants formant activement des étoiles massives. Cette population dense d'étoiles massives en fait un candidat idéal pour accélérer des RCs.

Population stellaire

La superbulle de Cygnus X compte de nombreuses régions H II et associations OB, évoluant depuis plus de 20 Ma ([Uyaniker et al., 2001](#); [Comerón et al., 2016](#)). Cygnus OB2 en est la plus jeune et la plus massive. [Berlanas et al. \(2019\)](#) l'a située à ~ 1760 pc à partir des mesures de parallaxe de Gaia-DR2 ([Gaia Collaboration et al., 2018](#)), plus loin que l'estimation précédente de ~ 1400 pc. Les auteurs trouvent également un groupe d'étoiles à une distance de ~ 1350 pc, compatible avec Cygnus X, contenant environ 10% de la population stellaire dans cette direction. La résolution des sous-structures des associations OB reste encore difficile aujourd'hui, ce qui peut avoir un impact non négligeable sur la compréhension du milieu ambiant, notamment en terme de RCs.

De nombreuses études ont analysé la population d'étoiles massives de Cyg OB2 ([Knödlseeder, 2000](#); [Negueruela et al., 2008](#); [Berlanas et al., 2018a](#)), leur fonction de masse ([Kiminki et al., 2007](#); [Wright et al., 2015](#)), leur extinction ([Hanson, 2003](#); [Comerón et Pasquali, 2012](#); [Guarcello et al., 2012](#)) et leur composition chimique ([Berlanas et al., 2018b](#)). Une corrélation de l'âge avec la longitude suggère que la formation d'étoiles massives s'est déplacée des basses vers les hautes longitudes ([Comerón et Pasquali, 2012](#); [Berlanas et al., 2018a](#)). [Wright et al. \(2015\)](#) ont dénombré 55 étoiles de

type O et plus de 88 étoiles de type B0-B2, de plus de $8 M_{\odot}$. La majorité des étoiles O dans Cyg OB2 ont été produites entre 1 et 7 Ma dans le passé, avec un pic autour de 4-5 Ma. Étant donnée leur durée de vie de quelques millions d'années, une partie de ces étoiles a déjà explosé en supernova ou perdu une partie importante de sa masse en vents stellaires.

La population initiale comptait environ 82 étoiles O et 117 B0-B2 (Lingenfelter, 2018) pour un total de 199 supernovae potentielles. Avec une durée de vie de ~ 32 Ma, la fréquence moyenne de supernovae dans Cyg OB2 est de 6 SNe/Ma. D'autres associations d'étoiles sont présentes dans la superbulle, ce qui ajoute ~ 3 SNe/Ma pour un total de 6-9 SNe/Ma dans la superbulle complète. Dans le milieu ténu de la superbulle, il est peu probable que les supernovae laissent des traces observables en radio. Les plus massives ont pu cependant laisser une étoile à neutrons, comme celle découverte à travers son émission pulsée par Wright et al. (2015), et qui pourrait être dans Cyg OB2. D'autres pulsars se trouvent dans la région, notamment PSR J2021+4026 dans le reste de supernova de γ Cygni à 1.5 kpc (Landecker et al., 1980; Abdo et al., 2009). Les principaux objets dans la superbulle sont indiqués en Figure 4.3.

Détection de l'émission γ

La superbulle du Cygne est l'un des complexes de gaz les plus massifs de la Galaxie. Il forme activement des étoiles massives. Cela en fait un candidat idéal pour accélérer des RCs. En 2007, le télescope Cherenkov Milagro a détecté une émission γ au TeV provenant de la région du Cygne, probablement d'origine interstellaire (Abdo et al., 2007). En effet, même après la soustraction des sources connues et nouvellement découvertes, une intensité résiduelle persiste à haute énergie, signe de sources non résolues au TeV ou d'une densité de RCs plus haute que la moyenne du MIS local.

La région fut analysée à plus basse énergie avec les données de *Fermi*-LAT par Ackermann et al. (2011). La méthode d'analyse, basée sur une modélisation de l'émission γ , est similaire à celle présentée dans la Section 2.8. Le modèle prend notamment en compte le gaz sombre non tracé par les raies d'émission du H I et du CO et obtenu à partir de la carte d'extinction visuelle des poussières, A_V . Le gaz ionisé tiède est tracé avec l'émission free-free à partir de la carte du Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP). L'émission Compton inverse Galactique modélisée par GALPROP est prise en compte. Les cartes ont été échantillonnées spatialement sur une grille cartésienne de $0^\circ.125 \times 0^\circ.125$ et sur dix bandes en énergie entre 100 MeV et 100 GeV.

Les données montrent un excès par rapport au modèle s'étendant sur ~ 150 pc (à 1.8 kpc), avec un spectre plus dur que celui des RCs locaux et couvrant partiellement les associations Cyg OB2, Cyg OB9 et la région H II géante S108 (Uyaniker et al., 2001). La carte de l'excès et son spectre sont montrés Figure 4.3. La Figure 4.3(a) montre la carte d'intensité à $8 \mu\text{m}$ qui semble border l'excès γ . Cette carte trace les régions de photodissociation, où les bords des nuages moléculaires sont excités par les rayonnements ionisants intenses des étoiles massives. L'étendue de la source, le spectre dur uniforme sur toute l'étendue de l'excès et le lien avec la carte d'intensité à $8 \mu\text{m}$ concourent à indiquer une origine diffuse de l'excès γ .

L'explication avancée par Ackermann et al. (2011) est que l'intensité γ provient de l'interaction de noyaux cosmiques avec le gaz ionisé remplissant la superbulle. Le spectre dur observé montre que ces RCs ont été récemment accélérés. Ils pourraient provenir du jeune reste de supernova γ Cygni (~ 7 mille ans, Uchiyama et al.,

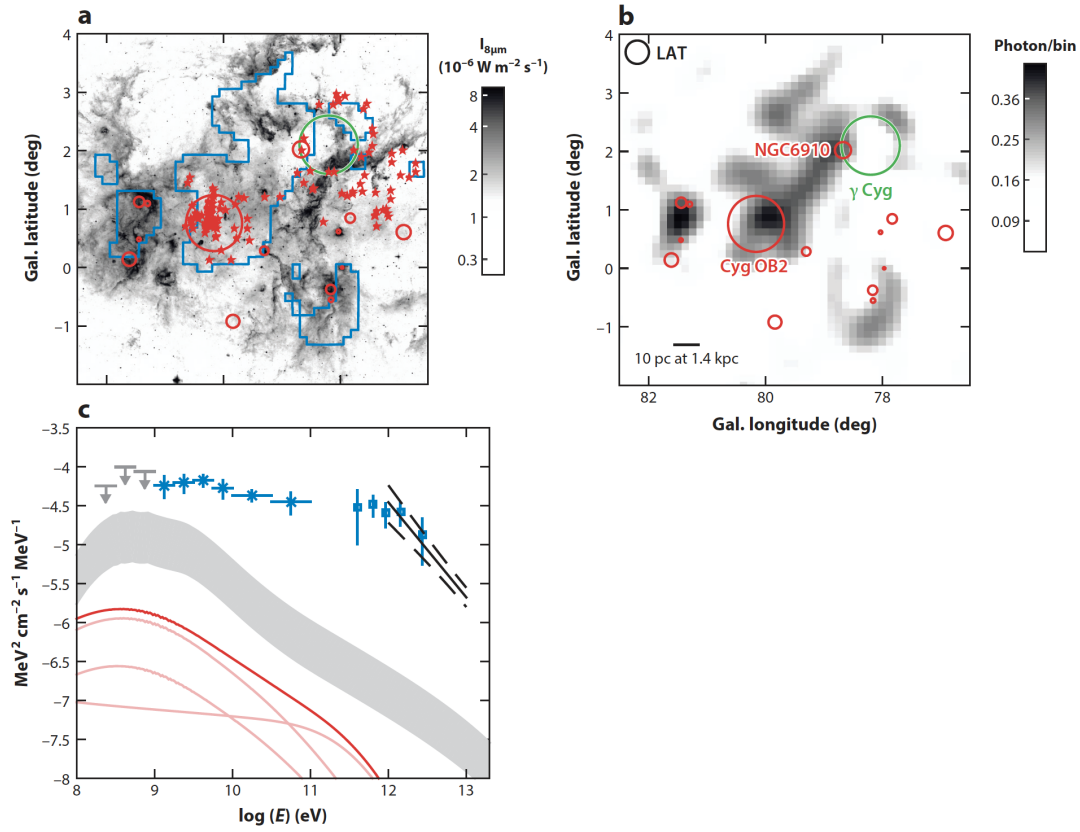


FIGURE 4.3 – La région de Cygnus X : cartes de (a) l'émission à $8 \mu\text{m}$ des régions de photodissociation (données MSX) et (b) de l'excès de photons détecté entre 10 et 100 GeV par *Fermi*-LAT (Ackermann et al., 2011). L'excès de photons γ révèle de jeunes RCs se propageant dans les cavités ionisées sculptées par les nombreuses étoiles OB (étoiles rouges) et les associations OB (cercles rouges). Les contours bleus dans la carte (a) tracent l'excès de photons à $0.2 \gamma/\text{pixel}$. Le cercle vert correspond au reste de supernova γ Cygni, l'émission γ de son disque a été soustraite dans l'analyse. (c) : distribution spectrale d'énergie de l'émission détectée par *Fermi*-LAT (croix), MILAGRO (ligne pointillée, Abdo et al., 2012) et ARGO-YGB (carrés, Bartoli et al., 2014). Les courbes montrent les prédictions pour les interactions de vieux RCs de la Galaxie avec le gaz ionisé (bande grise) ou la lumière stellaire et interstellaire (courbe rouge). Cette dernière émission est la somme des contributions individuelles de Cyg OB2 (courbe rose supérieure), NGC 6910 (milieu) et le champ de rayonnement interstellaire moyen dans la région (inférieure). D'après (Grenier et al., 2015).

2002b), dont l'âge est suffisant pour avoir accéléré des particules jusqu'aux énergies mesurées. Cette hypothèse requiert que l'onde de choc s'étende jusque dans la région de basse densité de la superbulle. Le flot soudain de matière, dans un effet de "bouteille de champagne", pourrait entraîner par advection les particules accélérées qui interagissent ensuite avec le champ de rayonnement et le gaz ténu de la bulle. Cependant, il n'existe aucun indice de changement de vitesse ni de déformation du choc du reste de supernova dans la direction de la cavité.

4.4.2 La superbulle d'Orion-Eridanus

La superbulle d'Orion-Eridanus est la région de formation d'étoiles massives la plus proche du Soleil. Les vents stellaires, les rayonnements ionisants et les explosions en supernova de ses membres les plus massifs ont creusé une cavité d'environ 200 pc de long et 100 pc de large, toujours en expansion dans le milieu interstellaire.

Sa proximité et son extension importante en dehors du plan Galactique permettent une étude plus précise et une discrimination plus facile d'autres émissions d'avant- et d'arrière-plan. La Figure 4.4 montre l'orientation possible de la superbulle par rapport à la bulle locale et au gaz du MIS local dans le cas d'une bulle peu inclinée sur le plan Galactique (Pon et al., 2016) qui correspond mieux aux résultats que nous avons trouvés dans le chapitre 5.

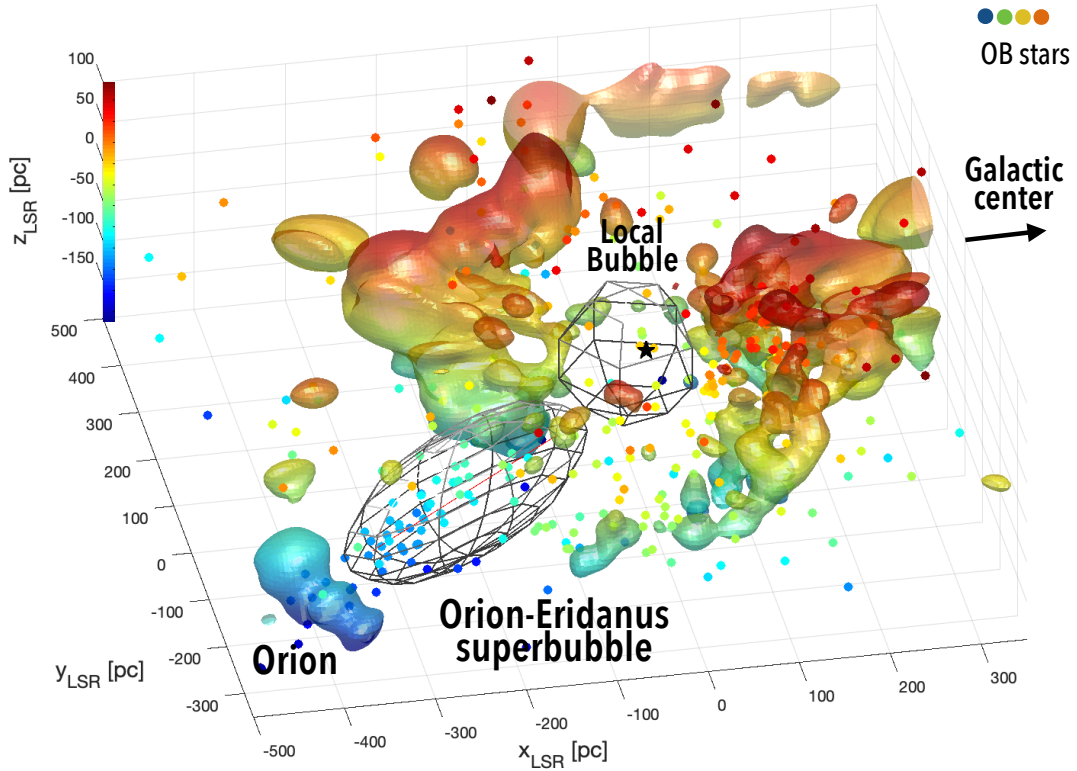


FIGURE 4.4 – Distribution 3D du gaz et des étoiles dans le milieu proche du Soleil (< 500 pc). La couleur code l'altitude des nuages (Lallement et al., 2014) et des étoiles O-B3 massives (Pellizza et al., 2005) de chaque côté du plan galactique. La sphère et l'ellipsoïde tracent schématiquement les tailles de la Bulle Locale (Alves et al., 2018) près du Soleil et la forme allongée de la superbulle d'Orion-Eridanus (Pon et al., 2016).

Population stellaire

La formation d'étoiles dans la superbulle se concentre principalement du côté des associations OB d'Orion. Cette région de formation s'étend sur $30^\circ \times 25^\circ$ et les nuages parents sont situés à une distance de ~ 430 pc (Zucker et al., 2019). L'association d'étoiles principale est appelée Ori OB1. Elle se situe du côté proche des nuages d'Orion et fut divisée en 4 sous-groupes (de a à d) par Blaauw (1964). Ces sous-groupes forment une séquence en âge et en position, de OB1a le plus ancien et le plus proche au nord-ouest (8-12 Ma, 350 pc) jusqu'à OB1d (1 Ma, 420 pc) le plus jeune et le plus éloigné au sud-est (en coordonnées équatoriales). Ce dernier comprend les étoiles du Trapèze.

D'autres structures ont depuis été identifiées telles que 25 Ori (Briceño et al., 2007), σ Ori (Walter et al., 2008) ou une population d'étoiles jeunes (5-10 Ma) situées à 380 pc du Soleil. Ces étoiles sont devant la nébuleuse d'Orion et pourraient être à l'origine de sa formation (Bouy et al., 2014; Kubiak et al., 2017). On peut aussi noter le "train" d'étoiles massives (baptisé Orion X) à l'intérieur de la superbulle et s'étendant

d'une distance de 200 pc du Soleil jusqu'aux nuages d'Orion, avec ses membres les plus anciens proches de nous et les plus jeunes étant plus éloignés (Pellizza et al., 2005; Bouy et Alves, 2015; Zari et al., 2017).

Dans l'association Ori OB1, Voss et al. (2010) recensent 7 étoiles de type O, 55 de type B et un taux moyen de 1 SN/Ma depuis 12 Ma. La Figure 4.5 (gauche) montre la distribution des principaux sous-groupes dans le plan du ciel.

Structure de la superbulle

La structure de la superbulle peut notamment être étudiée grâce à la raie d'émission H_α , tel que montrée sur la Figure 4.5 (droite). Cette raie trace la recombinaison de l'hydrogène ionisé. Du côté est de la superbulle, plus jeune, différentes structures sont visibles comme la région $H II \lambda$ Orionis, la boucle de Barnard ou les nuages moléculaires d'Orion A et B. À l'ouest, on trouve la boucle de l'Eridan composée de trois arcs baptisés A, B et C par Johnson (1978). L'association de l'arc A, le plus intense des trois et orienté verticalement autour de $\alpha = 60^\circ$, avec la superbulle reste encore discutée (pour une revue voir Pon et al., 2014) mais les analyses que nous présentons au chapitre 5 confortent cette association.

Le bord de la superbulle apparaît clairement à l'ouest. La Figure 4.5 fait notamment ressortir l'association des arcs H_α avec la coquille de gaz $H I$ dense, sous la forme d'une structure en couches de densité décroissante vers l'intérieur de la superbulle, allant de la coquille de gaz $H I$ neutre et froid à l'extérieur, au gaz tiède et ionisé se recombinant (H_α) sur la face interne de la coquille neutre, puis au plasma chaud émettant dans le domaine des rayons X à l'intérieur. Ce dernier présente une température de $\sim 10^6$ K et une densité $\sim 10^{-2} - 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ (Burrows et al., 1993). De nouvelles estimations des caractéristiques du gaz chaud sont présentées dans le chapitre 5. La superbulle d'Orion-Eridanus avait d'ailleurs déjà été identifiée à la fin des années 70 par son émission diffuse en X, interprétée à l'époque comme un possible reste de supernova (Narayan et al., 1976).

Du côté d'Orion, la superbulle a longtemps été arrêtée à la boucle de Barnard mais sa frontière fut récemment repoussée plus loin par Ochsendorf et al. (2015) car la couche de gaz de la boucle de Barnard n'était pas assez optiquement épaisse pour absorber les photons ionisants provenant des amas stellaires d'Orion. Les auteurs interprètent la boucle de Barnard comme une bulle en expansion dans la superbulle, probablement due à une supernova. λ Orionis provient probablement également d'une explosion de supernova il y a environ 1 Ma, dont l'intérieur est toujours chauffé par un amas d'étoiles (Dolan et Mathieu, 1999). D'autres objets similaires, comme GS206-17+13, ont conduit Ochsendorf et al. (2015) à changer l'image de la superbulle vue comme une simple cavité uniforme en expansion à celle plus complexe d'une superposition le long de la ligne de visée de différentes coquilles et nuages en évaporation au sein de la superbulle.

La superbulle s'étend donc de l'Eridan jusqu'au-delà d'Orion, mais son orientation reste incertaine. Les mesures d'absorption (Welsh et al., 2005) et d'extinction (Lallement et al., 2018) indiquent que le bord de l'Eridan est plus proche (~ 180 pc) qu'Orion. Pon et al. (2016) ont ajusté les données H_α avec un modèle d'expansion de superbulle de Kompaneets (Kompaneets, 1960; Basu et al., 1999), dans lequel les sources sont stationnaires, la densité du gaz Galactique externe décroît exponentiellement en s'éloignant du plan Galactique et la pression dans la superbulle est uniforme. Leur ajustement favorise une configuration où la superbulle est verticale par rapport au plan Galactique et Orion est l'extrémité la plus proche du Soleil,

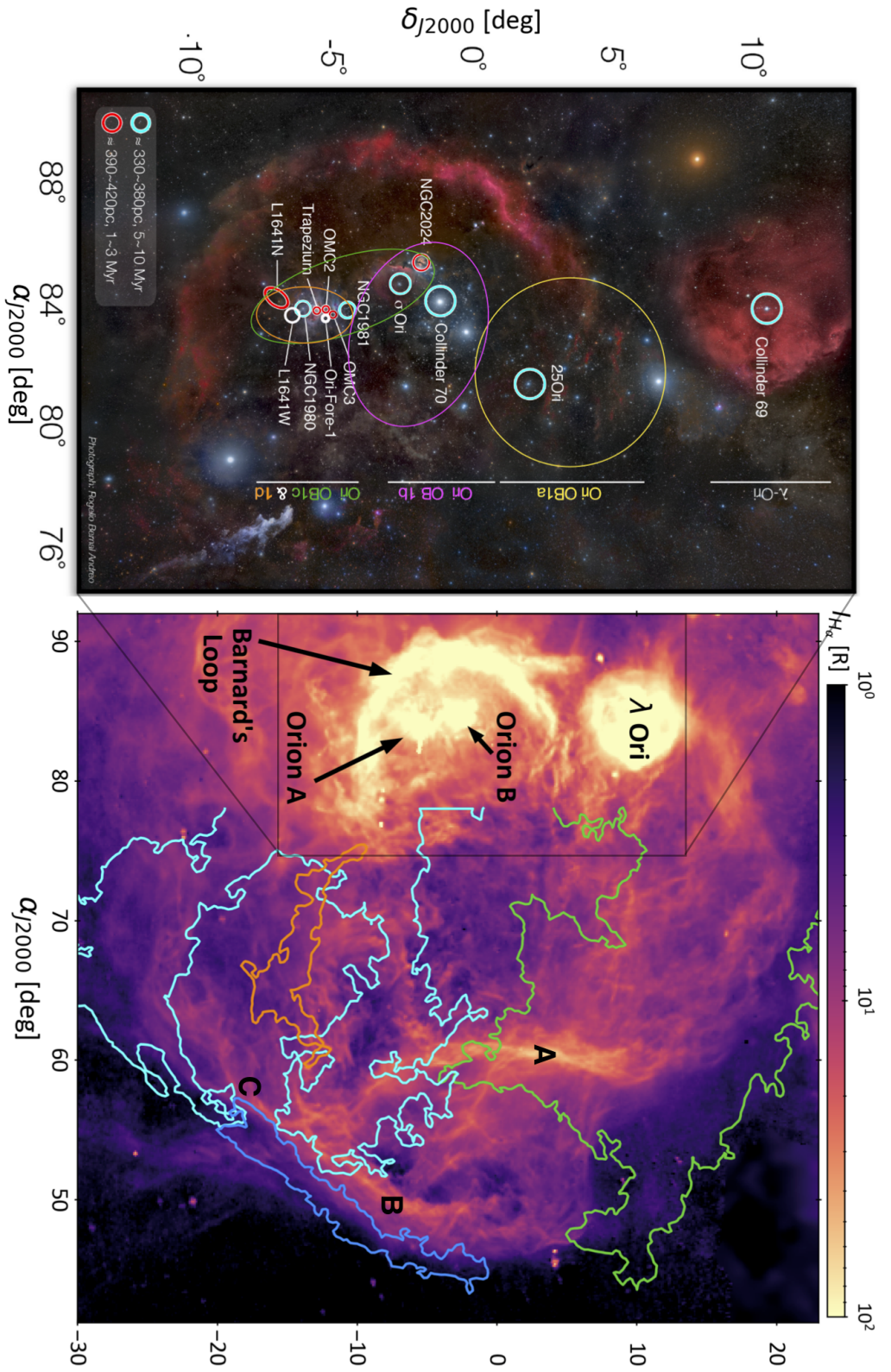


FIGURE 4.5 – *Gauche* : photographie optique de la constellation d’Orion (Rogelio Bernal Andreo – DeepSkyColors.com). Les cercles bleus et rouges indiquent les groupes d’étoiles identifiés par [Bouy et al. \(2014\)](#) à des distances respectivement proches ou éloignées. Les cercles blancs marquent les distances incertaines. Les cercles jaunes, magenta, vert et orange correspondent aux 4 sous-groupes OBLa,b,c,d. *Droite* : carte d’intensité de l’émission de la raie H_α issue des données du Virginia Tech Spectral Line Survey (VTSS), Southern H-Alpha Sky Survey Atlas (SHASSA) et Wisconsin H-Alpha Mapper (WHAM) et regroupées par [Finkbeiner \(2003\)](#). Les contours de couleurs indiquent les principaux nuages H I que nous avons isolés dans la partie ouest (Eridanus) de la coquille de la superbulle (voir chapitre 5).

en contradiction avec les mesures d'absorption. Pour une orientation de la superbulle parallèle au plan Galactique, l'Eridan est bien plus proche du Soleil, mais cette solution contredit l'hypothèse d'une expansion dominée par la pression dans un MIS stratifié. La morphologie de la superbulle pourrait plutôt résulter du déplacement progressif des sources sculptant la superbulle, s'approchant d'Orion au fur et à mesure de l'évolution de la formation stellaire, comme dans le scénario du train d'étoiles d'Orion X (Bouy et Alves, 2015). De plus, le champ magnétique Galactique, qui n'est pas pris en compte dans le modèle de Pon et al. (2016), favoriserait une élongation de la superbulle le long des lignes de champ (Stil et al., 2009). Pon et al. (2014) précisent cependant que l'influence du champ magnétique serait réduite dans le cas d'une superbulle parallèle au plan Galactique à cause du mauvais alignement entre les lignes de champ et le grand axe de la superbulle.

Analyse de l'émission γ

Dans le but d'étudier le gaz des nuages moléculaires géants Orion A et B, Ackermann et al. (2012a) ont utilisé 21 mois de données de *Fermi*-Lat entre 178 MeV et 100 GeV. Leur modèle du MIS prend en compte les phases de gaz atomique, moléculaire et sombre, le dernier étant obtenu à partir du rougissement des poussières, $E(B - V)$. Leur analyse indique une variation du facteur X_{CO} en périphérie d'Orion A, où la densité de colonne devient assez faible pour que le CO commence à être photodissocié. La Figure 4.6 montre le spectre d'émissivité γ obtenue par atome d'hydrogène, comparé avec l'émissivité moyenne mesurée dans le MIS local (Casandjian, 2015). Les deux sont compatibles spectralement et en flux, indiquant un flux de RCs dans les nuages moléculaire d'Orion similaire à celui du MIS local, sans signe d'accélération ou de réaccélération par les turbulences et les étoiles massives environnantes. Mais cette analyse n'a pas séparé clairement les enveloppes atomiques des nuages d'Orion du reste de la couche de gaz atomique du milieu local sur la ligne de visée et le résultat peut être biaisé par le flux de rayons cosmiques "local" dans les avant et arrière plan d'Orion. Une étude plus précise serait à refaire.

Une analyse plus récente de la même région a été menée par Marchili et al. (2018) avec 8 ans de données du télescope AGILE entre 100 MeV et 50 GeV. Les auteurs rapportent un possible excès d'émission γ , avec un spectre dur d'indice spectral 1.7 ± 0.2 , autour de l'étoile κ Orionis de type spectral B. Cet excès pourrait tracer des RCs réaccélérés ou fraîchement accélérés, comme dans le cas du Cygne. Cependant, contrairement à l'analyse précédente de Ackermann et al. (2012a), le facteur X_{CO} est ici supposé constant sur toute la région. L'excès qui était précédemment interprété comme de la masse de H_2 non linéairement tracée par le CO est ici interprété comme une plus haute densité de RCs. De plus, les auteurs indiquent que le spectre dur obtenu défavorise l'hypothèse alternative où l'excès correspondrait à du gaz sombre formé dans le gaz comprimé autour de l'étoile. Mais l'incertitude dans la dérivation de la carte de gaz sombre, la faible résolution angulaire de l'instrument par rapport à la taille de l'objet considéré (1.2° à 400 MeV pour un excès d'une taille de $\sim 2^\circ$) et la variation de cette résolution angulaire avec l'énergie peuvent avoir un impact important sur la forme spectrale de l'émissivité obtenue par ajustement. Cette détection d'excès d'émission γ et l'interprétation qui en a ensuite été faite (Cardillo et al., 2019) sont donc à considérer avec précaution.

Si les analyses des nuages moléculaires d'Orion ne semblent pas indiquer d'excès d'émission γ dure pouvant refléter une production récente de RC, qu'en est-il du côté de la partie plus ancienne et plus vaste de la superbulle? Plus facile à étudier moins sujette aux IC pour tracer les noyaux cosmiques et étudier leurs conditions de

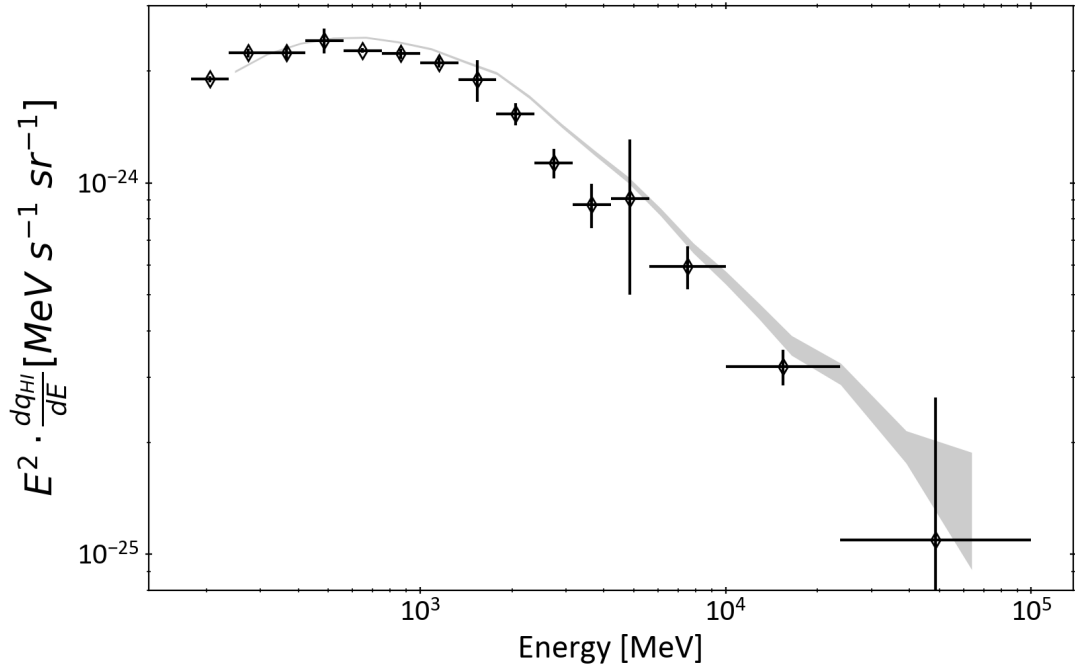


FIGURE 4.6 – Distribution spectrale d’énergie de l’émissivité γ par atome d’hydrogène dans les nuages moléculaires d’Orion A et B, pour une température d’excitation du H I de 125 K (Ackermann et al., 2012a). La bande grise donne l’intervalle de confiance à 1σ pour l’émissivité moyenne du milieu interstellaire local, pour une température d’excitation du H I de 140 K (Casandjian, 2015).

propagation dans le milieu turbulent de la bulle. La proximité de la partie ouest de la bulle, à environ 200 pc du Soleil permet également des mesures de précision. Je présente les résultats de mes travaux à ce sujet dans les deux prochains chapitres.

Chapitre 5

Gaz et champs magnétiques dans la superbulle d'Orion-Eridanus

La SB d'Orion-Eridanus est la région de formation d'étoiles massives la plus proche du Soleil. L'importante injection d'énergie par les vents stellaires, les rayonnements ionisants et les explosions de supernova a redessiné la structure du gaz et des champs magnétiques locaux. Par une analyse multi-longueurs d'onde de la SB, nous avons étudié les différentes phases du gaz ainsi que les champs magnétiques la composant. Cette analyse se concentre sur la partie de la SB la plus éloignée du plan Galactique afin d'éviter la distribution de gaz plus complexe de la région d'Orion et la contamination par des structures d'avant ou d'arrière-plan.

Séparation des nuages

Le point de départ consiste en la séparation des différentes structures de gaz. Les deux principaux traceurs des phases atomique et moléculaire sont les raies d'émission du H I à 21 cm et du CO à 2.6 mm, respectivement. L'intensité des raies d'émission étant intégrées sur la ligne de visée, c'est l'information en vitesse provenant du décalage en fréquence par effet Doppler qui permet de séparer les différents nuages de gaz. Ces derniers apparaissent comme des structures cohérentes dans l'espace position-position-vitesse où, pour chaque direction du ciel, un spectre en vitesse de l'émission est mesuré. Cependant, la dynamique complexe de la SB tend à élargir les profils en vitesse des raies et à créer un continuum d'émission sur de large bandes en vitesse, rendant les contributions individuelles des nuages difficiles à identifier. J'ai donc procédé à une détection des pics d'émission dans les spectres puis à leur ajustement avec des sommes de profils de Pseudo-Voigt. Ce type de fonction, mélangeant Gaussienne et Lorentzienne, permet de modéliser des raies plus larges que de simples Gaussiennes. Les spectres ainsi décomposés présentent des informations plus éparses dans l'espace position-position-vitesse, facilitant l'identification des structures. Les raies d'une même structure sont enfin sommées et les résidus des ajustements sont redistribués afin de conserver l'intégrale du signal.

Cette séparation en vitesse a ensuite été confirmée par une séparation en distance, reposant sur une carte en trois dimensions du rougissement des poussières interstellaires ([Green et al., 2018](#)).

Structure de la superbulle

À la lumière de cette nouvelle séparation en nuages du gaz de la SB, nous avons analysé sa structure à différentes longueurs d'onde. La raie H α a permis de tracer le gaz tiède se recombinant, les rayons X le gaz chaud, et l'émission polarisée des

poussières a permis d'étudier le champ magnétique dans le plan du ciel. Les nuages de gaz identifiés correspondent principalement à la coquille externe de la SB, bordée à l'intérieur par des arcs de gaz tiède, eux-mêmes délimitant le gaz chaud interne à la SB. Ce gaz chaud, en surpression par rapport à la Bulle Locale, apparaît comme un mélange de deux plasmas à des températures de (3-9) et $(0.3-1.2) \times 10^6$ K et présente un gradient de température dans la direction de la région d'Orion. La coquille externe est constituée du gaz balayé en aval du choc et se déplace à une vitesse de $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$. Le champ magnétique a aussi été structuré par le choc et apparaît dans le plan du ciel comme perpendiculaire à la normale au choc et avec des valeurs amplifiées jusqu'à $15 \mu\text{G}$.

Gas shells and magnetic fields in the Orion-Eridanus superbubble

T. Joubaud¹, I. A. Grenier¹, J. Ballet¹, and J. D. Soler²

¹ Laboratoire AIM, CEA-IRFU/CNRS/Université Paris Diderot, Département d'Astrophysique, CEA Saclay,
 91191 Gif sur Yvette, France
 e-mail: theo.joubaud@cea.fr; isabelle.grenier@cea.fr

² Max-Planck-Institute for Astronomy, Königstuhl 117, 69117 Heidelberg, Germany
 e-mail: soler@mpia.de

Received 4 July 2019 / Accepted 22 August 2019

ABSTRACT

Aims. The Orion-Eridanus superbubble has been blown by supernovae and supersonic winds of the massive stars in the Orion OB associations. It is the nearest site at which stellar feedback on the interstellar medium that surrounds young massive clusters can be studied. The formation history and current structure of the superbubble are still poorly understood, however. It has been pointed out that the picture of a single expanding object should be replaced by a combination of nested shells that are superimposed along the line of sight. We have investigated the composite structure of the Eridanus side of the superbubble in the light of a new decomposition of the atomic and molecular gas.

Methods. We used H I 21 cm and CO ($J = 1-0$) emission lines to separate coherent gas shells in space and velocity, and we studied their relation to the warm ionised gas probed in H α emission, the hot plasma emitting X-rays, and the magnetic fields traced by dust polarised emission. We also constrained the relative distances to the clouds using dust reddening maps and X-ray absorption. We applied the Davis–Chandrasekhar–Fermi method to the dust polarisation data to estimate the plane-of-sky components of the magnetic field in several clouds and along the outer rim of the superbubble.

Results. Our gas decomposition has revealed several shells inside the superbubble that span distances from about 150–250 pc. One of these shells forms a nearly complete ring filled with hot plasma. Other shells likely correspond to the layers of swept-up gas that is compressed behind the expanding outer shock wave. We used the gas and magnetic field data downstream of the shock to derive the shock expansion velocity, which is close to $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$. Taking the X-ray absorption by the gas into account, we find that the hot plasma inside the superbubble is over-pressured compared to plasma in the Local Bubble. The plasma comprises a mix of hotter and cooler gas along the lines of sight, with temperatures of (3–9) and $(0.3 - 1.2) \times 10^6 \text{ K}$, respectively. The magnetic field along the western and southern rims and in the approaching wall of the superbubble appears to be shaped and compressed by the ongoing expansion. We find plane-of-sky magnetic field strengths from 3 to $15 \mu\text{G}$ along the rim.

Key words. ISM: clouds – ISM: bubbles – ISM: magnetic fields – solar neighborhood – local interstellar matter

1. Introduction

The Orion-Eridanus superbubble is the nearest site of active high-mass star formation. It has been studied in particular to investigate the feedback of these stars on the interstellar medium. Together with supernovae and stellar winds, the intense UV stellar radiation has carved a 200 pc wide cavity that is filled with low-density ionised gas and expands into the interstellar medium. The material that was initially present was swept up and compressed to form a shell of neutral gas, the near wall of which may be as close as 180 pc from the Sun (Bally 2008). The boundary between the ionised gas and the neutral shell can be seen in H α emission that traces the recombination of ionised hydrogen. The H α emission that is detected in the region is displayed in Fig. 1. This figure features the H II region λ Orionis, the bright crescent of Barnard's Loop close to the Orion A and B molecular clouds, and the arcs of the Eridanus Loop to the west. The westernmost arc nicely delineates the outer rim of the superbubble, but the origin of the brightest vertical arc, called Arc A by Johnson (1978), is still debated. It may come from a shell inside the superbubble or from the superposition of separate structures along the line of sight. Pon et al. (2014) summarised arguments in favour and against the association of

Arc A with the superbubble based on several tracers and methods, but did not firmly conclude. They mentioned that the molecular cloud identified as MBM 18 (for Magnani, Blitz and Mundi, near $\alpha_{J2000} = 60^\circ 6$, $\delta_{J2000} = 1^\circ 3$) by Magnani et al. (1985) coincides in direction and tentatively in velocity with Arc A. The detection of dust reddening fronts in the PanSTARRS-1 stellar photometric data place MBM 18 within 200 pc from the Sun (Zucker et al. 2019). No significant reddening is found beyond 500 pc in this direction; this strengthens the association between Arc A and the superbubble.

The H α emission has also been used to determine the outer boundaries of the superbubble. Whereas it appears rather clearly defined on the western side, it had been thought that the eastern boundary was Barnard's Loop until Ochsendorf et al. (2015) pushed the limit farther out to a fainter feature beyond the extent of Fig. 1. The authors argued that the dusty shell of Barnard's Loop was not optically thick enough to absorb all ionising photons from the Orion OB1 association. These photons leak through to a more distant wall that is identified in gas velocity and as a faint H α filament closer to the Galactic plane. Barnard's Loop is part of a closed bubble that may be driven by a supernova and expands inside the superbubble. The other shells (GS206-17+13, Orion Nebula) and the complex history

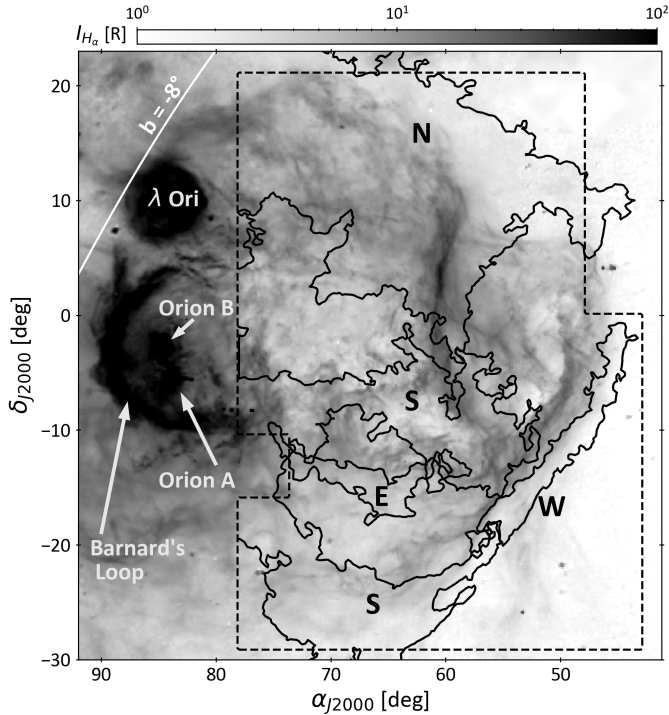


Fig. 1. H_α intensity map of the Orion-Eridanus superbubble based on VTSS, SHASSA, and WHAM data. The dashed line traces the contour of the analysed region. The white labels on the left-hand side show the key H_α features towards Orion. In the analysed region, the black contours delineate the main H I shells we identify in Sect. 3: the north rim (N), south loop (S), east shell (E), and west rim (W). The line of constant Galactic latitude $b = -8^\circ$ in the upper left corner indicates the orientation of the Galactic plane.

of λ Orionis (possibly a supernova remnant cavity that has later been filled by the H II region around the OB association, Dolan & Mathieu 2002) led Ochsendorf et al. (2015) to change the simple picture of a single expanding object to a more complex combination along the line of sight of evaporating clouds and nested shells filled with X-ray emitting hot gas at different temperatures (Snowden et al. 1995).

On the plane of the sky, the elongated bubble extends from beyond Orion up to the Eridanus Loop, but its overall orientation is still uncertain. Absorption line measurements (Welsh et al. 2005) and dust extinction data from *Gaia* and the Two Micron All-Sky Survey (2MASS; Lallement et al. 2018) support a close end towards Eridanus (southwest) and a far end beyond Orion (east), whereas models of a single shock front expanding in an exponentially stratified interstellar medium (ISM) fit the H_α data better, with the Orion side being closer than the Eridanus side (Pon et al. 2016). The models cannot accommodate the composite structure of the superbubble, however, which has likely evolved in space and time from near to far along the blue stream of massive stars identified by Pellizza et al. (2005) and Bouy & Alves (2015) between us and the Orion clouds.

We have performed a multi-wavelength analysis of the gas and cosmic-ray content of the Eridanus side of the superbubble, which we present in a series of three papers. This paper focuses on the composite structure of atomic and molecular gas shells and on their relation to the hot ionised gas, the recombination fronts, and the magnetic field structure. The second paper (Joubaud et al., in prep., hereafter Paper II) explores the cosmic-ray flux that pervades the gas shells. The third paper (Joubaud et al., in prep.) studies the gas mass found at the

transition between the atomic and molecular phases and in the CO-bright parts, as well as the evolution of the dust emission opacity (per gas nucleon) across the different gas phases. The third paper also studies the small molecular cloud of MBM 20, also called Lynd dark nebula (LDN) 1642, that might be compressed at the edge of the Local and/or Eridanus bubbles, near $\alpha_{J2000} = 68^\circ.8$, $\delta_{J2000} = -14^\circ.2$.

Here we investigate the composite structure of the Orion-Eridanus superbubble in the light of a new separation of the H I gas in position and velocity. We find new shells and study their relation to dust reddening fronts, H_α and X-ray emissions, and the magnetic field orientation derived from dust-polarised emission. We also use the H I line information to estimate the magnetic field intensity in several parts of the superbubble.

The paper is structured as follows. Data are presented in Sect. 2. The separation of the H I and CO clouds and their relations in velocity, distance, and to known entities are discussed in Sect. 3. We study the X-ray emission and derive the emitting plasma properties in Sect. 4. We probe the magnetic field orientation and strength in Sect. 5, before we conclude in Sect. 6. We present X-ray optical depth maps in Appendix A and the two methods we used to derive the angular dispersion of the magnetic field in Appendix B.

2. Data

We have analysed the eastern part of the superbubble towards the Eridanus constellation. It extends from 43° to 78° in right ascension and from -29° to 21° in declination, as shown in Fig. 1. We masked two 5° wide areas on the western and eastern sides of the region to avoid complex gas distributions in the background. All maps are projected onto the same 0.25° spaced Cartesian grid.

2.1. Ionised gas

Warm ionised gas is visible through H_α emission. It is displayed in Fig. 1 using the data of Finkbeiner (2003). This is a composite map of the Virginia Tech Spectral line Survey (VTSS), the Southern H-Alpha Sky Survey Atlas (SHASSA), and the Wisconsin H-Alpha Mapper (WHAM). The velocity resolution is 12 km s^{-1} and the spatial resolution is $6'$ (full width at half maximum, FWHM).

2.2. H I and CO emission line data

We used the $16'2$ resolution HI4PI survey (HI4PI Collaboration 2016), with a velocity resolution of 1.49 km s^{-1} in the local standard of rest (LSR). We selected velocities between -90 and 50 km s^{-1} to exclude the H I emission from the high-velocity clouds that lie in the hot Galactic corona far behind the local medium we are interested in Wakker et al. (2008).

In order to trace the molecular gas, we used the $8'5$ resolution ^{12}CO ($J=1-0$) observations at 115 GHz from the moment-masked CfA CO survey (Dame et al. 2001; Dame & Thaddeus 2004). We completed this dataset with the CO observations of the MBM 20 cloud obtained with the Swedish-ESO Submillimetre Telescope (SEST) that were kindly provided by Russeil et al. (2003).

2.3. X-ray data

In order to study the hot-gas content of the superbubble, we used data from the Roentgen satellite (ROSAT) X-ray all-sky survey (Snowden et al. 1994). The spatial resolution is about $30''$ on-axis. We combined the original energy bands into three bands:

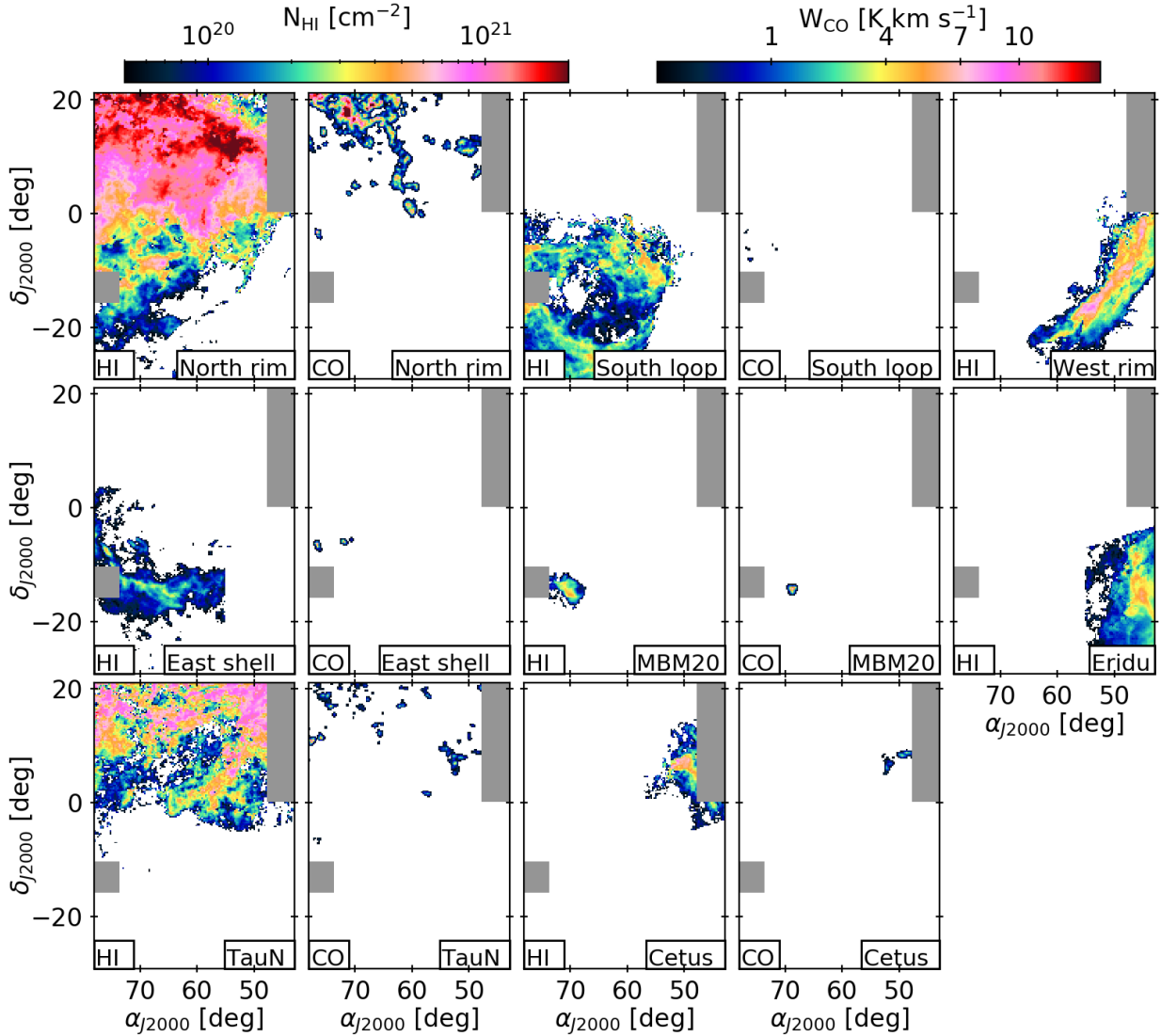


Fig. 2. Maps of the north rim, south loop, east shell, west rim, MBM 20, Eridu cirrus, Cetus, and North Taurus components in H I column density, N_{HI} for a spin temperature of 100 K, and in CO line intensity, W_{CO} .

the 0.25 keV band, spanning from 0.11 to 0.284 keV at 10% of peak response (R1+R2), the 0.75 keV band from 0.44 to 1.2 keV (R4+R5), and the 1.5 keV band from 0.7 to 2 keV (R6+R7). The exposure over the analysed region varies between 0 and 600 s, therefore we masked out the underexposed zones with exposure times below 80 s. They appear as white stripes in our intensity maps. Even though we used count rates that take striped variations in the exposure map into account, we caution that systematic biases remain in the survey calibration. They appear as striped enhancements or diminutions in count rates that cross the analysis region roughly parallel to the underexposed stripes. We re-sampled the maps onto our 0.25 grid and have compared the two low-energy count rate maps with those of Snowden et al. (1994).

2.4. Dust data

We used the 3D dust reddening maps of Green et al. (2018). These maps span three quarters of the sky ($\delta \gtrsim -30^\circ$) and are based on the stellar photometry of 800 million stars from Pan-STARRS 1 and 2MASS. The authors divided the sky into pixels containing a few hundred stars each. This results in a map with pixel sizes that vary from 3.4' to 55'.

The polarisation data, that is, the total intensity and the Q and U Stokes parameters, come from the *Planck* 353 GHz 2018 polarisation data with an original angular resolution of 5' (Planck Collaboration XII 2019). To enhance the signal-to-noise ratio, we smoothed the maps and their covariances to 40' resolution (FWHM) and downgraded the healpix maps to $N_{\text{side}} = 512$.

3. H I and CO cloud separation

3.1. Velocity decomposition

Following the method developed by Planck Collaboration Int. XXVIII (2015), we decomposed the H I and CO velocity spectra into individual lines and used this information to identify and separate eight nearby cloud complexes that are coherent in position and in velocity. We thus fitted each H I or CO spectrum as a sum of lines with pseudo-Voigt profiles that combine a Gaussian and a Lorentzian curve that share the same mean and standard deviation in velocity. The Lorentzian part of the profile can adapt, if necessary, to extended line wings that are broadened by velocity gradients within the beam. The prior detection of line peaks and shoulders in each spectrum provided a limit

on the number of lines to be fitted as well as initial guesses for their central velocities. We improved the original method by taking the line information of the neighbouring spectra into account for each direction in order to better trace merging or fading lines. The fits yield small residuals between the modelled and observed spectra, but in order to preserve the total intensity that is recorded in each spectrum, we distributed the residuals among the fitted lines according to their relative strength in each channel.

3.2. H I and CO components

The 3D (right ascension, declination, and central velocity) distribution of the peak temperatures of the fitted lines showed that the data can be partitioned into several entities that are depicted in N_{HI} column densities and in W_{CO} intensities in Fig. 2. Some were detected in both H I and CO emission lines, such as the north rim, south loop, east shell, Cetus, North Taurus, and MBM 20. The others were only seen in the H I data, such as the west rim and Eridu cirrus. To construct these maps, we defined 3D boundaries in right ascension, declination, and velocity for each component. The velocity range for each cloud is presented in Table 1. We selected the fitted lines with central velocities falling within the appropriate velocity interval, depending on the (α, δ) direction, and we integrated their individual profiles in velocity. The resulting maps were then re-sampled into the 0.25° spaced Cartesian grid of the analysed region.

In order to investigate the effect of the unknown H I optical depth, we derived all the N_{HI} maps for a set of uniform spin temperatures (100, 125, 200, 300, 400, 500, 600, 700, and 800 K) and for the optically thin case. Nguyen et al. (2018) have recently shown that a simple isothermal correction of the emission spectra with a uniform spin temperature reproduces the more precise H I column densities that are inferred from the combination of emission and absorption spectra quite well. Their analysis fully covers the range of column densities in the Eridanus region. All the figures and results presented here were derived for a spin temperature of 100 K. This choice comes from the best-fit models of the γ -ray data and of the dust optical depth at 353 GHz; they are detailed in Paper II. This choice has no effect on cloud separation. Compared with the optically thin case, the correction increases the highest column densities ($>1.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$) of the thickest cloud of the north rim by 40%. The other clouds are more optically thin.

As we discuss in this paper, some structures are likely associated with the superbubble (north rim, south loop, east shell, and west rim), while the others are foreground (MBM 20), background (Cetus, North Taurus) or side (Eridu) clouds. The north rim component gathers elements that have previously been identified as independent features, such as the MBM 18 (L1569) molecular cloud at a distance of 155^{+3}_{-3} pc (Zucker et al. 2019) and the G203-37 cloud towards $(66^\circ, -9^\circ)$ that Snowden et al. (1995) placed midway through the hot superbubble cavity. Other MBM clouds of interest are listed in Table 1. We did not push the partition of the north rim farther because the lines are confused in space and velocity, despite the sparse decomposition of the spectra into individual lines. We reached the same conclusion using another decomposition method called the regularized optimization for hyper-spectral analysis (ROHSA¹). The analysis kindly provided by Antoine Marchal recovered the same structures for the east shell and west rim. This supports our separation. However, it also struggled to identify individual entities in the complex distribution in the northern part. We therefore preferred to keep the north rim as a single component for our analyses.

¹ <https://antoinemarchal.github.io/ROHSA/index.html>

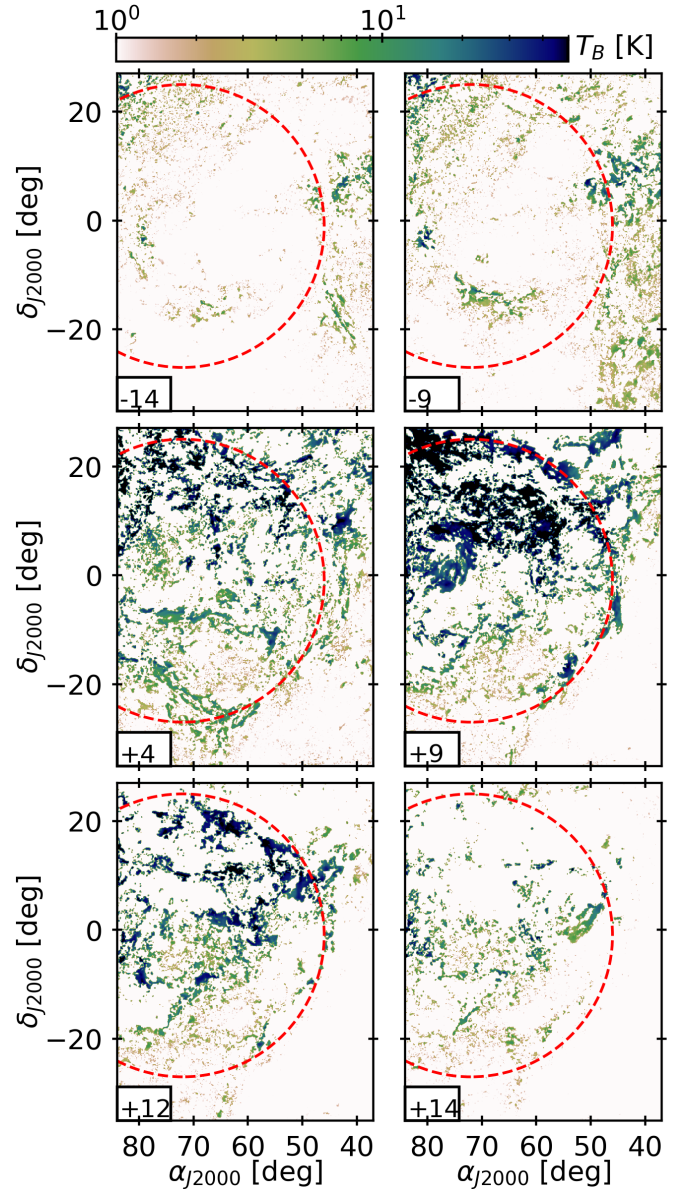


Fig. 3. Spatial distribution of the peak temperatures of the fitted H I lines (grey scale) for different slices in central velocity (indicated in km s^{-1} in the lower left corner of each plot). The red circle highlights the outer shell that is visible at $+9 \text{ km s}^{-1}$.

Part of the analysed region overlaps the anticentre region studied by Remy et al. (2017), who used a similar method to separate gas clouds. We recovered the same structures in velocity and space in the overlap region: their North Taurus and Cetus components, with minor differences due to their use of data with higher velocity resolution from the Galactic Arecibo L-Band feed array (GALFA) in those directions. Their South Taurus complex mainly contributes to the north rim in our analysis. Their main Taurus complex only marginally overlaps with our region. The bulk of this cloud lies beyond our analysis boundary and is not discussed here.

3.3. Relative motions in the superbubble

The distribution in position and velocity of the H I line cores that result from the line decomposition allows us to resolve the relative motions that subtend this complex environment. In the original data cubes, the bulk motions are often

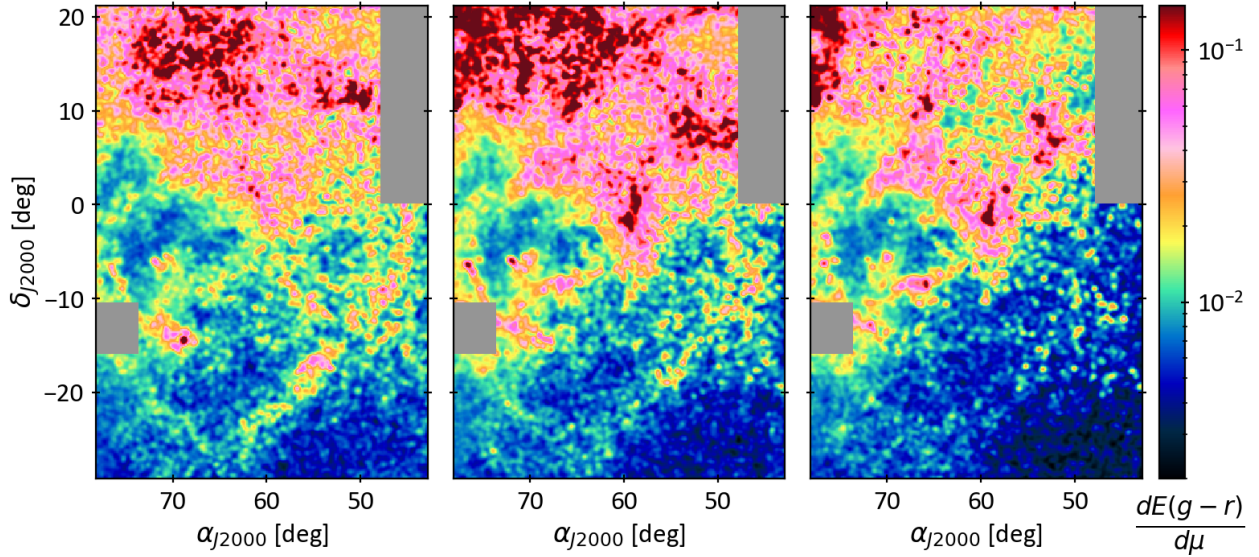


Fig. 4. Maps of the dust reddening per unit distance modulus, $\frac{dE(g-r)}{d\mu}$, showing the morphology of dust fronts at distances of 200 pc (left), 320 pc (middle), and 400 pc (right). The maps are smoothed by a 0.4 Gaussian kernel for display.

buried in the overlap of the broad wings of the H I lines. We display slices through the H I line distributions for specific velocities in Fig. 3. The central velocities of the H I lines associated with the superbubble range from -15 to $+18$ km s $^{-1}$. This range compares with the $[-25, +5]$ km s $^{-1}$ range derived by Reynolds & Ogden (1979) from the H α emission. The map at $+9$ km s $^{-1}$ exhibits a coherent circular ring that suggests that we intercept the outer rim of the expanding shell tangentially along these lines of sight. Most of the gas at higher (receding) velocities is indeed seen within the boundary of the outer rim. The slice at $+4$ km s $^{-1}$ shows another circular ring in the south that corresponds to the rim of the south loop. The expansion velocities of these two rings are in the plane of sky because we see the rims tangentially. The radial line velocities thus indicate that the bulk of the outer rim and of the south loop recede at $+9$ and $+4$ km s $^{-1}$, respectively, with respect to us. This means that the south loop approaches us with respect to the rest frame of the superbubble. The slice at -9 km s $^{-1}$ shows the east shell, which approaches fast. We give evidence in Sect. 4 that it moves inside the superbubble.

When we exclude the internal motion of the east shell to follow the outer expansion, the H I line range is reduced to $[-5, +19]$ km s $^{-1}$. With a rest frame velocity of $+9$ km s $^{-1}$, the line data suggest an expansion velocity of about 10 – 15 km s $^{-1}$, which is lower than the 40 km s $^{-1}$ inferred by Brown et al. (1995) from the full extent of the H I spectra, including the line wings. It is consistent with the 15 – 23 km s $^{-1}$ velocity found in H α (Reynolds & Ogden 1979). It also compares with the low velocity of 8 km s $^{-1}$ expected from simulations (Kim et al. 2017) for a superbubble that expands in a medium with a mid-plane gas density of 1 cm $^{-3}$ and a scale height of 104 pc that is powered by a supernova rate of 1 per Myr; this is close to the rate of Orion-Eridanus superbubble (Voss et al. 2010). The simulations also show that the compressed swept-up gas behind the shock expands at slightly lower velocities than the shock itself and than the hot phase.

3.4. Dust reddening distances

In order to study the 3D gas distribution in the superbubble and to substantiate the cloud separation in velocity, we used the 3D

reddening maps of Green et al. (2018). They inferred a reddening profile as a function of distance modulus, μ , for each direction in the sky using the photometric surveys of Pan-STARRS 1 and 2MASS in a Bayesian approach. We located gas concentrations in distance in these profiles by searching for reddening fronts that can be identified as sharp increases in the amount of dust reddening per unit length. To do so, we took the derivative of their best-fit profiles for each direction in the sky. We display the derivative maps in Fig. 4 for three distances at 200, 320, and 400 pc. The west rim and MBM 20 clouds are clearly identified around 200 pc, and the north rim appears between 200 and 320 pc. The CO-bright molecular parts of the east shell are visible at 320 pc. The G203-37 cloud appears between 320 and 400 pc.

The 3D partitioning of the dust fronts was not induced by the Bayesian priors that were used to build the reddening profiles. Green et al. (2018) have used broad-band photometric measurements of each star and have computed a probability distribution over the stellar distance and foreground dust column. They constrained their prior on the Schlegel et al. (1998) reddening map, which is a scaled version of an optical depth map of the dust thermal emission integrated along the lines of sight, without information along the radial dimension. The spatial correlation we find between the dust maps in distance and the morphology of the clouds we isolated strengthens our confidence that the different complexes are separated in velocity as well as in distance.

We constrained the distance range to each cloud complex using the reddening front information towards several directions in each complex. Their locations are marked in Fig. 5. For each direction, we selected derivative profiles within a radius of 1° , and we averaged those whose peak $\frac{dE(g-r)}{d\mu}$ value exceeded 80% of the maximum. The results are shown in Fig. 5. Distance ranges based on these profiles are given in Table 1 together with the velocity ranges observed in the H I data. Table 1 also lists distances to MBM molecular clouds that appear to be associated in space and velocity with our cloud complexes. Their distances have been derived by Zucker et al. (2019) using the same reddening method, but choosing individual stars. Lallement et al. (2018) constructed another 3D dust map using inversion methods and the stellar surveys of *Gaia*, 2MASS, and the APO Galactic Evolution Experiment (APOGEE) DR14. Three vertical cuts across

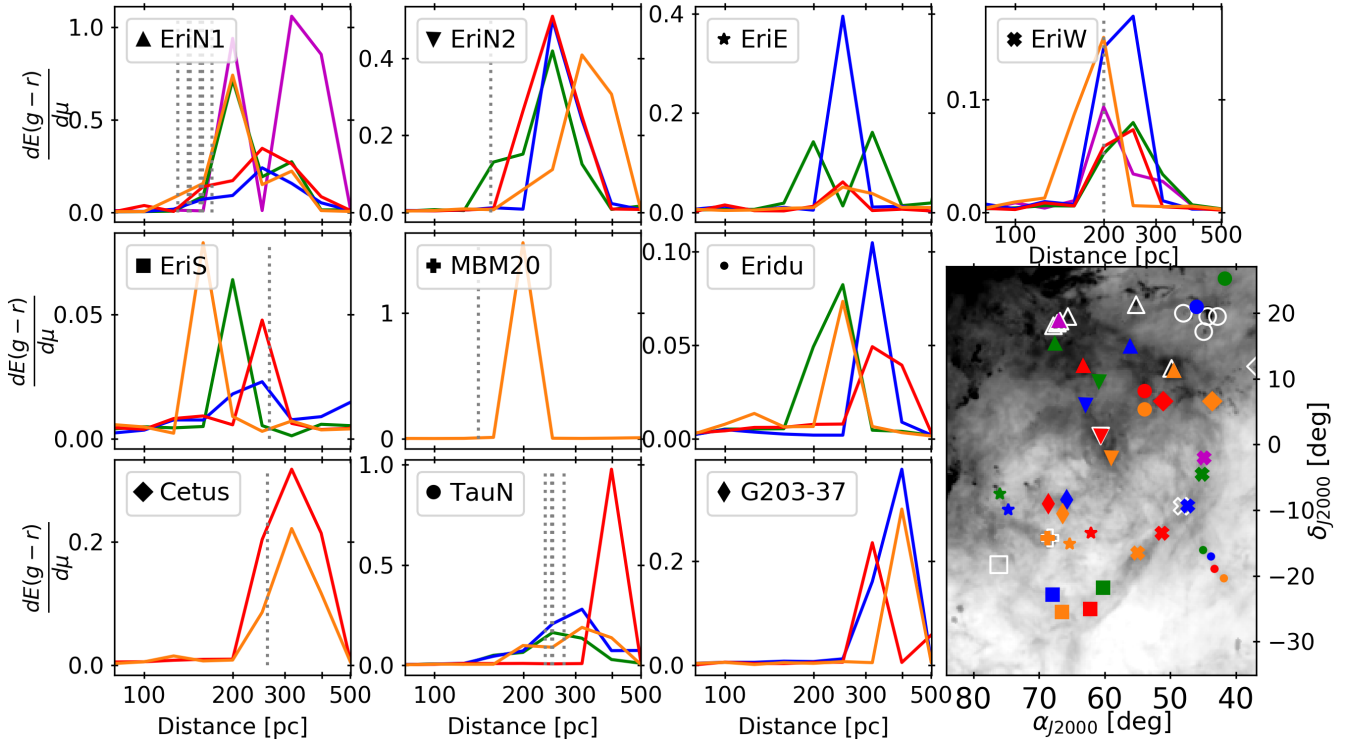


Fig. 5. Mean reddening per distance unit profiles towards several directions for each H I cloud. The mean is computed for each direction over selected profiles in a circle with a radius of 1° . The map shows the pointed directions overlaid on the H I column density. The different markers correspond to the different cloud complexes, and the colours show the different directions for a given cloud. The cloud labels are north rim (EriN), west rim (EriW), east shell (EriE), south loop (EriS), and North Taurus (TauN). For clarity, we divided the north rim into its northern part (EriN1, upwards-pointing triangle), which marks the superbubble boundary, and its southern part (EriN2, downwards-pointing triangle), which overlaps the MBM 18 cloud. The white markers on the map show the MBM clouds. Their shape corresponds to the complex they are associated with. Their distances were derived by Zucker et al. (2019) and are reported in the plots with grey dotted lines.

the Galactic disc towards the Galactic longitudes of 192° , 205° , and 212° yield distances to our gas complexes that are listed in Table 1.

The different measurements in Table 1 indicate that most of the clouds associated with the superbubble, such as the north rim and west rim, the east shell, south loop, and MBM 20, lie at distances ranging between 150 and 250 pc. The distances and velocities we obtain for the different complexes are consistent with those found with Na I and Ca II interstellar absorption lines towards early-type stars throughout the region (Welsh et al. 2005). We note, however, that distances based on the reddening information from Green et al. (2018) tend to yield higher values than towards individual stars. This is partly due to their binning in space and in $\log(\mu)$, which was adapted to large-scale 3D mapping in the Galaxy, and to the lack of stars at high Galactic latitudes. The lower bound of our distance estimates should also be considered with care as they approach the shortest range allowing large enough stellar samples to infer the average reddening and to recognise the shape of the cloud. Adding stars from *Gaia* alleviates the biases. All sets of values nevertheless give weight to a superbubble orientation with its close end towards Eridanus.

A series of MBM clouds (MBM 16, 106, 107, 108, and 109) is associated with the north rim and more specifically with the outer rim because of their location and velocity. They gather at distances between 140 and 170 pc. The MBM 18 cloud, at a comparable distance, is also associated with the north rim in H I and CO. Together they suggest that the broad north rim complex combines gas from the outer rim seen edge-on and face-on (see the middle right panel of Fig. 3). We therefore conclude from

the synergy in distance and velocity of the north rim, south loop, and west rim that they represent the front face of the superbubble with respect to us.

Figure 4 also shows the G203-37 cloud at a distance between 300 and 400 pc, in agreement with Snowden et al. (1995). These authors had placed it midway through the hot superbubble cavity.

The MBM 22 cloud is seen in a direction close to the rim of the south loop, and its velocity is consistent with the south loop range, but its distance of 266^{+30}_{-20} pc places it behind the south loop. This is corroborated by the maps in Fig. 4, which show that the south loop is most conspicuous in the left (200 pc) panel and fades out at 320 pc, whereas MBM 22 appears at 320 pc and fades out at a larger distance. MBM 9 and the clouds of Cetus and North Taurus also lie outside and behind the superbubble, at distances between 250 and 400 pc. We note that the Cetus and North Taurus clouds are part of larger complexes that extend well beyond the western side of the analysed region (Remy et al. 2017).

3.5. MBM 20 and the edge of the superbubble

Inspection of relative distances in Figs. 4 and 5 suggests that MBM 20 and the closest clouds of the south loop may be interacting with the Local Bubble at about 150 pc in the picture of Burrows et al. (1993). This is consistent with the velocity configuration discussed above, where the south loop approaches us compared to the rest of the superbubble.

A clear H I and CO component in our separation corresponds to the well-studied MBM 20 (L1642) cloud (Russeil et al. 2003). It is clearly visible in the 200 pc map of Fig. 4 at $\alpha = 68:8$

Table 1. Distance and velocity range of the main H I clouds and the overlapping MBM clouds.

	Velocity (km s ⁻¹)	Dist. ^(a) (pc)	Dist. ^(b) (pc)	cloud	(α , δ) J2000	MBM Dist. ^(c) (pc)	MBM Vel. ^(d) (km s ⁻¹)
<i>Superbubble components</i>							
North rim	[4, 25]	[150, 400]	140 ± 40	MBM16	(49°8, 11°6)	170 ⁺² ₋₁ ± 8	7.4
			170 ± 40	MBM 17 ^(e)	(55°2, 21°3)	130 ⁺² ₋₁ ± 6	7.9
				MBM 107	(66°9, 18°9)	141 ⁺⁴ ₋₁₃ ± 7	8.6
				MBM 108	(67°2, 18°5)	143 ⁺² ₋₂ ± 7	7.6
				MBM 18	(60°6, 1°3)	155 ⁺³ ₋₃ ± 7	8.0
				MBM 109	(67°9, 18°1)	155 ⁺¹⁰ ₋₈ ± 7	6.6
				MBM 106	(65°7, 19°5)	158 ⁺²⁷ ₋₁₀ ± 7	8.5
South loop	[-3.8, 7.8]	[150, 300]					
East shell	[-30.8, -2.5]	[200, 300]					
West rim	[-2.5, 15.6]	[150, 250]	180 ± 30 210 ± 40	MBM 15	(48°2, -9°4)	200 ⁺²⁷ ₋₂₄ ± 10	4.4
<i>Other complexes</i>							
MBM 20	[0, 4]	[150, 250]	180 ± 40	MBM 20	(68°8, -14°2)	141 ⁺³ ₋₂ ± 7	0.3
MBM 22				MBM 22	(76°2, -18°3)	266 ⁺³⁰ ₋₁₉ ± 13	4.5
Eridu cirrus	[-13, -2]	[200, 400]	210 ± 30				
North Taurus	[-6, 4]	[250, 450]	370 ± 50 ^(f)	MBM 13	(44°9, 17°2)	237 ⁺⁵ ₋₆ ± 11	-5.7
				MBM 11	(42°8, 19°5)	250 ⁺⁵ ₋₇ ± 12	-6.6
				MBM 12	(44°2, 19°5)	252 ⁺⁴ ₋₆ ± 12	-5.3
				MBM 14	(48°0, 20°0)	275 ⁺³ ₋₆ ± 13	-2.2
Cetus	[-20, -5]	[250, 400]	370 ± 50 ^(f)	MBM 9	(36°6, 11°9)	262 ⁺²² ₋₁₄ ± 13	-13.0
G203-37	[8, 15]	[300, 400]			(66°0, -9°0)		

Notes. ^(a)From the reddening front method described in this paper. ^(b)From [Lallement et al. \(2018\)](#). ^(c)From [Zucker et al. \(2019\)](#). The first errors are statistical, and the second give the systematic uncertainties. ^(d)From [Magnani et al. \(1985\)](#). ^(e)The association of MBM 17 cloud with north rim is uncertain because of the velocity confusion in this direction. ^(f)It is uncertain whether the association should be with Cetus or North Taurus.

and $\delta = -14^\circ 2$. Its distance of 141^{+3}_{-2} pc ([Zucker et al. 2019](#)) or 180 ± 40 pc ([Lallement et al. 2018](#)) places it near the boundary between the superbubble and the Local Bubble. [Snowden et al. \(1995\)](#) used X-ray absorption to place MBM 20 inside the Local Bubble, thus pushing the closest superbubble wall beyond 140 pc. The cometary tail of MBM 20 is visible in H I. It points to the north-east of the compact CO cloud (see Fig. 2) and extends over 10 pc (at 140 pc). It presents a velocity gradient whose tail tip moves faster away from us than the molecular head, in agreement with having been swept up by the expanding medium of the Local Bubble rather than by the south loop. MBM 20 may therefore lie just in front of the edge of the superbubble. We note that despite similar orientations and some overlap in direction with the east shell, the two clouds are distinct and have different velocities, as is shown in Table 1.

3.6. Cloud relations to the H α filaments

The H I and CO structures we isolated can be compared to the H α intensity map. H α line emission at 656.3 nm arises from the recombination of an electron onto ionised hydrogen, so that the lines trace the ionised gas at the interface with colder atomic hydrogen, where the ionisation fraction is still high, but the density is also high enough for recombination to occur. Figure 6 displays H α line intensity maps integrated over [-60, -11] and [-11, 50] km s⁻¹. We overlaid H I contours of specific

clouds. The 12 km s⁻¹ resolution of the WHAM H α data prevents detailed velocity comparisons between the H I, CO, and H α lines, but it can still capture interesting relations. As the neutral H I structures surround the recombining shells with a small angular offset, Fig. 6 outlines a mosaic of boundaries between hot sub-bubble interiors and their colder outer shells, which are compressed by the hot-gas expansion (see Figs. 3 and 4 of [Krause et al. 2013](#)).

The east shell is related to a specific H α filament. Both structures move inside the superbubble towards us (negative velocities) at a distance constrained by the dust to be about 300 pc. The southern part of the south loop might be associated with the H α filament called Arc C ([Johnson 1978](#)). The round structure of the loop in H I and H α and its radius of ~ 35 pc at a distance of 200 pc are reminiscent of an old supernova remnant, but they may also reflect global oscillations of the hot gas in the superbubble. Such oscillations are induced by off-centred supernova explosions in a hot cavity ([Krause et al. 2014](#)). We further discuss the origin of the loop in the next sections. The west rim is related to the Arc B filament in H α ([Johnson 1978](#)). We see an elongated shock wall almost edge-on, with velocity excursions of -10 to +7 km s⁻¹ about the rest velocity of +9 km s⁻¹. The closest part approaches us and is superimposed on receding parts that lie farther away. The H α emission from the rest of the outer rim is likely absorbed by the high gas column densities pertaining to the north rim (typical visual extinctions of 0.4–1.8 magnitudes

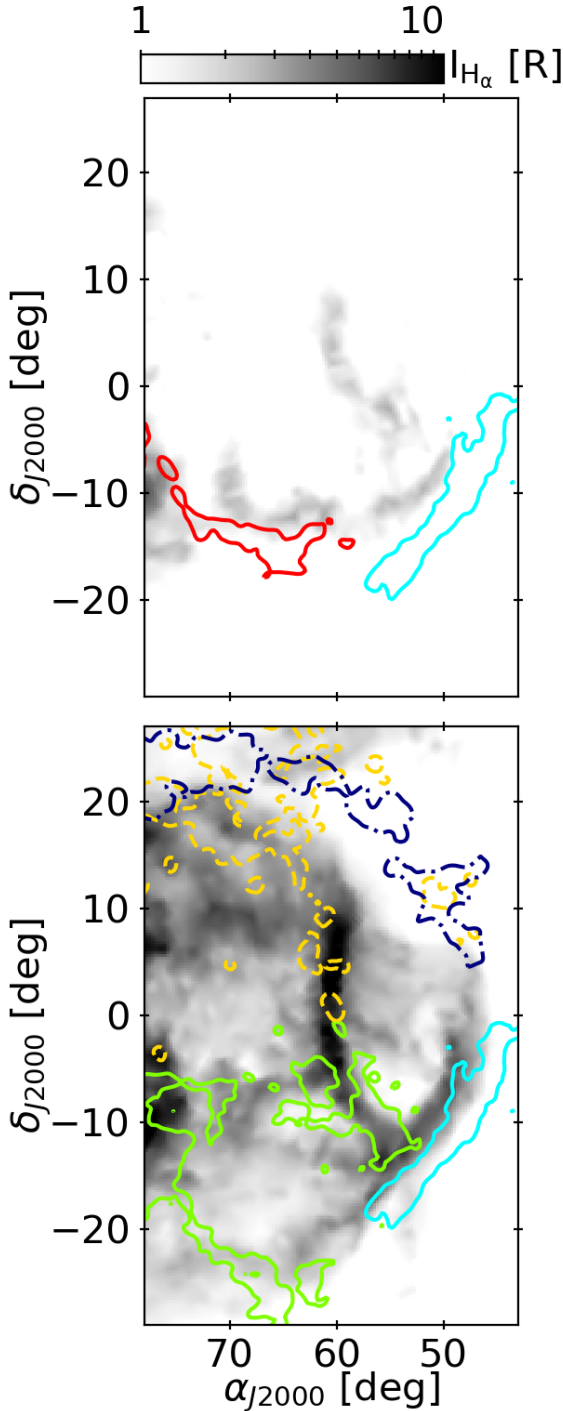


Fig. 6. H_α line intensity maps for two velocity ranges, $[-60, -11]$ (top) and $[-11, 50]$ km s^{-1} (bottom), overlaid with $N_{\text{H I}}$ column density and W_{CO} emission contours outlining the different cloud components: the east shell in H I (red, $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$), the west rim in H I (cyan, $4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$), the south loop in H I (green, $2.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$), and the north rim in CO (yellow dashed line, 1 K km s^{-1}). The $N_{\text{H I}}$ and W_{CO} maps are smoothed with a Gaussian kernel of 0.28 to display the contours. A specific north rim contour is shown in H I for central line velocities of $+9 \text{ km s}^{-1}$ (dark blue dash-dotted line, 18 K). It was smoothed with a Gaussian kernel of 1.5 before the contours were computed.

up to a distance of 300 pc along the northern part of the outer rim; this is outlined in dotted contours in Fig. 6. Towards the west rim, the visual extinctions range from 0.1 to 0.4 magnitudes).

The brightest H_α arc, Arc A, extends vertically in the centre of the positive-velocity map in Fig. 6. Its relation to the superbubble is still debated; see Pon et al. (2014) for a discussion that takes the proper motion and radial velocities, as well as X-ray and H_α emission and absorption studies, into account. Based on the width and intensities of the H_α lines, these authors argued that the H_α filaments are either elongated sheets seen edge-on or objects that are out of equilibrium as a result of ionised clouds that are compressed by shocks that currently recombine. While Arc B seems to comply with the edge-on sheet hypothesis, the situation is not clear for Arc A because of the confusion along the line of sight, the spread of H_α and H I emission over a wide range of velocities, and absorption from atomic and dark neutral gas (see Paper II) and from molecular gas in MBM 18. As reported by Pon et al. (2014), the coincidence in space and velocity between Arc A and MBM 18 tends to favour an association of the arc with the superbubble. Figure 6 shows that the northern part of Arc A nicely follows an arc of molecular clouds belonging to the north rim component and that Arc A is partially absorbed by the dense gas in MBM 18 near $\alpha_{J2000} = 60^\circ 6', \delta_{J2000} = 1^\circ 3'$. The dust associated with the molecular arc is visible at close distance in Fig. 4, but not at 400 pc , nor beyond. The distance to Arc A is thus constrained to be between that of MBM 18 (155^{+3}_{-3} pc , Zucker et al. 2019) and an upper bound of about 400 pc . Arc A therefore likely represents an inner shell of the superbubble seen edge-on, as for the east shell.

4. X-ray emission

The Eridanus X-ray enhancement arising from diffuse hot gas has been extensively studied to constrain the properties of the hot superbubble interior and the distribution of foreground gas seen in absorption against the bright X-rays (Burrows et al. 1993; Snowden et al. 1995; Heiles et al. 1999). We now compare the spatial distribution of the different clouds we isolated with that of the X-rays recorded in three energy bands with ROSAT, and we take advantage of our study of the total gas column densities in the atomic, dark, and molecular gas phases (see Paper II) to quantify the X-ray absorption.

Figure 7 displays the ROSAT maps recorded in the $0.11\text{--}0.284 \text{ keV}$ (R1+R2), $0.44\text{--}1.21 \text{ keV}$ (R4+R5), and $0.73\text{--}2.04 \text{ keV}$ (R6+R7) energy bands (Snowden et al. 1994). We refer to these bands below as the 0.25 , 0.75 , and 1.5 keV bands, respectively. Two main features have originally been identified (Burrows et al. 1993). The first, called Eridanus X-ray enhancement 1 (EXE1), appears in the 0.75 and 1.5 keV maps as a crescent bounded to the west by the west rim clouds, to the south by the east shell, and to the east, it extends towards Orion. Its northern extent is unknown because it is obviously heavily absorbed, even at 1.5 keV , by the 1.4×10^5 solar masses of gas associated with the north rim (see Fig. 7). EXE1 was associated with the interior of the superbubble by Burrows et al. (1993). The brightest part of the crescent at 0.75 keV is located between the H_α arcs A and B. This region was found to be a small independent expanding shell in H_α by Heiles et al. (1999).

The second main feature (EXE2) is visible only at 0.25 keV , below $\delta = -10^\circ$. This soft excess is obviously barred by absorption from the gas in the south loop and by the compact MBM 20 cloud, which creates a marked dip in X-rays around $\alpha = 68^\circ 8'$ and $\delta = -14^\circ 2'$. The east shell, however, leaves no obvious absorption imprint. The bright part of EXE2 that partially overlaps the south loop was first interpreted as hot gas originating from a supernova remnant or a stellar wind bubble (Burrows et al. 1993), but the absence of an OB star in this direction led Heiles et al. (1999) to

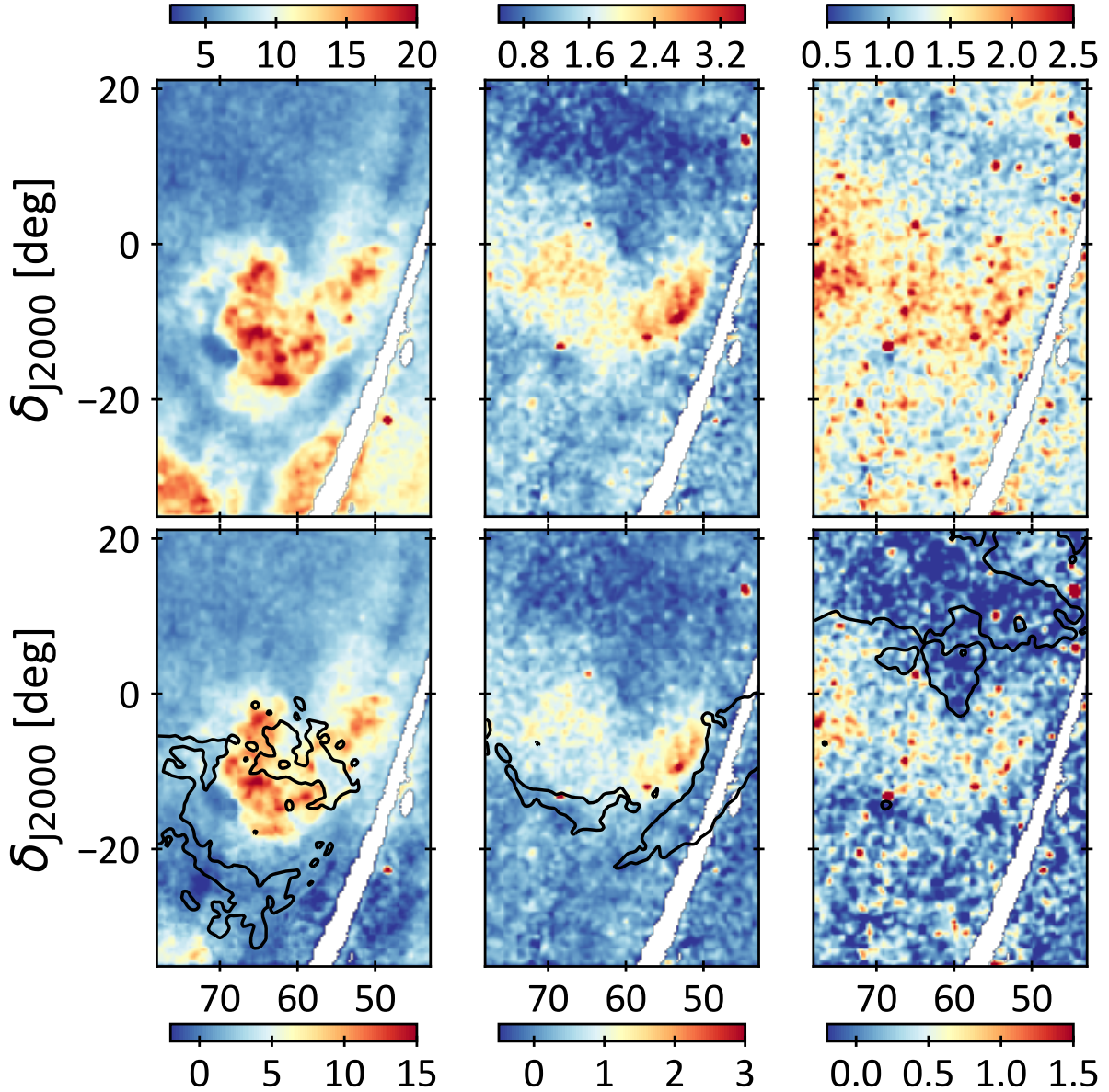


Fig. 7. ROSAT intensity maps in units of $10^3 \text{ counts s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ in the 0.25 keV band (covering between 0.11 and 0.284 keV, *left column*), in the 0.75 keV band (covering between 0.44 and 1.21 keV, *middle column*), and in the 1.5 keV band (covering between 0.73 and 2.04 keV *right column*) from the all-sky survey in the *top row*, and the same maps corrected for the Local Bubble foreground emission and for a halo background emission in the *bottom row* (according to Eq. (3)). H I column density contours outline different cloud complexes: the north rim absorbs X-rays at all energies and is displayed in the 1.5 keV map (at $N_{\text{H I}} = 1.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$). The west rim cloud bounds the X-ray emission at all energies and is displayed in the 0.75 keV map (at $N_{\text{H I}} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$). The east shell cloud bounds the southern parts of the 0.75 and 1.5 keV emissions, but does not absorb the 0.25 keV emission. It is displayed in the 0.75 keV map (at $N_{\text{H I}} = 1.4 \times 10^{20}$). Additional absorption at 0.25 keV relates to the south loop ($N_{\text{H I}} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$) and to MBM 20. The latter is not displayed, but is visible as the dark blue spot around $\alpha = 68.8$ and $\delta = -14.2$ in the top 0.25 keV map. For clarity, we smoothed the X-ray maps and H I contours with a Gaussian kernel of 0.3 for display and masked underexposed regions in the ROSAT survey in white.

propose that hot gas leaks out of EXE1 at the rear of the superbubble through a break in its shell and that the gas cools in the external ISM. Because the soft emission extends below -25° in declination, Snowden et al. (1995) instead interpreted EXE2 as soft background emission arising from the million-degree gas in the Galactic halo and being shaped into a roundish feature by intervening gas absorption. We revisit the properties of EXE1 and EXE2 below.

4.1. Subtracting foreground and background emission

We followed the simple slab model of Snowden et al. (1995) and modelled the observed X-ray intensity in each energy band and

direction as

$$I_{\text{obs}}(\alpha, \delta) = I_{\text{Local Bubble}} + I_{\text{Eri}}(\alpha, \delta) e^{-\tau_X(\alpha, \delta)} + I_{\text{halo}} e^{-\tau_{\text{tot X}}(\alpha, \delta)}, \quad (1)$$

where $I_{\text{Local Bubble}}$, I_{Eri} , and I_{halo} represent the X-ray intensities arising from the Local Bubble, the Orion-Eridanus superbubble, and the halo, respectively. The foreground and background emissions from the Local Bubble and the halo are assumed to be uniform. τ_X denotes the X-ray optical depth of the absorbing gas located in front of the superbubble, and $\tau_{\text{tot X}}$ denotes the total optical depth along the line of sight.

In order to compute the X-ray optical depths, we used the N_{H} gas column densities inferred in the different gas phases

and different cloud complexes from our combined H I, CO, dust, and γ -ray study, following the same method to map and quantify the amount of gas as applied earlier in other nearby regions (see Paper II, [Planck Collaboration Int. XXVIII 2015](#); [Remy et al. 2017](#)). [Snowden et al. \(1995\)](#) have instead used the dust emission map at 100 μm to trace N_{H} , but they did not correct the map for biases that have since then been found to be significant (e.g. spatial variations in dust temperature and spectral index ([Planck Collaboration XI 2014](#)) and the non-linear increase of the dust emissivity per gas nucleon with increasing N_{H} ([Planck Collaboration XI 2014](#); [Planck Collaboration Int. XXVIII 2015](#); [Remy et al. 2017](#)). We derived the optical depths from our column density maps using

$$\tau_X(E_X) = \sigma(E_X, N_{\text{H}}) \times N_{\text{H}}, \quad (2)$$

with E_X the X-ray band and σ the energy-band-averaged photoelectric absorption cross section from [Snowden et al. \(1994\)](#). For the 0.25 and 0.75 keV bands, we took an incident thermal spectrum with a temperature of 1.3 MK close to the mean colour temperature observed towards the Eridanus X-ray excesses (see below). For the 1.5 keV band, we assumed a power-law incident spectrum with an index of -2 . We verified that the choice of temperature and spectral index around these values has a small effect on the result. The optical depth maps obtained for the total gas column densities $\tau_{\text{tot}X}$ are presented in Fig. A.1 for the three energy bands.

We find that the north rim is optically thick in the lower energy bands and is still partially thick ($0.5 \lesssim \tau_{\text{tot}X} \lesssim 1$) at 1.5 keV, which explains the northern shadows in all plots of Fig. 7. Inspection of the optical depth maps for individual cloud complexes indicates that the west rim is thick at 0.25 keV, nearly so at 0.75 keV, and mostly thin ($0.1 \lesssim \tau_X \lesssim 0.2$) at high energy. The south loop is thick at low energy and mostly thin in the two upper bands. The east shell is thick at low energy ($1 \lesssim \tau_X \lesssim 2.5$), partially thick at 0.75 keV ($0.1 \lesssim \tau_X \lesssim 0.4$), and thin at high energy. The molecular head of MBM 20 is optically thick at low energy, nearly so at medium energy, but partially transparent at high energy.

In order to estimate upper limits to the emission from the Local Bubble in the three ROSAT bands, we studied the distribution of X-ray intensities versus gas column density towards a set of heavily absorbed and nearby clouds: towards MBM 20 (which is likely located at the interface between the Local Bubble and the Eridanus superbubble), MBM 16, MBM 109, and MBM 18. To limit the effect of noise fluctuations towards these faint regions, we calculated the minimum intensities averaged over the high- N_{Htot} pixels in each region, at $N_{\text{H}} > 7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ in the low band and $N_{\text{H}} > 1.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ in the upper bands, and we excluded pixels with X-ray point sources. We find an upper limit to the Local Bubble intensity of $4.0 \times 10^3 \text{ cts s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ at 0.25 keV, which coincides with the estimate of [Snowden et al. \(1995\)](#). We find upper limits of $0.8 \times 10^3 \text{ cts s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ at 0.75 keV and $1.1 \times 10^3 \text{ cts s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ at 1.5 keV, which are consistent towards the four clouds.

In order to estimate the background halo intensities in directions away from the superbubble, we corrected the observed X-ray maps for the Local Bubble emission and for the total gas absorption using $I_{\text{halo}} = (I_{\text{obs}} - I_{\text{Local Bubble}}) e^{+\tau_{\text{tot}X}}$. We averaged the intensities over the low-absorption region at $50^\circ \leq \alpha \leq 60^\circ$ and $\delta \leq -25^\circ$ to avoid the underexposed survey stripes. We obtained intensities of $22.0 \times 10^3 \text{ cts s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ at 0.25 keV, $0.5 \times 10^3 \text{ cts s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ at 0.75 keV, and $0.2 \times 10^3 \text{ cts s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ at 1.5 keV.

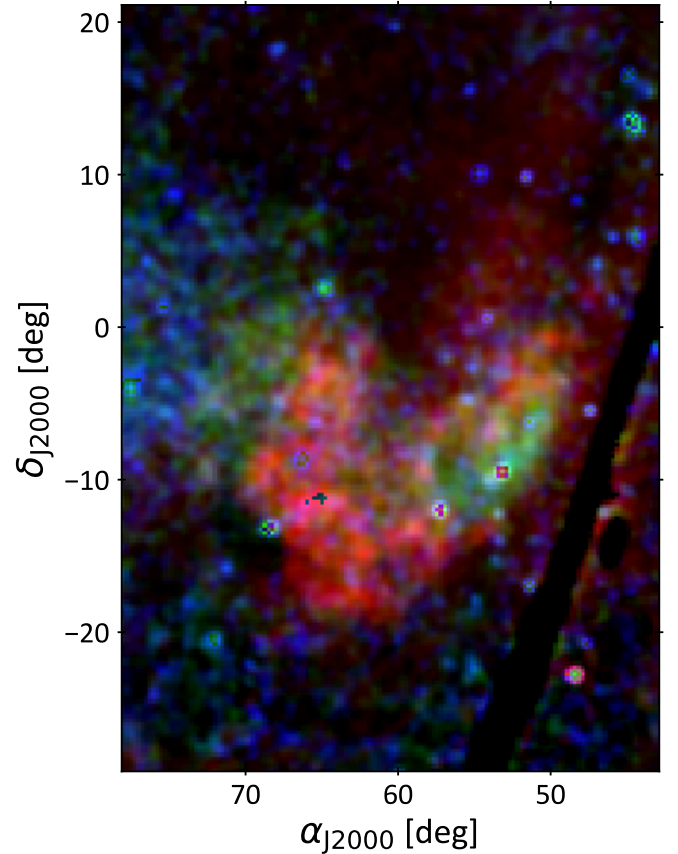


Fig. 8. Composite image of the ROSAT intensities obtained at 0.25 keV (red), 0.75 keV (green), and 1.5 keV (blue) after subtraction of the Local Bubble foreground emission and of the halo background emission (according to Eq. (3)). The underexposed regions in the ROSAT survey are masked in black.

The bottom row of Fig. 7 shows the residual intensities obtained in the three ROSAT bands after the uniform Local Bubble emission and the absorbed halo background were removed from the original data,

$$I_{\text{Eri}} e^{-\tau_X} = I_{\text{obs}} - I_{\text{Local Bubble}} - I_{\text{halo}} e^{-\tau_{\text{tot}X}}. \quad (3)$$

These maps show the distributions of X-rays that are likely produced by the hot gas that pervades the superbubble, but the spatial distributions are still modulated by photoelectric absorption by internal and/or foreground clouds. The residual intensities in the two upper bands are consistent with zero across the reference region we used to estimate the halo background. As our estimate of the halo intensity at 0.25 keV is 45% lower than that of [Snowden et al. \(1995\)](#), the data are not as over-subtracted at low declinations as in their analysis. Only a few patches of small negative residuals remain at $\delta < -20^\circ$. They may be due to anisotropies in the Local Bubble and/or in the halo at low X-ray energies.

Figure 8 presents a colour image of the superbubble emission that remains after the Local Bubble foreground and halo background are subtracted according to Eq. (3). It reveals several colour gradients in the X-ray emission: a marked hardening to the east towards Orion, and a more moderate hardening in the expanding region that is enclosed between the H_{α} arcs A and B. As pictured by [Ochsendorf et al. \(2015\)](#), the hardening towards Orion traces hotter gas that is energised near Orion and flows into the colder Eridanus region. This hot gas may come from the supernova that is responsible for Barnard’s Loop, the eastern side

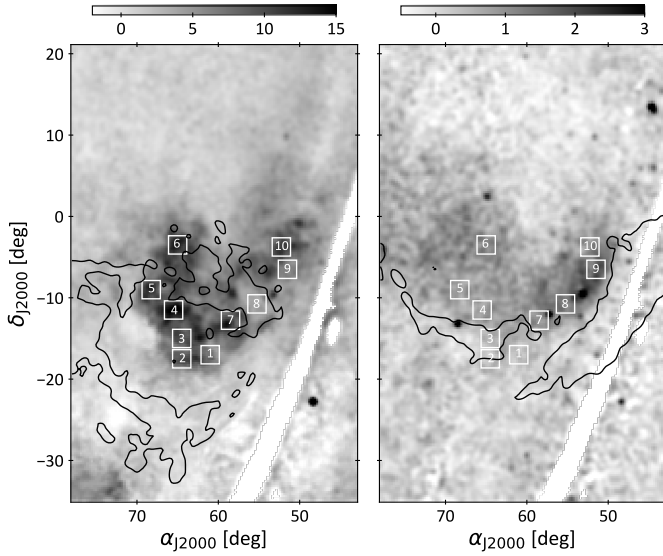


Fig. 9. Locations of the regions chosen for X-ray spectral modelling compared with the directions of the west rim, east shell, and south loop cloud complexes (same contours as in Fig. 7), displayed over the intensities obtained in the 0.25 (left) and 0.75 (right) keV bands after correcting for the Local Bubble and halo emissions (same as the bottom row of Fig. 7). The underexposed regions in the ROSAT survey are masked in white.

of which is visible in H_{α} , but the western side of which has long been in the process of merging with the superbubble hot gas.

The two bright emission regions seen at $\delta < -20^{\circ}$ in the original 0.25 keV map (top left plot of Fig. 7) are well accounted for by the Local Bubble and halo intensities, whereas significant emission remains visible inside the south loop after the foreground and background emissions are removed. In addition, the east shell that bounds the hard EXE1 emission leaves no absorption shadow at 0.25 keV despite its strong optical depth in this band. Together, these facts suggest that hot gas inside the superbubble spans distances beyond the east shell in hard X-rays and in front of the east shell towards the south loop in soft X-rays. By correcting the soft “Eridanus-born” X-ray intensity (bottom left plot of Fig. 7) for the amount of absorption expected from south loop gas, in other words, by plotting $(I_{\text{obs}} - I_{\text{Local Bubble}} - I_{\text{halo}} e^{-\tau_{\text{totX}}})/e^{-\tau_{\text{XSouth}}}$, where τ_{XSouth} is the optical depth of the south loop, we verified that the X-ray gap that separates the south loop from the hard emission shining between arcs A and B can be fully accounted for by absorption in the south loop rim. The in situ emission may thus be continuous.

4.2. Hot-gas properties

We studied the average properties of the hot X-ray emitting gas in a sample of ten directions spanning different parts of the EXE1 and south loop regions, as displayed in Fig. 9. The $2^{\circ}25'$ width of each square area in the sample is close to the field of view of the ROSAT position sensitive proportional counter (PSPC) detector, whose diameter is 2° . For each area, we calculated the mean X-ray intensity that remains in the three energy bands after the Local Bubble foreground and halo background are subtracted (according to Eq. (3)). We considered two hardness ratios: the 0.25–0.75 keV and the 0.75–1.5 keV intensity ratios. We also calculated the mean gas column density, N_{H} , in each area, using specific cloud components: only the nearby south loop for the first three areas that sample the soft EXE2 emission without an indication of strong absorption by the optically thick east shell;

using the south loop and the east shell for regions 4–8 because they sample the hard EXE1 emission behind the east shell; and using the whole gas for regions 9 and 10 because they might intercept the faint edge of the north rim. The resulting column densities are given in Fig. 10. We used XSPEC v12.9 (Arnaud 1996) and the ROSAT PSPC C response (appropriate for the survey) to model the expected flux in the three energy bands from the Mewe–Kaastra–Liedahl (mekal) model of thermal emission arising from a tenuous hot plasma with solar abundances. The mekal model includes bremsstrahlung radiation and the relevant atomic shell physics for line emissions (Mewe et al. 1985; Liedahl et al. 1995). We selected the Tübingen-Boulder (tbabs) model of interstellar absorption and scanned temperatures from 0.01 to 10 keV in log steps of 0.1. The absorption column was fixed to the mean value in each area. The free parameters of the model are thus the gas temperature, T , and the plasma emission measure (i.e. the volume integral $\int n_e n_H dV$ of the hydrogen volume density, n_H , times the electron volume density, n_e , the latter becoming $1.2 \int n_H^2 dV$ for a fully ionised plasma with 10% helium by number).

We considered a single-temperature model and a mixed model with two temperatures. In the former case, hardness variations across the field would primarily be due to absorption features. The latter case would imply two pockets of hot gas at different temperatures that partially overlap in direction, but are separated in distance and position relative to the east shell. The model can accommodate more complex interleaved geometries along the lines of sight as long as the absorbing N_{H} slab stands in front of both hot gases. We first compared the modelled and observed hardness ratios in each area and found that a single temperature cannot account for the three-band colour distribution in any of the ten areas. The temperatures inferred from the 0.25 to 0.75 keV intensity ratios vary from 1.1 to 1.5 MK around a mean of 1.3 MK, which corroborates our choice of temperature for the derivation of optical depth maps in the former section and agrees with the former estimates of Guo et al. (1995). In particular, the temperature of 1.5 MK we find towards field 7 is consistent with the values of $1.75^{+0.35}_{-0.34}$ and $1.64^{+0.42}_{-0.17}$ found by Guo et al. (1995) in directions enclosed in this field. In all fields, the inferred temperatures do not predict enough emission in the 1.5 keV band, however.

In order to solve the two-temperature model in each area (which requires four parameters against three data points), we furthermore assumed that the two plasma pockets along the line of sight are in pressure equilibrium, in agreement with simulations (Kim et al. 2017). This is substantiated by the 0.7 Myr sound crossing time of the 80 pc wide region that emits X-rays (for 1.3 MK). We adopted a typical 80 pc size for the pockets in view of the 70 pc diameter of the south loop at a distance of 200 pc and of the apparent EXE1 size of 100 pc at the further distance of ~ 250 pc of the east shell. The temperature, gas density, and mass we found for the two plasmas in each area are displayed in Fig. 10, together with their common pressure and the total thermal energy content of the two plasmas. The mass and energy estimates assume the same spherical geometry, 80 pc in diameter, for the two plasmas. We did not attempt to propagate the original count rate uncertainties to the results shown in Fig. 10 because of the striped calibration problems across the field, the simplicity of a uniform foreground and background subtraction, and the simplicity of a single slab that absorbs the emission from the two plasmas (as opposed to a more complex distribution of the material in front, in between, and inside the emitting regions). The model uncertainties dominate those in the X-ray data.

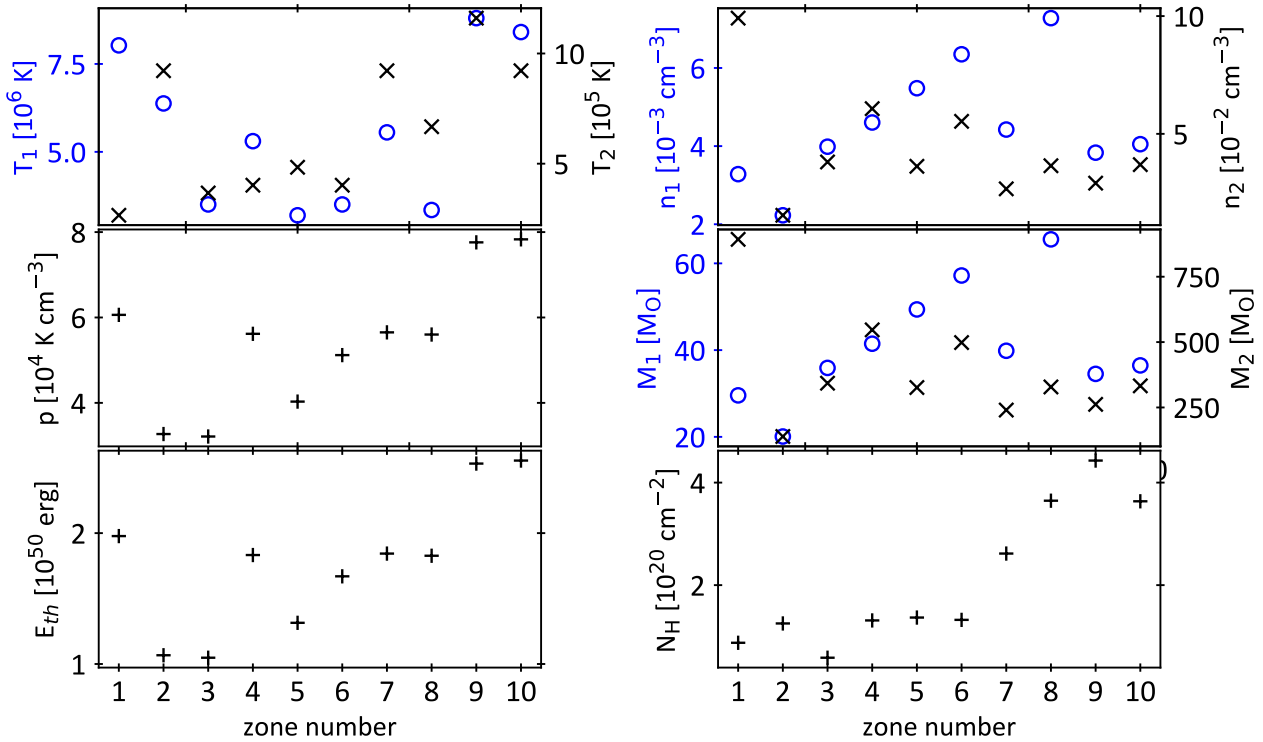


Fig. 10. Temperatures, gas densities and masses, and common pressure obtained from the superposition of two hot plasma bubbles (mekal models, see Sect. 4.2), 80 pc in diameter, towards each of the areas sampled in Fig. 9. Blue circles (left scale) and black crosses (right scale) mark the hotter and colder media, respectively. The lower right plot gives the mean N_H column density we used for absorption in each area.

We nevertheless find a limited dispersion in the properties of the two plasmas across the different areas. Temperatures range from 3 to 9 MK in the hotter plasma and between 0.3 and 1.2 MK in the colder plasma. They compare well with the asymptotic values of 1.6–2.1 MK that were found in simulations for a superbubble resembling that of Orion-Eridanus (model n1-t1 of Kim et al. 2017). The gas enclosed between the H_α arcs A and B (areas 8–10) appears to be globally hotter and at a higher pressure than in the rest of the region, which supports the Heiles et al. (1999) view of a younger and faster-expanding zone between the arcs. The remaining data points are roughly consistent with two 80 pc wide bubbles that encompass all of them.

The low plasma masses we find indicate that most of the hot gas inside the superbubble has already cooled down radiatively. According to simulations (Krause et al. 2014), soft X-rays trace the current thermal energy content of a superbubble, which we find to be about $(1\text{--}2.4) \times 10^{50}$ ergs in Eridanus. They do not trace the cumulative energy injected during its lifetime. The thermal energy in the hot gas represents only a few percent of the current kinetic energy of the expanding H I gas (3.7×10^{51} ergs, Brown et al. 1995). The latter must be revised downward to 5×10^{50} ergs for an expansion velocity of 15 km s^{-1} . If this is confirmed, the thermal energy amounts to 20–50% of the current kinetic energy in the expanding gas.

Pon et al. (2016) have modelled the expansion of the overall superbubble assuming an ellipsoidal geometry. Expansion in an exponentially stratified ISM can match the H_α data for a variety of inclinations onto the Galactic plane (Pon et al. 2016), but all models require an internal (uniform) pressure of about $10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ and an internal temperature of 3–4 MK. We find slightly higher values in the X-ray emitting hot gas across the whole Eridanus end of the superbubble, with pressures in the range of $(3.2\text{--}7.8) \times 10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$. The pressure at the closest end

of the superbubble towards the south loop exceeds that in the Local Bubble, which is filled with 1 MK gas with a pressure of $10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ (Puspitarini et al. 2014). We formally find pressures that are at least three times higher in the south loop, but we recall that the measurements in the Local Bubble and in south loop have large uncertainties. An overpressure is consistent with the expansion of the Eridanus tip of the superbubble moving towards us; it will push against the Local Bubble if they are in contact.

The gas in both phases exhibits ten times higher volume densities than were found in the simulations of Kim et al. (2017) mentioned above. The 80 pc size of the X-ray emitting regions implies gas column densities of $(0.6\text{--}1.8) \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ in the hotter plasma and $(0.4\text{--}2.4) \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ in the colder plasma. These values compare well with the superbubble simulations of Krause et al. (2014) during the short stage when a recent supernova shock approaches the outer shell and drives a peak in X-ray luminosity. At other times, that is, during the megayear-long period that separates supernovae in Eridanus (Voss et al. 2010), the simulated column densities are ten times lower than what we measure in Eridanus. However, Krause et al. (2014) noted that their simulated X-ray luminosity fades too rapidly after a supernova explosion compared to various observations. A longer delay after the last supernova might therefore still be consistent with the Eridanus X-ray data. Half a million years after an off-centred supernova, the simulations show that the hot gas globally oscillates across the superbubble. The onset of such oscillations could explain the need for a multi-phase hot plasma towards all the sampled areas as well as the presence of hot gas in the south loop despite the lack of young massive stars. It is so far unclear whether the three hot regions of the south loop, the enclosure between arcs A and B, and the rest of EXE1 above the east shell represent distinct bubbles that are in the process of merging, or whether they represent the dynamical response of the

overall superbubble plasma to the sequence of stellar winds and supernovae that have occurred along the stream of blue stars that extends to Orion (Pellizza et al. 2005; Bouy & Alves 2015). A joint modelling of the H_α and X-ray emissions is required to follow the gas cooling inside the superbubble in order to distinguish the origin of the hardness variations across the different zones.

5. Magnetic field in the superbubble

The magnetic field in the Orion-Eridanus superbubble has recently been analysed by Soler et al. (2018, Soler18 for short,) using *Planck* 2015 polarisation observations at 353 GHz. Their study highlighted the interaction between the superbubble and the magnetic field, as revealed by the strong polarisation fraction and the low dispersion in polarisation angle along the outer shell. Figure 11 shows the orientation of B_{sky} , the plane-of-sky magnetic field that overlies the H I column density for negative-velocity structures with $-30 < v_{\text{LSR}} < -4 \text{ km s}^{-1}$ and for positive-velocity structures with $-4 < v_{\text{LSR}} < 25 \text{ km s}^{-1}$. The bottom panel shows that the magnetic field, frozen in the gas, has been swept up by the superbubble expansion. The orientation of B_{sky} indeed follows the shape of the shell along the west rim and north rim. A smaller magnetic loop corresponds to the south loop. Inside the superbubble, the magnetic field appears to be more disordered, as expected from the activity of stellar winds and past supernovae. Outside the superbubble, at higher latitudes below the Galactic plane (e.g. in the lower right corner of Fig. 11), the projected field lines appear to be smoothly ordered and nearly parallel to the Galactic plane. The expansion of the shock front along the west rim and part of the south loop is therefore in a favourable configuration to efficiently compress the external magnetic field.

5.1. B_{sky} estimation method

Soler18 probed the magnetic field strength in three directions along the west rim by combining B_{sky} estimates they derived from polarisation data and the Davis–Chandrasekhar–Fermi method (hereafter the DCF method, Davis 1951; Chandrasekhar & Fermi 1953) together with estimates of the B_{los} field strength along the line of sight obtained by Zeeman splitting (Heiles 1989). The three directions are visible in the bottom panel of Fig. 11, together with other Zeeman measurements from Heiles (1989). They found B_{sky} values of 25–87 μG that far exceed both B_{los} and the average field strength found in cold atomic clouds in the solar neighbourhood ($\sim 6 \mu\text{G}$, Heiles & Crutcher 2005). The DCF method, however, tends to overestimate the field strength because of line-of-sight and beam averaging. A correction factor of about ~ 0.5 was advised by Ostriker et al. (2001). It was not used in Soler18 because the probed regions had different physical conditions than in the MHD simulations that were employed to estimate the correction. Instead of applying this factor, we used the modified DCF method described by Cho & Yoo (2016) to probe B_{sky} in the superbubble. Their method takes into account the reduction in angular dispersion of the magnetic field orientation that is due to averaging effects, which in turn arise from the pile-up of independent eddies along the line of sight. Assuming that the dispersion in B_{sky} orientation is small and is due to isotropic Alfvénic turbulence, their expression to derive the plane-of-sky magnetic field strength is

$$B_{\text{sky}} = \xi \sqrt{4\pi\rho} \frac{\delta V_c}{S_\psi}$$

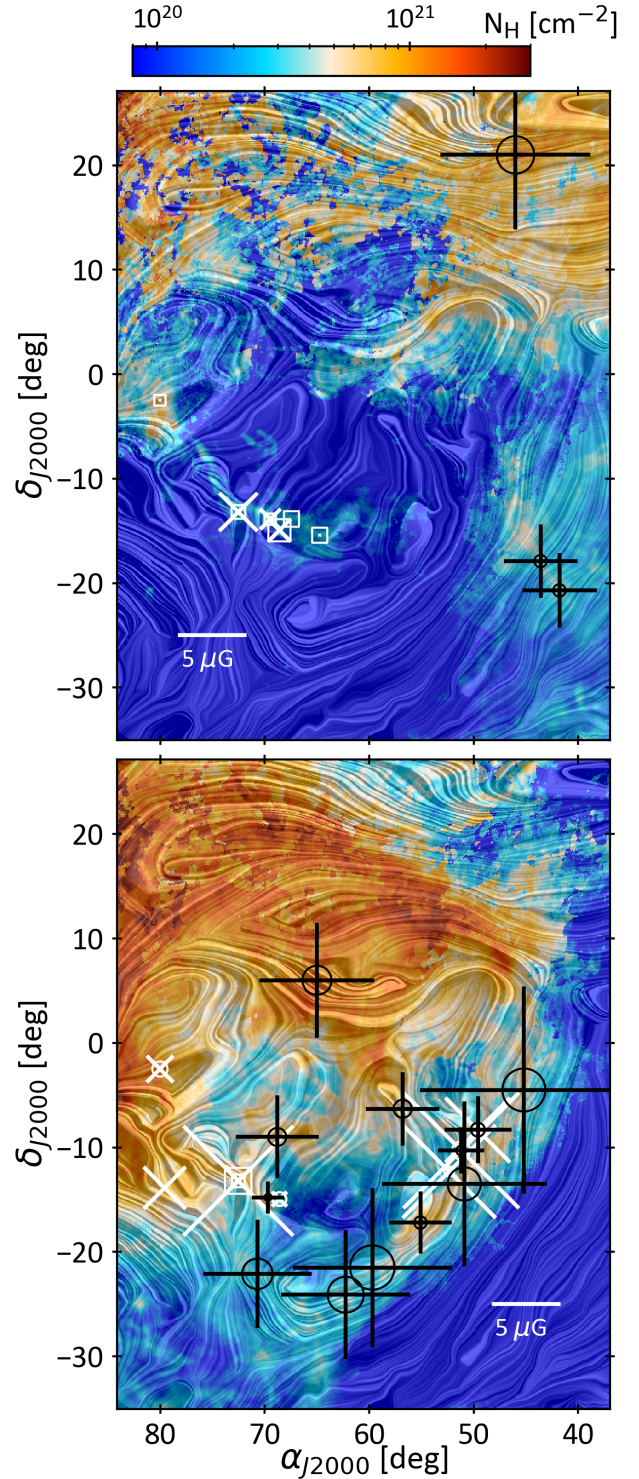


Fig. 11. H I column densities for mostly negative (*top*) and positive (*bottom*) velocity clouds. The *top* plot highlights the east shell, Eridu cirrus, Cetus and North Taurus clouds, and the north rim, west rim, south loop, and MBM 20 are shown in the *bottom* plot. The overlaid drapery pattern was produced using the line integral convolution technique (LIC; Cabral & Leedom 1993) to show the plane-of-sky magnetic field orientation, B_{sky} , inferred from the *Planck* 353 GHz polarisation observations. The white crosses show the line-of-sight B_{los} Zeeman measurements by Heiles (1989), with size proportional to the strength and with 1σ error squares or circles for positive or negative values. The black plus signs show the present B_{sky} estimates based on the angular dispersion in the polarisation data and on the velocity dispersion in the corresponding H I cloud. The marker size is proportional to the value, and the circle gives the 1σ error.

Table 2. Estimates of the magnetic field strength.

Cloud name	(α, δ)	δV_c (km s ⁻¹)	n_H (cm ⁻³)	ζ_ψ (deg)	s (deg)	B_{sky} (μG)	$B_{\text{los}}^{(a)}$ (μG)
East shell	(80.0, -2.5)						0.1 ± 0.8
East shell	(67.4, -13.9)						0.0 ± 1.1
East shell	(64.7, -15.4)						0.1 ± 1.1
East shell	(69.5, -13.9)						2.1 ± 0.8
East shell	(72.5, -13.2)						3.9 ± 1.0
East shell	(68.6, -14.9)						2.3 ± 1.6
North rim	(56.8, -6.3)	0.77	10 ± 5	9.7 ± 0.1	14.5 ± 0.8	5.3 ± 1.3	
North rim	(65.0, 6.0)	0.78	22 ± 11	9.4 ± 0.1	13.1 ± 0.7	8.3 ± 2.1	
North rim	(80.0, -2.5)						-2.7 ± 1.1
North rim	(72.5, -13.2)						11.2 ± 1.9
North rim	(72.5, -13.2)						2.6 ± 0.9
West rim ^(b)	(49.6, -8.3)	0.69	3 ± 1	5.5 ± 0.1	8.0 ± 0.8	4.8 ± 1.0	-6.6 ± 0.6
West rim ^(b)	(51.2, -10.3)	0.60	3 ± 1	6.6 ± 0.1	9.7 ± 0.8	3.3 ± 0.7	-11.8 ± 1.3
West rim ^(b,c)	(52.3, -12.3)	1.15	3 ± 1	6.4 ± 0.1	9.4 ± 0.8	6.1 ± 1.2	-9.5 ± 0.7
West rim	(55.1, -17.2)	0.49	5 ± 2	5.3 ± 0.1	8.0 ± 0.8	4.5 ± 0.9	
West rim	(50.9, -13.5)	0.82	4 ± 2	2.9 ± 0.1	4.1 ± 0.8	11.9 ± 2.4	
West rim	(45.2, -4.5)	0.80	4 ± 2	2.3 ± 0.1	3.4 ± 0.7	15.0 ± 3.1	
South loop	(62.2, -24.1)	0.92	3 ± 2	3.9 ± 0.1	5.7 ± 0.8	9.3 ± 2.6	
South loop	(59.7, -21.5)	1.04	3 ± 2	3.4 ± 0.1	5.0 ± 0.8	11.5 ± 3.2	
South loop	(70.7, -22.1)	0.87	3 ± 2	4.0 ± 0.1	6.3 ± 0.8	7.8 ± 2.2	
South loop	(79.6, -13.9)						4.3 ± 0.3
G203-37	(68.8, -9.0)	0.68	30 ± 13	13.2 ± 0.1	18.1 ± 0.9	6.0 ± 1.3	
MBM 20	(69.7, -14.8)	0.25	38 ± 15	13.9 ± 0.1	18.8 ± 0.9	2.3 ± 0.5	
MBM 20	(68.6, -14.9)						-1.5 ± 1.0
Eridu	(41.8, -20.7)	0.54	7 ± 2	5.8 ± 0.1	8.8 ± 0.8	5.4 ± 0.9	
Eridu	(43.6, -17.9)	0.70	7 ± 2	7.3 ± 0.1	10.7 ± 0.8	5.3 ± 0.9	
North Taurus	(46.0, 21.0)	0.80	10 ± 5	5.1 ± 0.1	7.1 ± 0.8	10.8 ± 2.7	

Notes. ^(a)From Heiles (1989). ^(b)Directions previously studied by Soler18. ^(c)Direction with noisy polarisation data, see text.

where ρ is the gas mass density, δV_c is the standard deviation of H I emission line velocities, and ζ_ψ is the angular dispersion of the local magnetic-field orientations. ξ is a correction factor derived from simulations with values between ~ 0.7 and ~ 1 . The results presented here are calculated for $\xi = 0.7$ because the DCF method tends to overestimate field strengths.

We applied this method towards several directions in the superbubble. They were chosen to exhibit a single dominant velocity structure in the probed area for a reliable evaluation of δV_c . This criterion rejected B_{sky} estimates in broad regions of the north rim or towards Cetus where two velocity components gather along the lines of sight. We still found two directions that intercept the approaching front of the north rim without much contamination from other structures. For all directions in our sample, we verified that more than 70% of the dust thermal emission arises from the cloud of interest to ensure that the measured dispersion in magnetic field orientations strongly relates to that cloud and to limit the overestimation of the field strength because the *Planck* data are averaged over the entire line of sight. Because of this selection and because of velocity information of the H I lines, we can associate each magnetic field estimate with a single gas complex, as presented in Sect. 3. The probed directions were also chosen to have a signal-to-noise ratio (S/N) higher than 3 in polarised intensity, $P/\sigma_P \geq 3$, to derive the polarisation angle dispersion ζ_ψ . This second criterion rejected estimates of B_{sky} in the east shell and in one of the directions analysed by Soler18 towards $(\alpha, \delta) = (52.3, -13.3)$, which they considered at a lower angular resolution to maintain $P/\sigma_P \geq 3$. The resulting B_{sky} value is displayed in Table 2 but is not used in

the following analysis. We note that the measurements of Soler18 correspond to regions where 25–45% of the dust emission comes from the north rim and not from the west rim that they wished to probe. We therefore added directions towards denser parts of the west rim.

The H I line velocities come from the decomposition analysis presented in Sect. 3: they are the central velocities of individual pseudo-Voigt lines fitted against the H I spectra. Soler18 estimated B_{sky} in circles with 3° diameters. In order to avoid velocity gradients or crowding across the test regions, we reduced the diameters to 2° . We selected the H I lines pertaining to the cloud complex to be probed, with peak brightness temperatures above 7 K in order to avoid noisy and poorly detected lines. We computed the standard deviation of the resulting distribution, δV_c , weighted by the line brightness temperatures. The results are displayed in Table 2.

We used two methods to derive the angular dispersion of the local magnetic field orientations, ζ_ψ . The first directly uses the Stokes parameters as defined in Planck Collaboration Int. XXXV (2016). The second relies on the structure function of the polarisation angles. Both methods yield consistent results (see Fig. A.2), and they are detailed in Appendix B.

We derived the average mass volume density ρ from the H I column density assuming a line-of-sight depth. The south loop forms a nearly complete ring with a thickness of ~ 10 pc and a radius of 36 pc at a distance of 200 pc. The west rim cloud lies along a roughly spherical cap of comparable thickness and with a radius of 90 pc at a distance of 200 pc. Upper limits to the line-of-sight depth across these shells are given by the crossing lengths

that graze the inner radius. They correspond to 60 and 100 pc for the south loop and the west rim, respectively, but they yield volume densities of $\sim 1\text{--}2\text{ cm}^{-3}$ and B_{sky} strengths of $\sim 2\text{--}4\text{ }\mu\text{G}$, implying unrealistic Alfvén velocities that exceed the expansion velocity of the superbubble. When we take the thickness of the cap as a lower limit to the depth, we obtain average volume densities of $\sim 20\text{ cm}^{-3}$, which is rather high for such diffuse atomic clouds. The low H I emission brightness temperatures do not support large amounts of cold optically thick gas along the lines of sight. We therefore assumed mean depths of $40 \pm 20\text{ pc}$ and $50 \pm 20\text{ pc}$ for the south loop and the west rim. For the other clouds, we assumed that the transverse size applies in the third dimension, as suggested by the compactness of MBM 20 and G203-37 and the filamentary structure of Eridu. We assumed a mean weight $\mu = 1.36m_{\text{H}}$ per hydrogen atom in the gas. The resulting gas number densities, n_{H} , are listed in Table 2. The values range between 3 and 10 cm^{-3} in the shells, in agreement with superbubble simulations (Kim et al. 2017). Twice higher values are found in the north rim, as expected from the optically thicker conditions in H I and the dark neutral gas (see Paper II). The highest values correspond to the two compact molecular clouds, MBM 20 and G203-37.

5.2. B_{sky} estimates

The derived values of B_{sky} are listed in Table 2 and displayed in Fig. 11. Our assumption of a low dispersion in polarisation orientation angle is valid: it is below the 25° limit proposed by Ostriker et al. (2001) from simulations, so that the ordered component of the magnetic field is much larger than the turbulent component. We obtain B_{sky} strengths ranging from ~ 3 to $\sim 15\text{ }\mu\text{G}$ towards the superbubble clouds. We can compare these values with the Sofue et al. (2019) results, which are based on synchrotron emission and Faraday rotation measures. They have derived all-sky maps of B_{los} and $B_{\text{tot}} = (B_{\text{sky}}^2 + B_{\text{los}}^2)^{1/2}$, assuming equipartition between the magnetic and cosmic-ray energy densities. In the total magnetic field map, the Orion-Eridanus superbubble stands out with field strengths of 10 to $14\text{ }\mu\text{G}$ compared to a local average of $7\text{ }\mu\text{G}$. For the two directions in our sample where B_{tot} is available, we obtain values of 8.2 ± 1.2 and $12.3 \pm 1.5\text{ }\mu\text{G}$, in good agreement with the $12\text{ }\mu\text{G}$ value found at these locations in the Sofue et al. (2019) map. We further discuss magnetic compression along the outer shell of the superbubble in the next section. We find B_{sky} strengths that are a factor of 17 to 18 times lower than the Soler18 estimates in the same directions along the west rim. The difference stems from both higher values of the line-of-sight depth and the Cho & Yoo (2016) correction. The effect of the modified DCF method alone would lower their magnetic strengths by a factor of 5 in these directions.

We have an estimate of the magnetic field in, or close to the Local Bubble wall, towards MBM 20. The B_{los} value from Heiles (1989) is consistent with that of Xu & Han (2019). Our estimate of B_{sky} of $2.3 \pm 0.5\text{ }\mu\text{G}$ is lower than the $8^{+5}_{-3}\text{ }\mu\text{G}$ derived by Andersson & Potter (2006) using the DCF method, but this difference may originate from the fact that we have probed the magnetic field in the atomic gas phase, whereas they performed their measurement in the molecular gas, which generally exhibits stronger fields (Crutcher 2012).

5.3. Outer shock velocity and compression ratio

We find that the fields along the outer shell of the superbubble (along the west rim and the south loop) span B_{sky} values from 5 to about $15\text{ }\mu\text{G}$, which means that the total field downstream of the expanding shock wave exceeds the mean total field

$B_{\text{tot}} = 7\text{ }\mu\text{G}$ that prevails outside the superbubble, at high Galactic latitudes (Sofue et al. 2019). Xu & Han (2019) reported a similar enhancement by a factor of 2 in the shell of the Gum nebula, using rotation measures from pulsars. The B_{sky} strengths towards the two north rim directions mostly probe the magnetic field in the front part of the outer shell. Their values of $5.3 \pm 1.3\text{ }\mu\text{G}$ and $8.3 \pm 2.1\text{ }\mu\text{G}$ are much higher than the $\sim 1\text{ }\mu\text{G}$ field strengths found in B_{los} in the same directions (Sofue et al. 2019), therefore the field lines are highly inclined to the lines of sight and to the shock velocity. A similar configuration has been observed in the wall of the Local Bubble, where Xu & Han (2019) have found a value of $B_{\text{los}} = 0.5\text{--}2\text{ }\mu\text{G}$ much lower than the $B_{\text{sky}} = 8^{+5}_{-3}\text{ }\mu\text{G}$ derived by Andersson & Potter (2006) using the DCF method.

These low strength B_{los} ($\leq 5\text{ }\mu\text{G}$) are also consistent with estimates from rotation measures of pulsars. The Australia telescope national facility (ATNF) pulsar catalogue lists 11 pulsars in the region of analysis, 2 of which are in the distance range of the Orion-Eridanus superbubble: J0452-1759 at 400 pc towards $(\alpha, \delta) = (73.1^\circ, -18^\circ)$ and J0459-0210 at 160 pc towards $(\alpha, \delta) = (75^\circ, -2.2^\circ)$. The ratio of the rotation measure to the dispersion measure gives the line-of-sight integrated B_{los} , weighted by the thermal electron density along the line of sight. The B_{los} strengths of 0.34 ± 0.01 and $1.05 \pm 0.53\text{ }\mu\text{G}$ towards the two pulsars are consistent with the Zeeman measurements in the atomic phase, but the latter mostly samples the magnetic field in the Local Bubble because of the close distance to the J0459-0210 pulsar.

As indicated by the dust polarisation orientation that closely delineates the outer shell in Fig. 11 and by the large inclination of the field lines to the shock velocity in the front wall, the measured field strengths likely result from magnetic compression of the external field by the expanding shock wave. The atomic gas shells also result from compression and rapid cooling of the swept-up gas. For a shock velocity of $\sim 20\text{ km s}^{-1}$, a compression ratio of 4, a mean gas density of 5 cm^{-3} , and the local interstellar cooling function (Richings et al. 2014), the radiative cooling length scale downstream of the shock is smaller than 0.1 pc. We can therefore consider the shock as isothermal to infer its compression ratio, r , and its velocity, v_{sh} , from the downstream data.

The expansion velocity, v_{exp} , of the downstream H I shells in the local standard of rest is related to the shock velocity as $v_{\text{exp}} = v_{\text{sh}}(1 - \frac{1}{r})$. Mass conservation and the isothermal condition relate the mass densities, ρ , gas velocities in the shock frame, u , and gas pressures, p , on both sides of the shock as $r = \rho_{\text{d}}/\rho_{\text{u}} = p_{\text{d}}/p_{\text{u}} = u_{\text{u}}/u_{\text{d}}$, where the subscripts u and d note the upstream and downstream media, respectively. Magnetic flux conservation relates the magnetic field strengths perpendicular to the shock velocity as $B_{\text{d}\perp}/B_{\text{u}\perp} = r$. Using these jump relations to eliminate the upstream variables that are not measured, we can write the momentum conservation equation as

$$\frac{p_{\text{d}}}{r} + \frac{r}{(r-1)^2} \rho_{\text{d}} v_{\text{exp}}^2 + \frac{B_{\text{d}\perp}^2}{2\mu_0 r^2} = p_{\text{d}} + \frac{1}{(r-1)^2} \rho_{\text{d}} v_{\text{exp}}^2 + \frac{B_{\text{d}\perp}^2}{2\mu_0}. \quad (4)$$

We assumed a temperature $T_{\text{u}} = T_{\text{d}} = 8000\text{ K}$ typical of the warm atomic gas to relate the downstream pressure p_{d} to the mean downstream gas densities listed in Table 2. We numerically solved Eq. (4) for the compression ratio r in each direction.

The magnetic field component perpendicular to the shock velocity is close to B_{sky} towards the two north rim directions that probe the front wall, whereas both B_{sky} and B_{los} contribute to $B_{\text{d}\perp}$ along the western and southern rims. We took the corresponding B_{sky} and B_{los} values from Table 2 for the north rim, west rim, and south loop data points. We completed the B_{los} dataset with RM and synchrotron estimates from Sofue et al. (2019), who found

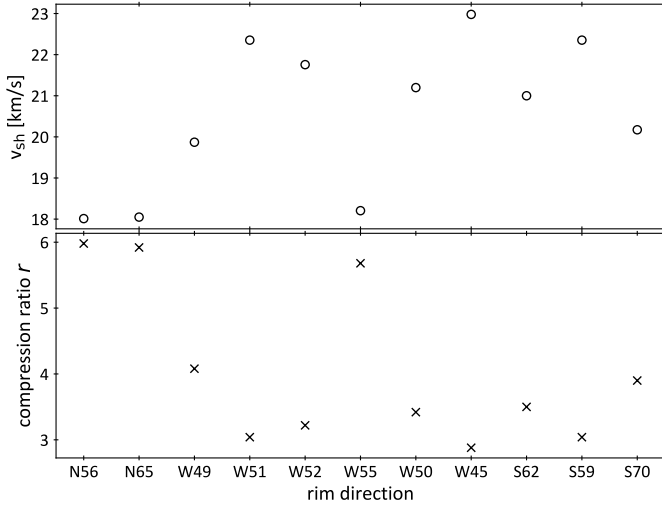


Fig. 12. Estimates of the velocity and compression ratio of an 8000 K isothermal shock constrained by the downstream gas densities and magnetic field strengths listed in Table 2 and by the LSR expansion velocity of 15 km s^{-1} of the downstream H I shells. The different directions are noted with their truncated right ascension, and the letters N, W, or S for the north rim, west rim, and south loop rims, respectively.

$0 \lesssim B_{\text{los}} \lesssim 3 \mu\text{G}$ along the west rim and $3 \lesssim B_{\text{los}} \lesssim 5 \mu\text{G}$ along the south loop. We note that the resulting shock velocities and compression ratios vary by less than 5 and 10%, respectively, when we include or exclude the Sofue et al. (2019) B_{los} values in the calculations. The results obtained for $v_{\text{exp}} = 15 \text{ km s}^{-1}$ are shown in Fig. 12.

The data point with little dispersion to an outer shock velocity close to 20 km s^{-1} and a compression ratio near 4. The downstream Alfvén velocities of $3\text{--}14 \text{ km s}^{-1}$ are compatible with magnetic compression of external fields with $Bu_{\perp}$ strengths ranging from 1 to $5 \mu\text{G}$ around the superbubble. The data require upstream pressures of $6000\text{--}11\,000 \text{ K cm}^{-3}$ along the western and southern rims that are compatible with the Local Bubble environment. Higher upstream pressures of $13\,000$ and $30\,000 \text{ K}$ are required to explain the higher gas densities seen towards the two north rim directions, but the downstream densities in these directions have larger uncertainties because the thickness of the front shell is unknown.

6. Conclusions

6.1. Cloud shells and outer shock expansion

We have studied the distribution in position and velocity of H I and CO emission lines towards the Eridanus part of the Orion-Eridanus superbubble. We decomposed the gas distribution into individual cloud complexes that appear as rings or shells of neutral gas that flank the H_{α} recombination arcs. Arc B extends alongside the west rim, Arc C along a part of the south loop, Arc A is related to the molecular part of the north rim, and the east shell is parallel to an unnamed H_{α} arc that is visible at negative velocities. Visual extinctions of 1–2 magnitudes along the northwest part of the outer rim hinder the detection of the H_{α} recombination arcs.

The clouds also appear as separate entities in distance in 3D dust reddening maps. Their location, ~ 150 to $\sim 250 \text{ pc}$ away from the Sun, confirms that the superbubble is oriented with its far end towards Orion and its close end towards Eridanus. The data suggest that the south loop is the closest and approaching end

of the superbubble. The central velocities of the H I lines trace the bulk motions of the gas. Their distribution highlights another coherent ring at about $+9 \text{ km s}^{-1}$ that likely marks the outer shell of the superbubble. We find expansion velocities of $10\text{--}15 \text{ km s}^{-1}$ about this rest velocity. These motions are slower than the 40 km s^{-1} proposed by Brown et al. (1995) from the highest velocities recorded in the wings of the H I lines, but they are consistent with the values of $15\text{--}23 \text{ km s}^{-1}$ found in H_{α} (Reynolds & Ogden 1979).

The gas shells likely result from compression and rapid cooling of the gas swept up by the outer shock wave of the superbubble. The average gas densities, the short radiative cooling length scale, and the enhanced strength and orientation of the magnetic fields along the shells support this interpretation. The measured expansion velocity of 15 km s^{-1} therefore corresponds to the downstream gas velocity, which differs from the shock velocity itself. We have inferred a shock velocity of $18\text{--}23 \text{ km s}^{-1}$ for an isothermal shock constrained by the downstream data on gas and magnetic fields and for a gas temperature of 8000 K . The compression ratio of 3–6 implies magnetic and gas pressures upstream of the shock that are consistent with the Local Bubble values.

6.2. Hot gas interior

We have used the ROSAT data in the three energy bands around 0.25, 0.75, and 1.5 keV and calculated the optical depth in these bands for the individual gas shells and for the total gas column densities measured along the lines of sight. We used this information to study the hot gas inside the superbubble and to locate the clouds relative to the hot gas. We also modelled the X-ray spectra in ten specific zones using mekal emission models and the gas absorption to infer the thermal properties of the hot gas.

We find that the east shell nicely bounds the emission at 0.75 and 1.5 keV . This boundary is not entirely due to absorption because the cloud is optically thin to 1.5 keV X-rays and partially thin (τ_{X} of 0.1–0.4) at 0.75 keV . The cloud is optically thick at 0.25 keV , but it does not heavily absorb the softest X-rays, meaning that it lies inside the superbubble rather than in front of the hot gas. In contrast, the south loop is closer and absorbs the 0.25 keV emission. We used our gas data to revisit the origin of the soft X-ray emission towards the south loop. As suggested by Snowden et al. (1995), we find that significant 0.25 keV emission remains inside the loop after the foreground emission from the Local Bubble and the background intensity are subtracted. The background intensity is the intensity that is expected from the Galactic halo and is modulated by the total gas absorption.

Taking the south loop absorption into account, we find no clear spectral difference between the EXE1 region north of the east shell and the EXE2 region towards the south loop. The spectral dichotomy that is visible on the maps is largely induced by the south loop absorption. A single-temperature plasma cannot match the X-ray spectra across the three bands in any of the sampled directions, however. Two hot phases are required, with respective temperatures of $3\text{--}9 \text{ MK}$ and $0.3\text{--}1.2 \text{ MK}$ under the assumption of a uniform pressure across both phases. The derived pressure of $(3\text{--}8) \times 10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ exceeds the pressure of the Local Bubble of $10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ (Puspitarini et al. 2014). The need for at least two plasma phases might indicate global plasma oscillations across the superbubble that are caused by its complex interior history (Krause et al. 2014). In addition, the significant emission hardening seen towards the region that is enclosed between the H_{α} arcs A and B corresponds to a higher pressure and hotter temperature that support the hypothesis of a

younger age and faster expansion of this sub-region (Heiles et al. 1999).

The origin of the south loop ring is unclear. A wind-blown bubble seems unlikely because of the lack of massive stars in this direction (Burrows et al. 1993). We find no gradient in temperature or pressure between the south loop and adjacent regions that would support a cooling flow of hot gas that leaks at the rear of the superbubble (Heiles et al. 1999). The gas ring, filled with plasma that is a few million degrees hot, is consistent with an old supernova remnant. The progenitor star may have belonged to the Cassiopeia-Taurus OB association, which extends from 130 to 300 pc (de Zeeuw et al. 1999; Pellizza et al. 2005) in these directions. The more sensitive and refined X-ray maps that will soon be obtained by the extended Roentgen survey with an imaging telescope array (e-ROSITA) will spatially and spectrally constrain the heterogeneity of the hot gas phases that fill the superbubble better. This will enable us to reconstruct the possible sequence of supernovae that have blown this structure.

6.3. Magnetic field in the superbubble

We have used *Planck* polarised dust emission and the gas dynamics information from the H I line decomposition to study the magnetic field in the superbubble. We probed the plane-of-sky magnetic field, B_{sky} , using the modified Davis–Chandrasekhar–Fermi method (DCF method) proposed by Cho & Yoo (2016). We have obtained magnetic strengths 17 times lower than previous estimates along the west rim (Soler et al. 2018). The difference stems from (i) the selection of regions with little H I confusion along the lines of sight, (ii) refined estimates of the gas shell depths along the lines of sight, and (iii) the correction of the dispersion in polarisation angles due to the pile-up of independent eddies along the line of sight.

The expanding superbubble has likely swept up and compressed the external magnetic field component perpendicular to the shock velocity. The polarisation alignment with the gas shell along the west rim and south loop, the enhanced B_{sky} strengths that reach up to 15 μG , and the estimates of the Alfvén velocities in the downstream gas support this interpretation. The high ratio found between the B_{sky} and B_{los} strengths towards approaching gas structures in the north rim is also consistent with magnetic compression in the front wall of the superbubble. The DCF method only provides approximate field strengths, however. The $0.7 \lesssim \xi \lesssim 1$ span in correction factor and the uncertainty on the line-of-sight depths lead to large uncertainties in the resulting B_{sky} . Furthermore, large fractions of the superbubble could not be probed in B because of the limited S/N in polarisation. Future dust polarisation observations at higher sensitivity and angular resolution will enable a finer sampling of B_{sky} and will allow additional corrections, for instance of the polarisation smoothing in the telescope beam and the effect of small-scale ordered density gradients across the aperture used to measure the magnetic dispersion (Hildebrand et al. 2009; Houde et al. 2009).

Acknowledgements. We acknowledge the financial support from the ANR-DFG grant CRIBs (ANR-15-CE31-0019-01) for this work. We also made use of XSPEC². We acknowledge the Planck collaboration for the publicly available data through the Planck Legacy Archive. J.D.S. acknowledges funding from the European Research Council under the Horizon 2020 Framework Program via the ERC Consolidator Grant CSF-648505. We thank A. Bracco for the useful comments and discussions. We also thank the referee for the valuable comments and suggestions.

References

- Andersson, B. G., & Potter, S. B. 2006, *ApJ*, **640**, L51
 Arnaud, K. A. 1996, *ASP Conf. Ser.*, **101**, 17
 Bally, J. 2008, *Overview of the Orion Complex* (San Francisco: ASP Monograph Publications), 4, 459
 Bouy, H., & Alves, J. 2015, *A&A*, **584**, A26
 Brown, A. G. A., Hartmann, D., & Burton, W. B. 1995, *A&A*, **300**, 903
 Burrows, D. N., Singh, K. P., Nousek, J. A., Garmire, G. P., & Good, J. 1993, *ApJ*, **406**, 97
 Cabral, B., & Leedom, L. C. 1993, Special Interest Group on GRAPHics and Interactive Techniques Proc., 263
 Chandrasekhar, S., & Fermi, E. 1953, *ApJ*, **118**, 113
 Cho, J., & Yoo, H. 2016, *ApJ*, **821**, 21
 Crutcher, R. M. 2012, *ARA&A*, **50**, 29
 Dame, T. M., & Thaddeus, P. 2004, *ASP Conf. Ser.*, **317**, 66
 Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *ApJ*, **547**, 792
 Davis, L. 1951, *Phys. Rev.*, **81**, 890
 de Zeeuw, P. T., Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A., & Blaauw, A. 1999, *AJ*, **117**, 354
 Dolan, C. J., & Mathieu, R. D. 2002, *AJ*, **123**, 387
 Finkbeiner, D. P. 2003, *ApJS*, **146**, 407
 Green, G. M., Schlafly, E. F., Finkbeiner, D., et al. 2018, *MNRAS*, **478**, 651
 Guo, Z., Burrows, D. N., Sanders, W. T., Snowden, S. L., & Penprase, B. E. 1995, *ApJ*, **453**, 256
 Heiles, C. 1989, *ApJ*, **336**, 808
 Heiles, C., & Crutcher, R. 2005, *Magnetic Fields in Diffuse HI and Molecular Clouds* (Berlin: Springer), 664, 137
 Heiles, C., Haffner, L. M., & Reynolds, R. J. 1999, *ASP Conf. Ser.*, **168**, 211
 HI4PI Collaboration (Ben Bekhti N., et al.) 2016, *A&A*, **594**, A116
 Hildebrand, R. H., Kirby, L., Dotson, J. L., Houde, M., & Vaillancourt, J. E. 2009, *ApJ*, **696**, 567
 Houde, M., Vaillancourt, J. E., Hildebrand, R. H., Chitsazadeh, S., & Kirby, L. 2009, *ApJ*, **706**, 1504
 Johnson, P. G. 1978, *MNRAS*, **184**, 727
 Kim, C.-G., Ostriker, E. C., & Raileanu, R. 2017, *ApJ*, **834**, 25
 Krause, M., Fierlinger, K., Diehl, R., et al. 2013, *A&A*, **550**, A49
 Krause, M., Diehl, R., Böhringer, H., Freyberg, M., & Lubos, D. 2014, *A&A*, **566**, A94
 Lallement, R., Capitanio, L., Ruiz-Dern, L., et al. 2018, *A&A*, **616**, A132
 Liedahl, D. A., Osterheld, A. L., & Goldstein, W. H. 1995, *ApJ*, **438**, L115
 Magnani, L., Blitz, L., & Mundy, L. 1985, *ApJ*, **295**, 402
 Mewe, R., Gronenschild, E. H. B. M., & van den Oord, G. H. J. 1985, *A&AS*, **62**, 197
 Nguyen, H., Dawson, J. R., Miville-Deschênes, M. A., et al. 2018, *ApJ*, **862**, 49
 Ochsendorf, B. B., Brown, A. G. A., Bally, J., & Tielens, A. G. G. M. 2015, *ApJ*, **808**, 111
 Ostriker, E. C., Stone, J. M., & Gammie, C. F. 2001, *ApJ*, **546**, 980
 Pellizza, L. J., Mignani, R. P., Grenier, I. A., & Mirabel, I. F. 2005, *A&A*, **435**, 625
 Planck Collaboration XI. 2014, *A&A*, **571**, A11
 Planck Collaboration XII. 2019, *A&A*, in press, <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833885>
 Planck Collaboration Int. XIX. 2015, *A&A*, **576**, A104
 Planck Collaboration Int. XXVIII. 2015, *A&A*, **582**, A31
 Planck Collaboration Int. XXXV. 2016, *A&A*, **586**, A138
 Pon, A., Johnstone, D., Bally, J., & Heiles, C. 2014, *MNRAS*, **441**, 1095
 Pon, A., Ochsendorf, B. B., Alves, J., et al. 2016, *ApJ*, **827**, 42
 Puspitarini, L., Lallement, R., Vergely, J. L., & Snowden, S. L. 2014, *A&A*, **566**, A13
 Remy, Q., Grenier, I. A., Marshall, D. J., & Casandjian, J. M. 2017, *A&A*, **601**, A78
 Reynolds, R. J., & Ogden, P. M. 1979, *ApJ*, **229**, 942
 Richings, A. J., Schaye, J., & Oppenheimer, B. D. 2014, *MNRAS*, **440**, 3349
 Russeil, D., Juvela, M., Lehtinen, K., Mattila, K., & Paatero, P. 2003, *A&A*, **409**, 135
 Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, **500**, 525
 Snowden, S. L., McCammon, D., Burrows, D. N., & Mendenhall, J. A. 1994, *ApJ*, **424**, 714
 Snowden, S. L., Burrows, D. N., Sanders, W. T., Aschenbach, B., & Pfeiffermann, E. 1995, *ApJ*, **439**, 399
 Sofue, Y., Nakanishi, H., & Ichiki, K. 2019, *MNRAS*, **485**, 924
 Soler, J. D., Bracco, A., & Pon, A. 2018, *A&A*, **609**, L3
 Voss, R., Diehl, R., Vink, J. S., & Hartmann, D. H. 2010, *A&A*, **520**, A51
 Wakker, B. P., York, D. G., Wilhelm, R., et al. 2008, *ApJ*, **672**, 298
 Welsh, B. Y., Sallmen, S., & Jelinsky, S. 2005, *A&A*, **440**, 547
 Xu, J., & Han, J. L. 2019, *MNRAS*, **486**, 4275
 Zucker, C., Speagle, J. S., Schlafly, E. F., et al. 2019, *ApJ*, **879**, 125

² See <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/XspecManual.html>

Appendix A: X-ray optical depth

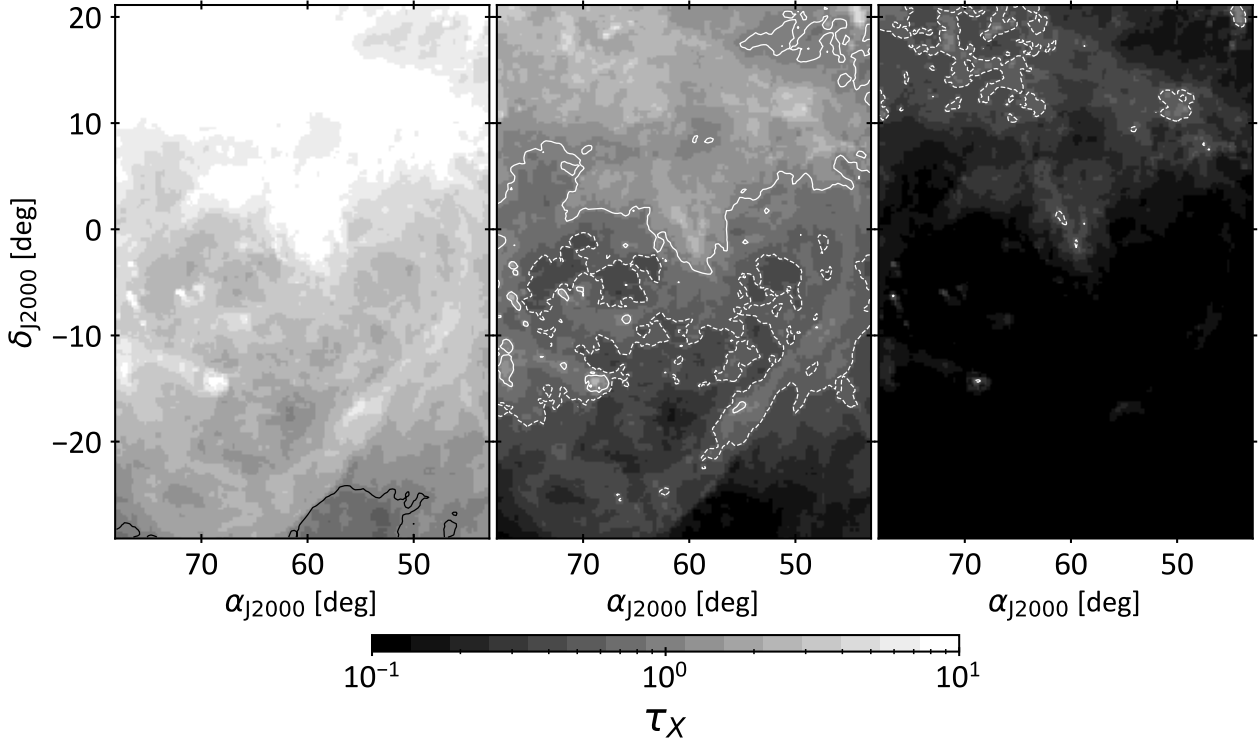


Fig. A.1. X-ray optical depth for the total gas in the 0.25 keV (*left*), 0.75 keV (*middle*), and 1.5 keV (*right*) energy bands. The contours outline the $\tau_X = 0.5$ (dashed) and $\tau_X = 1$ (solid) levels.

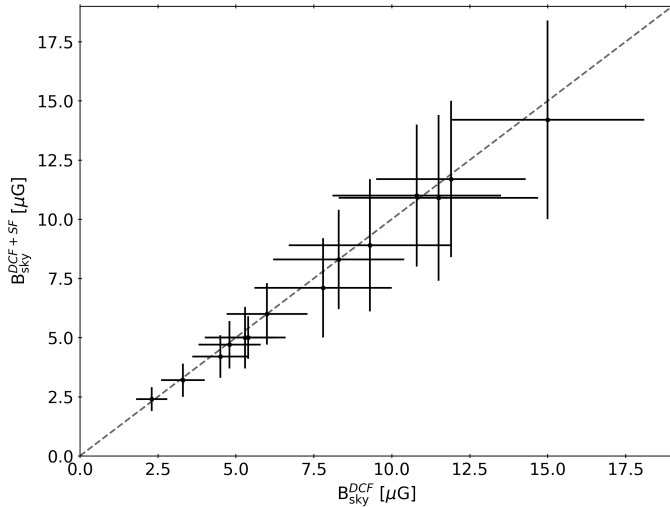


Fig. A.2. Comparison of the plane-of-sky magnetic field strengths with two different methods to estimate the dispersion of the polarisation angles: directly from the Stokes parameters, B_{sky} , and using the structure function method, $B_{\text{sky}}^{\text{DCF}+SF}$.

In order to analyse the X-ray emission from the superbubble, we have computed the X-ray optical depth maps using

$$\tau_X(E_X) = \sigma(E_X, N_H) \times N_H, \quad (\text{A.1})$$

where E_X is the X-ray band, σ the energy-band-averaged photoelectric absorption cross section from Snowden et al. (1994) and N_H the gas column densities inferred in the different gas phases from our combined H I, CO, dust, and γ -ray study. The optical

depth maps obtained for the total gas column densities $\tau_{\text{tot}X}$ and for the three ROSAT energy bands are displayed in Fig. A.1.

Appendix B: Angular dispersion of the magnetic field

To derive the angular dispersion of the magnetic field, we have first used the direct method described in Eqs. (D.5) and (D.11) of Planck Collaboration Int. XXXV (2016),

$$S_\psi = \sqrt{\langle (\Delta\psi_x)^2 \rangle},$$

and

$$\Delta\psi_x = \psi(x) - \langle \psi \rangle = \frac{1}{2} \arctan(Q\langle U \rangle - U\langle Q \rangle, Q\langle Q \rangle + U\langle U \rangle),$$

where $\psi(x)$ denotes the polarisation angle at the position x in the sky, $\langle \dots \rangle$ is the average over the circle with a diameter of 2° , $\arctan(\sin, \cos)$ is the arc-tangent function that solves the π ambiguity taking into account the sign of the cosine, and Q and U are the Stokes parameters.

The second method relies on the structure function of polarisation angles, $S_2(\delta)$, defined in Planck Collaboration Int. XIX (2015) as

$$S_2(\delta) = \left\langle \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta\psi_{xi})^2 \right)^{1/2} \right\rangle,$$

and

$$\Delta\psi_{xi} = \psi(x) - \psi(x + \delta_i) = \frac{1}{2} \arctan(Q_i U_x - U_i Q_x, Q_i Q_x + U_i U_x),$$

where $\Delta\psi_{xi}$ is the angle difference between the polarisation at the position in the sky $\mathbf{x}$ (central pixel) and the polarisation at a position displaced by the vector δ_i . The sum is over an annulus around the central pixel $\mathbf{x}$ of radius $\delta = |\delta|$ (the lag), width $\Delta\delta$ and containing N pixels. We chose a width $\Delta\delta = \delta$ as advised in [Planck Collaboration Int. XIX \(2015\)](#). The result was then averaged over all the positions $\mathbf{x}$ in the circle of 2° diameter, leaving only a dependence on δ .

[Hildebrand et al. \(2009\)](#) considered a magnetic field composed of a field with a large-scale structure, $\mathbf{B}_0$, and a turbulent component, $\mathbf{B}_t$. Assuming that both contributions are statistically independent, they made the approximation $S_2^2(\delta) = s^2 + m\delta^2$, the first term being the contribution of $\mathbf{B}_t$ and the second term the linear contribution of the smoothly varying $\mathbf{B}_0$. We derived the intercept s by fitting the structure function with this

model on the range $\delta = [1^\circ, 2^\circ]$, above the $40''$ resolution of the data. s was then linked to the plane-of-sky magnetic field, taking into account the [Cho & Yoo \(2016\)](#) correction, through

$$B_{\text{sky}}^{\text{DCF+SF}} = \sqrt{4\pi\rho} \frac{\delta V_c \sqrt{2 - s^2}}{s}.$$

We consider here small regions compared to the *Planck* beam size, however, which implies few independent vectors in our apertures with 2° diameter. As a consequence, the structure function method that probes the magnetic field at different angular scales gives very similar results to the direct method that only probes the average, as shown in [Fig. A.2](#). Only the magnetic field strengths from the direct method are displayed in [Table 2](#).

Chapitre 6

Rayons cosmiques dans la superbulle d'Orion-Eridanus

Les nombreux chocs et le niveau élevé de turbulence induits par les vents stellaires des étoiles massives, les rayonnements ionisants et les explosions de supernova dans la SB d'Orion-Eridanus ont potentiellement un impact sur la propagation des RCs. Le cas similaire de la SB du Cygne a été étudié en 2011 par [Ackermann et al.](#), qui ont révélé un cocon de RCs fraîchement accélérés. Les RCs peuvent être tracés indirectement à travers l'émission γ résultant de leur interaction avec le gaz de la SB. La détection de photons γ de 0.1-100 GeV avec le télescope *Fermi*-LAT permet d'étudier la distribution spatiale et spectrale des RCs de 1-1000 GeV. En se basant sur la structure de la SB obtenue dans le chapitre précédent, nous avons mesuré le taux de RCs dans ses différents nuages afin d'évaluer l'impact du milieu de la SB sur leur propagation.

Notre analyse révèle des taux de RCs dans la coquille de la SB compatibles avec les mesures dans les nuages locaux. Aucune différence spectrale ou de normalisation significative ne pointe vers une réaccélération de RCs dans l'environnement de la SB. Malgré ses caractéristiques qui en font un candidat à fort potentiel, la SB ne semble pas être un accélérateur efficace de RCs. La différence avec le cas du Cygne pourrait provenir d'une plus faible densité d'étoiles massives. De nouvelles observations dans le but de préciser l'histoire stellaire de la SB d'Orion-Eridanus permettraient de confirmer cette hypothèse. Un nuage diffus proche mais à l'extérieur de la SB présente un taux de RCs $\sim 30\%$ inférieur à la moyenne locale. Cette perte de RCs semble liée à la configuration du champ magnétique favorable à une fuite des particules vers le halo Galactique.

The cosmic-ray content of the Orion-Eridanus superbubble

T. Joubaud¹, I. A. Grenier¹, J. M. Casandjian¹, T. Tolksdorf², and R. Schlickeiser²

¹ Laboratoire AIM, CEA-IRFU/CNRS/Université Paris Diderot, Département d'Astrophysique, CEA Saclay, F-91191 Gif sur Yvette, France

² Institut für Theoretische Physik, Lehrstuhl IV: Weltraum- und Astrophysik, Ruhr-Universität Bochum D-44780 Bochum, Germany
e-mail: theo.joubaud@cea.fr
e-mail: isabelle.grenier@cea.fr

Received <date> / Accepted <date>

ABSTRACT

Aims. The nearby Orion-Eridanus superbubble, blown several million years ago by multiple supernovae, has likely produced cosmic rays. Its turbulent medium is still energized by massive stellar winds and can impact cosmic-ray transport locally. The γ radiation produced in interactions between cosmic rays and interstellar gas can be used to compare the cosmic-ray spectrum in the superbubble and in other regions near the Sun. It can reveal spectral changes induced in GeV to TeV cosmic rays by the past and present stellar activity in the superbubble.

Methods. We have used ten years of data from the *Fermi* Large Area Telescope (LAT) in the 0.25-63 GeV energy range to study the closer (Eridanus) end of the superbubble at low Galactic latitudes. We have modelled the spatial and spectral distributions of the γ rays produced in the different gas phases (atomic, molecular, dark, and ionised) of the clouds found in this direction. The model includes other non-gaseous components to match the data.

Results. We find that the γ -ray emissivity spectrum of the gas in a shell inside the superbubble and along the outer rim is consistent with the average spectrum measured in the solar neighbourhood. It is also consistent with the cosmic-ray spectrum directly measured in the Solar System. This homogeneity calls for a detailed assessment of the recent supernova rate and current census of massive stellar winds in the superbubble in order to estimate the epoch and rate of cosmic-ray production and to constrain the transport conditions that can lead to such homogeneity and little re-acceleration. We also find significant evidence that a diffuse atomic cloud lying outside the superbubble, at a height of 200-250 pc below the Galactic plane, is pervaded by a 34% lower cosmic-ray flux, but with the same particle energy distribution as the local one. Super-GeV cosmic rays should freely cross this light and diffuse cirrus cloud without significant loss or spectral distortion. We tentatively propose that the cosmic-ray loss relates to the orientation of the magnetic field lines threading the cirrus, which point towards the halo according to the dust polarisation data from Planck. Finally, we have gathered the present emissivity measurements with previous estimates obtained around the Sun to show how the local cosmic-ray flux decreases with Galactic height and to compare with model predictions.

Key words. Gamma rays: ISM - ISM: cosmic rays - ISM: clouds - ISM: bubbles, ISM: magnetic fields, Galaxy: solar neighbourhood

1. Introduction

Superbubbles form around starburst regions under the combined and sustained influence of the ionising radiation and energetic winds of massive stars plus a series of supernovae (SNe). They have long been considered as potential sites for cosmic-ray (CR) production because of the collective action of the multiple shock waves they contain (Montmerle 1979; Cesarsky & Montmerle 1983; Bykov & Toptygin 2001; Bykov 2001; Parizot et al. 2004; Ferrand & Marcowith 2010). The abundances of CR nuclei also require a mix of massive-star outflows, supernova ejecta, and interstellar matter that is easily found in superbubbles (Lingenfelter 2018, and references therein). The relative fractions in the mix depend on the uncertain stellar yields for heavy nuclei (Binns et al. 2019). Superbubbles can also alter the distribution of Galactic CR diffusing through them because of the broad spectrum of magnetic turbulence powered by their multi-scale flows.

Modelling the acceleration, transport, and losses of CR inside the turbulent and multiphasic medium of a superbubble is particularly complex (see the review by Bykov 2014). Intermittent acceleration by individual shocks, followed by interactions with large-scale compression and rarefaction waves, can

produce hard CR spectra in the MeV-TeV range (Bykov 2001). The momentum distribution of the particles evolves over a few million years (Myr). It asymptotically tends to a power law, $p^2 f(p) \propto p^{-\gamma}$, with a γ index ranging between 2 and 3 depending on the particle injection momentum: $\gamma = 3$ for the acceleration of suprathermal particles and $\gamma = 2$ for re-acceleration of relativistic CR. Such superbubbles can transfer 10% or more of their kinetic power to CR (Bykov 2001).

Superbubbles can also affect Galactic CR entering them. Particle interactions with MHD waves in the turbulent plasma can re-accelerate the CR despite pion losses along their path. For efficient superbubbles, with acceleration time scales much shorter than the diffusive escape time scale from the bubble, the resulting hadronic γ -ray emission can exhibit power-law differential spectra as hard as $E_\gamma^{-0.3}$ in the 1-100 GeV energy band (Tolksdorf et al. 2019). The re-accelerated CR should accumulate at the periphery of the superbubble as the enhanced turbulence prevents their penetration deep into the interior (Tolksdorf et al. 2019). Conversely, CR produced internally can remain confined in the superbubble medium for typically 100 kyr if the diffusion lengths are 100 times shorter than in the standard interstellar medium (ISM) (Ackermann et al. 2011). Superbubbles have therefore

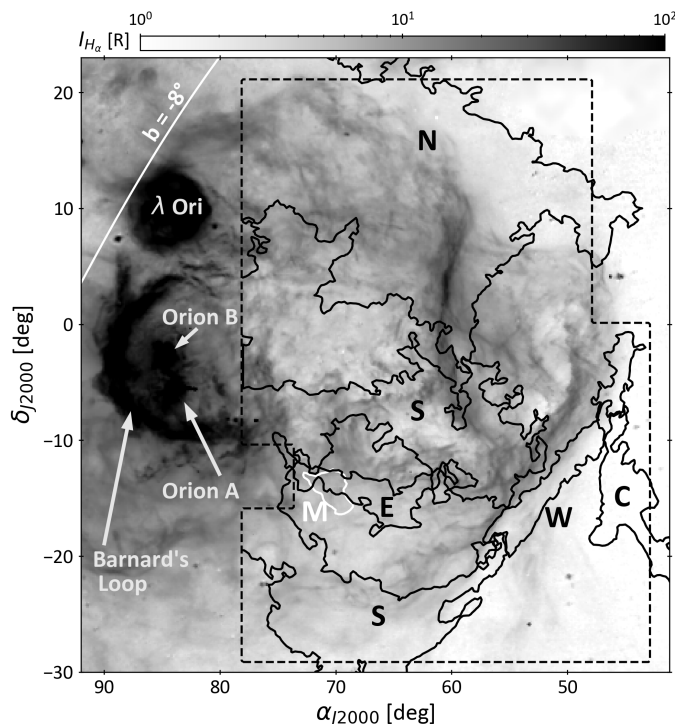


Fig. 1. H_α intensity map of the Orion-Eridanus superbubble based on VTSS, SHASSA and WHAM data. The dashed line traces the perimeter of the present analysis. The white labels on the left hand side mark the key H_α features towards Orion. In the analysis region, the black contours delineate the main $H\text{ I}$ shells related to the superbubble, i.e the North Rim (N), South Loop (S), East Shell (E), and West Rim (W), and the Eridu cirrus (C) lying outside the superbubble (Joubaud et al. 2019). The molecular MBM 20 cloud in front of the superbubble edge is outlined in white. The line of constant Galactic latitude $b=-8^\circ$ in the upper left corner indicates the orientation of the Galactic plane.

enough energy and magnetic turbulence to substantially modify the CR properties, but whether they have a positive (acceleration) or negative (confinement and losses) feedback is still an open question that needs clarifications from observations.

In 2011, Ackermann et al. reported an extended excess of hard γ -ray emission from the Cygnus X starburst region, which they interpreted as a cocoon of freshly accelerated CR inside the 60 pc-wide superbubble. The latter has been carved by the stellar winds and ionisation fronts from young stellar clusters including Cyg OB2 and NGC 6910. Cyg OB2 is one of the most massive clusters in the Galaxy at a distance of $1755^{+23}_{-19}(\text{stat})^{+373}_{-261}(\text{syst})$ kpc (Berlanas et al. 2019) and the NGC 6910 cluster is part of the Cyg OB9 association at a distance of 1600 ± 200 pc (Kolaczowski et al. 2004). The $E_\gamma^{-2.1}$ differential γ -ray spectrum extends to 100 GeV in the *Fermi* LAT data and softens to $E_\gamma^{-2.6}$ in the 0.4-10 TeV range in the MILAGRO, ARGO-YBJ, and HAWC data (Bartoli et al. 2014; Hona et al. 2017). The apparent break energy around 1 TeV is uncertain because of the confusion with other extended TeV sources in these crowded directions. The γ -ray luminosity does not exceed a few percent of the wind power in the stellar clusters. Star formation has progressed across the superbubble from the low longitude end $\gtrsim 10$ Myr ago towards the younger Cyg OB2 cluster (Berlanas et al. 2018). The latter has formed stars more or less continuously between 1 and 7 Myr ago and its mass distribution suggests that its most massive members have already evolved to their supernova end state (Wright et al. 2015). Five or six of them may have exploded within the last 1-2 Myr (Lingenfelter 2018).

NGC 6910 has a comparable age of 6 ± 2 Myr (Kolaczowski et al. 2004), but is also part of the older and broader Cyg OB9 association.

A second possible cocoon of young CR has been reported in γ rays further away in the Galactic disc, around $l=25^\circ$ and $b=0^\circ$, in a gas cavity found near a candidate massive OB association, G25.18+0.26, seen in X rays (Katsuta et al. 2017). The distance estimate of 7.7 kpc implies a 3 times larger bubble (210x170 pc) and a 14 times larger γ -ray luminosity than for the Cygnus X cocoon, but with a similarly hard emission spectrum extending to 100 GeV. However, the large distance and heavy extinction hamper further optical analyses of the stellar cluster and confusion with other γ -ray sources and with the bright Galactic emission hampers further γ -ray analyses of high-energy CR until better resolved observations with CTA become available. Both the Cygnus X and G25.0+0.0 cocoons unfortunately lie in confused directions respectively tangent to the Local spiral arm and Scutum-Centaurus arm.

The Orion-Eridanus superbubble is the nearest example of a superbubble. This over-pressured and elongated cavity, about 200 pc in width and 250 pc in length, slowly expands at a velocity of 20 km s^{-1} (Joubaud et al. 2019, alias paper I hereafter). Its close end, in the Eridanus constellation, approaches the Local Bubble at a distance of 150-200 pc from the Sun. Its far end lies slightly beyond the 388 ± 5 pc distant, 1-2 Myr old stellar clusters of the Orion Nebula (Pon et al. 2016; Kounkel et al. 2017; Zari et al. 2017). It has been formed by the ionising radiation and energetic winds of tens of massive stars and by a series of 10 to 20 supernovae (Bally 2008) that have occurred at a rate of about 1 Myr^{-1} over the past 12 Myr (Voss et al. 2010). The composite structure of the superbubble has likely evolved in space and time from near to far, along the blue stream of massive stars identified by Pellizza et al. (2005) and Bouy & Alves (2015) in front of the Orion clouds, over a length of 150 pc along the major axis of the superbubble. The stellar ages span from 20 Myr (near) down to 1 Myr (far).

The near end of the cavity is filled with a mix of hot and warm plasmas with temperatures of order (3-9) and $(0.3 - 1.2) \times 10^6 \text{ K}$, and gas densities of order 0.005 and 0.05 cm^{-3} , respectively (paper I). It is bounded by shells of neutral gas that have been swept-up and compressed by the expanding outer shock wave. Several shells have been isolated in position, velocity, and distance (paper I) and they will be used here to probe the CR flux in various parts of the superbubble. They are sketched against the H_α intensity map of the superbubble in Fig. 1 and their $H\text{ I}$ column density and CO intensity maps are presented in Fig. 2 of Joubaud et al. (2019).

We have studied the near part of the superbubble using γ -ray data obtained with the *Fermi* LAT (Atwood et al. 2009). This part lies at very large (negative) Galactic latitudes, from -50 to -15° , away from Galactic confusion. To do so, we have modelled the γ -ray emission coming from the hadronic interactions of CR with the different gas phases and clouds of the superbubble. We have coupled γ -ray and dust analyses to trace the total gas, in particular the dark neutral medium which is not detected via $H\text{ I}$ and CO observations. Our analysis yields γ -ray emissivities per gas nucleon in the atomic phase of the different clouds, where the $H\text{ I}$ line data allow a direct estimation of the gas mass pervaded by the CR. We can thus compare the CR flux in the superbubble with the average measured in the local ISM and in the Solar System (Casandjian 2015). Gamma-ray emissivity estimates in the local ISM have indeed shown that the CR flux is quite uniform within a few hundred parsecs from the Sun and that it is in agreement with the direct measurements obtained in the So-

lar System (see the review by Grenier et al. 2015). Other works find ~30% discrepancy in the emissivities between direct measurements in the Solar System and the local ISM average, using different interaction cross-section (Strong & Fermi-LAT Collaboration 2015; Orlando 2018). Residual cloud to cloud variations of order 10% are commensurate with systematic uncertainties in the atomic gas mass that has served for the measurements.

The γ -ray emissivities per gas nucleon have also been shown to decrease with increasing altitude above the Galactic plane, by about 50% within 2 kpc (Tibaldo et al. 2015). We also study here the CR flux in a diffuse cirrus cloud lying in the vicinity of the superbubble, below it with respect to the Galactic plane.

The paper is structured as follows : data are presented in Sect. 2, we describe the γ -ray and dust models in Sect. 3. Results are presented in Sect. 4 for the superbubble first and then the cirrus. They are discussed in Sect 5 in the same order.

2. Data

The present analysis is based on the same gas data and on the same atomic and molecular cloud separation as in the study of the dynamics and gas content of the superbubble presented in paper I. We use the same analysis region towards the Eridanus part of the superbubble, extending in equatorial coordinates from 43° to 78° in right ascension and from -29° to 21° in declination, as shown in Fig. 1. We have masked out two 5° -wide areas on the western and eastern sides of the region to avoid complex gas distributions in the background. All maps have been projected onto the same 0.25° -spaced Cartesian grid, that is appropriate for the γ -ray counts observed at very high Galactic latitudes.

2.1. Gamma-ray data

We have used ten years of Pass 8 photon data provided by the LAT between 0.25 and 63 GeV. This energy range was chosen to preserve an angular resolution better than approximately 2° 68% containment angle at low energy and to have sufficient photon statistics at high energy. We have used the associated instrument response functions P8R3_SOURCE_V2 (for the various PSF event types), and the corresponding isotropic spectrum for the extragalactic and residual instrumental backgrounds¹. Tight selection criteria were used : SOURCE class selection, PSF 1, 2 and 3 event types, photon arrival directions within 100° or 105° of the Earth zenith depending on the photon energy and PSF type (100° below 0.6 GeV for PSF 1-2 and below 0.4 GeV for PSF 3, 105° otherwise). Such criteria reduce the contamination by residual cosmic rays and by Earth atmospheric γ rays in the photon data (see Bruel et al. 2018, for details). The instrument functions, the exposure map, the γ -ray emissivity spectrum of the local interstellar gas, q_{LIS} (Casandjian 2015), and the spectrum of the isotropic background have been evaluated in 12 energy bins, 0.2 dex in width and centred from $10^{2.5}$ to $10^{4.7}$ MeV. We have taken the energy resolution of the LAT into account when modelling the data.

To ensure photon statistics robust enough to follow details in the spatial distributions of the different interstellar components, we have analysed the data in seven broad and independent energy bands, bounded by $10^{2.4}$, $10^{2.6}$, $10^{2.8}$, $10^{3.0}$, $10^{3.2}$, $10^{3.6}$, $10^{4.0}$, and $10^{4.8}$ MeV.

2.2. H I and CO data, and cloud separation

In order to trace the atomic gas, we have used the $16.2'$ resolution HI4PI survey (Ben Bekhti et al. 2016), with a velocity resolution of 1.49 km/s in the local standard of rest (LSR). We have selected velocities between -90 and $+50$ km s $^{-1}$ to exclude the H I emission coming from the high-velocity clouds that lie in the hot Galactic corona, far behind the local medium we are interested in (Wakker et al. 2008). We have checked that these high-velocity clouds are not detected in γ rays and we have removed them from our model.

In order to trace the molecular gas, we have used the $8.5'$ resolution ^{12}CO ($J=1-0$) observations at 115 GHz from the moment-masked CfA CO survey (Dame et al. 2001; Dame & Thaddeus 2004). We have completed this dataset with the CO observations of the MBM 20 cloud obtained with the Swedish-ESO Submillimetre Telescope (SEST) and kindly provided by D. Russeil (Russeil et al. 2003).

We have decomposed the H I and CO velocity spectra into individual lines and we have used this information to identify and separate eight nearby cloud complexes that are coherent in position, velocity, and distance. Details of the method are presented in paper I. The maps are eventually projected onto a 0.25° -spaced Cartesian grid in equatorial coordinates. The main entities associated with the superbubble are the North Rim, West Rim, South Loop along the outer rim and the East Shell in the interior. We have also identified the Eridu atomic cirrus cloud that lies outside the superbubble, at a comparable distance, but further away from the Galactic plane. The compact MBM 20 molecular cloud lies just in front of the superbubble edge, between the Local Bubble and the Orion-Eridanus superbubble. The relative positions of all these clouds in the sky are displayed in Fig. 1. The analysis region partially intercepts other cloud complexes, the edge of the nearby Taurus cloud, and part of the Cetus and North Taurus complexes located behind the superbubble (Remy et al. 2017). Their contributions to the γ -ray emission have been taken into account in the model, as well as the faint atomic background from the Galactic disc.

2.3. Dust

In order to trace the dust column density, we have used the optical depth map obtained at 353 GHz, τ_{353} , by Planck Collaboration et al. (2014b). It was obtained by modelling the dust thermal emission recorded by *Planck* and the Infrared Astronomical Satellite (*IRAS*) with a modified black body, $I_\nu = \tau_{353 \text{ GHz}} B_\nu(T_d)(\nu/353 \text{ GHz})^\beta$, with T_d the dust colour temperature and β the spectral index. We have degraded the optical-depth map from its original resolution of $5'$ down to $16.2'$ to match the resolution of the H I data and we have projected it onto a 0.25° -spaced Cartesian grid. The dust opacity, or optical depth per gas nucleon, σ_ν , is defined according to $\tau_\nu = \frac{I_\nu}{B_\nu(T)} = \sigma_\nu N_H$.

2.4. Ionised gas

Ionised gas is visible in H_α emission. It is displayed in Fig. 1 using the data of Finkbeiner (2003), which is a composite map of the Virginia Tech Spectral line Survey (VTSS), the Southern H-Alpha Sky Survey Atlas (SHASSA) and the Wisconsin H-Alpha Mapper (WHAM). With visual extinctions ranging from 0.3 to 2.2 across the field, the H_α emission is partially absorbed, in particular towards the North Rim clouds. Moreover, H_α emission traces only the recombining gas and it does not linearly scale with the column density of ionised gas, N_{HII} . Its intensity is pro-

¹ <https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>

portional to the emission measure : $I_{H_\alpha} \propto \int n_i n_e ds$, with n_i the ion density, n_e the electron density and the integration is along the line of sight. Free-free emission at mm wavelengths can also trace the ionised gas, but the most recent estimates inferred from the Planck data are still too heavily contaminated by dust emission in our region of analysis. We have therefore created a uniform template in order to keep the morphology of the main H_α arcs. We set the template value to 1 within the 14 R contour of H_α emission and 0 outside. The normalization is left free in our fits (see Sec. 3). We note this template K_{H_α} .

The hot ionised gas that fills the superbubble yields unfortunately too low column densities, below $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, to be detectable in γ rays with the LAT. We thus do not include it in the model.

3. Models and analyses

The intensity of the hadronic γ radiation corresponds to the integral along the lines of sight of the CR flux times the gas volume density. The LAT data we have used probe CR with energies above a few GeV that uniformly permeate all gas phases up to the molecular phase seen in CO at 115 GHz (Grenier et al. 2015; Remy et al. 2017, and references therein). The γ -ray intensity therefore scales with the total gas column density, N_H , and can be modelled by a linear combination of the column densities present in the ionised, atomic, molecular, and dark neutral phases. The average γ -ray emissivity per gas nucleon in a cloud can only be inferred in the H I phase where we can directly measure the hydrogen column densities, provided corrections for self absorption of the H I lines. This is not possible in the other gas phases which require the knowledge of the CO-to-H₂ conversion factors and of the dust emission opacities to infer the gas mass. These factors are, moreover, known to vary from cloud to cloud and with environmental conditions (Remy et al. 2017). To model the total γ -ray emission, additional ancillary components need to be considered like the Galactic inverse Compton (IC) radiation, point sources, the isotropic emission accounting for extragalactic and instrumental backgrounds, and the emissions from the Sun and the Moon.

3.1. The dark neutral medium (DNM)

The dark neutral phase contains large amounts of gas at the H I-H₂ interface, but it is invisible in H I and CO line emission because of H I self-absorption and because of the photodissociation and weak excitation of CO molecules in diffuse H₂. In order to trace the DNM gas, we have iteratively coupled the γ -ray and dust analyses as dust column densities also trace the total N_H in the local ISM. This is illustrated in Fig. 2 where we have convolved the dust optical depth map with the LAT PSF on the one hand, and, on the other hand, we have subtracted from the γ -ray data the non-gaseous emissions obtained from our best-fit model (Sec. 3.2). Figure 2 shows strong similarities in the spatial distributions of the dust and γ -ray gas tracers, but it also reveals differences in their dynamical range in several places. It has been shown in particular that the dust optical depth does not linearly trace the total gas column density in the dense molecular phase ($N_H > 3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$) because the dust grains evolve and their emission properties change (Planck Collaboration et al. 2014b, 2015; Remy et al. 2017). The DNM phase for which we use dust data in our analysis is, however, diffuse enough for the linear approximation to hold. We have therefore extracted the significant γ -ray and dust signals from the dust and interstellar γ rays above

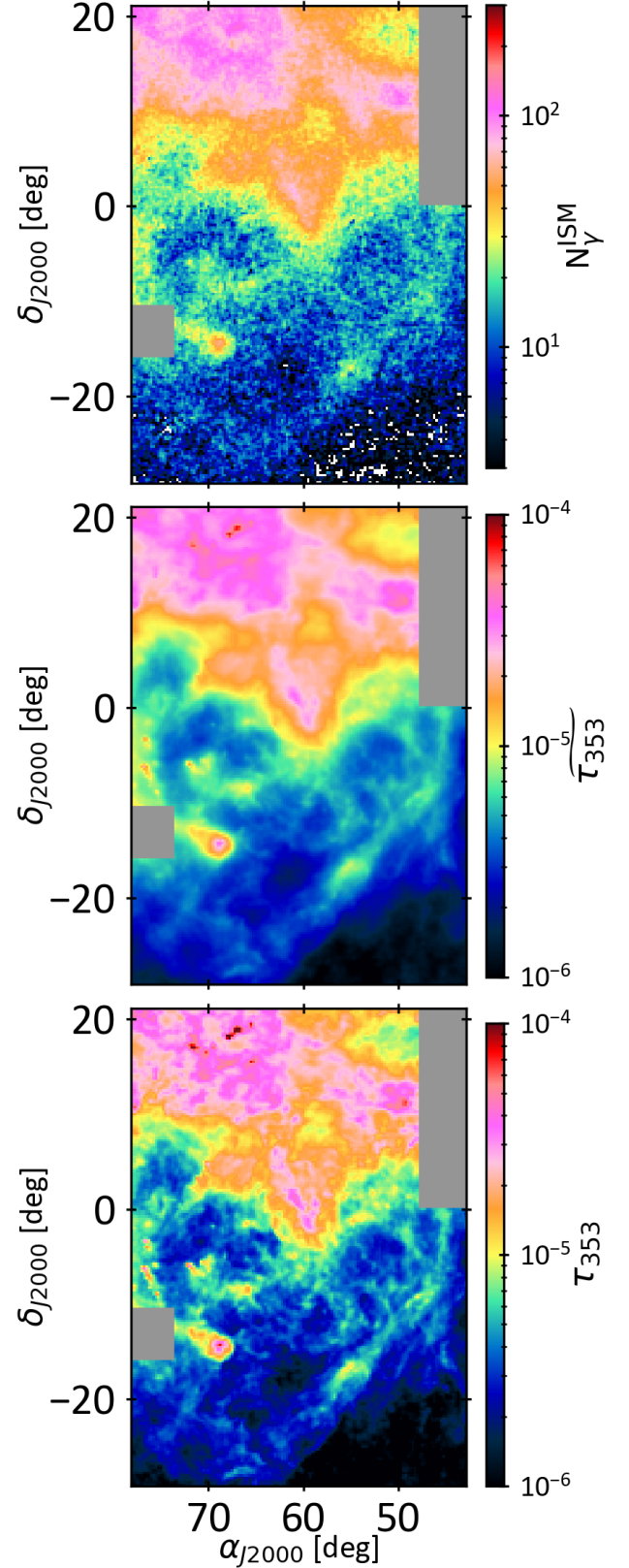


Fig. 2. *Top:* γ -ray counts of gaseous origin recorded in the 0.25-63 GeV band in a 0.125° pixel grid. γ -ray emissions other than due to CR interactions with the gas have been subtracted. *Middle:* dust optical depth measured at 353 GHz and displayed at the *Fermi*-LAT angular resolution for comparison. *Bottom:* dust optical depth measured at 353 GHz at its original resolution of $5'$.

the H I and CO expectations and we have used the spatial correlation between these signals to infer the additional gas column densities that correspond to the DNM at the H I-H₂ transition.

3.2. Gamma-ray model

Earlier studies have indicated that the bulk of the Galactic CR radiating at 0.1–100 GeV have diffusion lengths much larger than typical cloud dimensions and that they permeate all the H I-bright, DNM, and CO-bright gas phases. The observed interstellar γ -ray emission can therefore be modelled, to first order, by a linear combination of the contributions of the different clouds seen along the lines of sight, including their different gas phases (H₂, H I, DNM, CO). In order to convolve the gas maps with the LAT response functions, we have assumed that the γ -ray emissivity spectrum of each cloud and phase follows the average one obtained in the local ISM (q_{LIS} (E), Casandjian 2015). We have, however, left a free normalisation factor for the emissivity of each component in each energy band to account for possible deviations in CR density and spectrum.

The model includes other radiation components such as the Galactic IC intensity, $I_{\text{IC}}(\alpha, \delta, E)$, the isotropic intensity mentioned above, $I_{\text{iso}}(E)$, intensities from the Sun and the Moon, $I_{\text{SM}}(\alpha, \delta, E)$, and point sources with individual flux spectra $S_j(E)$. The γ -ray intensity $I(\alpha, \delta, E)$, expressed in $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{MeV}^{-1}$, can thus be modelled in each energy band as :

$$\begin{aligned}
 I(\alpha, \delta, E) = & q_{\text{LIS}}(E) \times \left[\sum_{i=1}^9 q_{\text{H}_{\text{I},i}}(E) N_{\text{H}_{\text{I},i}}(\alpha, \delta) \right. \\
 & + \sum_{i=1}^3 q_{\text{CO},i}(E) W_{\text{CO},i}(\alpha, \delta) + q_{\text{H}_2}(E) K_{\text{H}_2}(\alpha, \delta) \\
 & + q_{\text{DNM}}(E) \tau_{353}^{\text{DNM}}(\alpha, \delta) \left. + q_{\text{iso}}(E) I_{\text{iso}}(E) \right. \\
 & + q_{\text{IC}}(E) I_{\text{IC}}(\alpha, \delta, E) + q_{\text{SM}}(E) I_{\text{SM}}(\alpha, \delta, E) \\
 & + \sum_j q_{S_j}(E) S_j(E) \delta(\alpha - \alpha_j, \delta - \delta_j) \\
 & \left. + q_{S_{\text{ext}}}(E) S_{\text{ext}}(\alpha, \delta, E) \right] \quad (1)
 \end{aligned}$$

where $N_{\text{H}_{\text{I},i}}(\alpha, \delta)$ denotes the H I column density map of each component, $W_{\text{CO},i}(\alpha, \delta)$ gives the CO line integral intensity map, and $K_{\text{H}_2}(\alpha, \delta)$ is the H₂ template described in Sec. 2.4. τ_{353}^{DNM} stands for the DNM dust map resulting from the joint dust and γ -ray analyses (further detailed in Sect. 3.4). To account for the spill-over of emission produced outside the analysis region, but reconstructed inside it, we have modelled point sources and interstellar contributions in a region 6° wider than the analysis region.

All the components are illustrated in Fig. 3. Three clouds have atomic envelopes and molecular cores (the superbubble North Rim, the foreground MBM 20 cloud, and the background Cetus-North Taurus clouds). The other five clouds (the superbubble South Loop, West Rim, and East Shell, the Eridu cirrus, and the edge of the foreground Taurus cloud) as well as the Galactic disc background are only detected in H I. The DNM map is dominated by dark gas in the North Rim and a small contribution from MBM 20.

The input q_{LIS} spectrum was based on four years of LAT data and on the correlation between the γ radiation and the $N_{\text{H}_{\text{I}}}$ column densities derived from the LAB survey, for a spin temperature of 140 K, at latitudes between 7° and 70° (Casandjian 2015). The $q_{\text{H}_{\text{I},i}}(E)$ normalisation factors in the model can

therefore compensate for cloud-to-cloud variations in CR flux or spectrum. For each cloud, the final average γ -ray emissivity spectrum per gas nucleon in the atomic phase is the product of the q_{LIS} (E) spectrum and of the best-fit $q_{\text{H}_{\text{I},i}}(E)$ normalisation in each energy band.

The model includes 151 points sources from the *Fermi* LAT 8-year FL8Y source list² inside the analysis region. Their flux spectra, $S_j(E)$, have been computed with the spectral characteristics provided in the catalogue. Their $q_{S_j}(E)$ normalization in the model allows for possible changes due to the longer exposure used here and to the use of a different interstellar background for source detection in FL8Y. The sources in the analysis region have been fitted individually. The sources present in the 6°-wide peripheral band around the analysis region have been merged into a single map, $S_{\text{ext}}(\alpha, \delta, E)$, and its normalization, $q_{S_{\text{ext}}}(E)$, has been left free in each energy band. We have checked that its best-fit normalization is compatible with one.

The isotropic emission spectrum has been determined with the FL8Y interstellar background model³. The γ -ray emission observed in the region also includes a contribution from the large-scale Galactic IC emission emanating from the interactions of CR electrons with the Galactic interstellar radiation field. The GALPROP⁴ parameter file 54-LRYusifovXCO4z6R30-Ts150-mag2 has been used to generate an energy-dependent template of the Galactic IC emission across the analysis region (Ackermann et al. 2012). The Sun and the Moon paths also cross this region, so we have taken their γ -ray emissions into account. This has been done following the method described by Johannesson et al. (2013), reproducing the interactions of CR electrons with the solar radiation field and the hadronic interactions of CR nuclei with the Sun and the Moon. The Galactic IC emission model, the isotropic emission spectrum, and the Sun and Moon emission models have been tested against earlier LAT data, so we have left their respective scalings free in each energy band.

In order to compare the modelled photon map predictions with the LAT photon data in the different energy bands, we have multiplied each component map by the energy-dependent exposure and convolved it with the energy-dependent PSF. We have also convolved the spectra in each pixel with the LAT energy resolution. The convolution of the gas maps with the response functions was done for each PSF event type independently in small energy bands. We have then summed the photon count maps in energy and for the different PSF types to get the modelled count maps in the seven energy bands of the analysis. Figure 3 gives the photon yields obtained in the entire energy band from the best fit. It shows that the emission originating from the gas dominates over other types of emissions and that the LAT angular resolution makes it possible to separate the various clouds, as well as the different gas phases within the clouds, based on their spatial distribution. The q model parameters have been fitted to the LAT photon data in each energy band using a binned maximum-likelihood with Poisson statistics.

3.3. Dust model

In the case of a uniform dust-to-gas mass ratio and uniform mass emission coefficient of the grains, the dust optical depth linearly scales with the total N_{H} . We have therefore modelled $\tau_{353}(\alpha, \delta)$ in each direction as a linear combination of the same gaseous contributions as in the γ -ray model, with free normalisations to

² <https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/fl8y/>

³ <https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/fl8y/>

⁴ <http://galprop.stanford.edu>

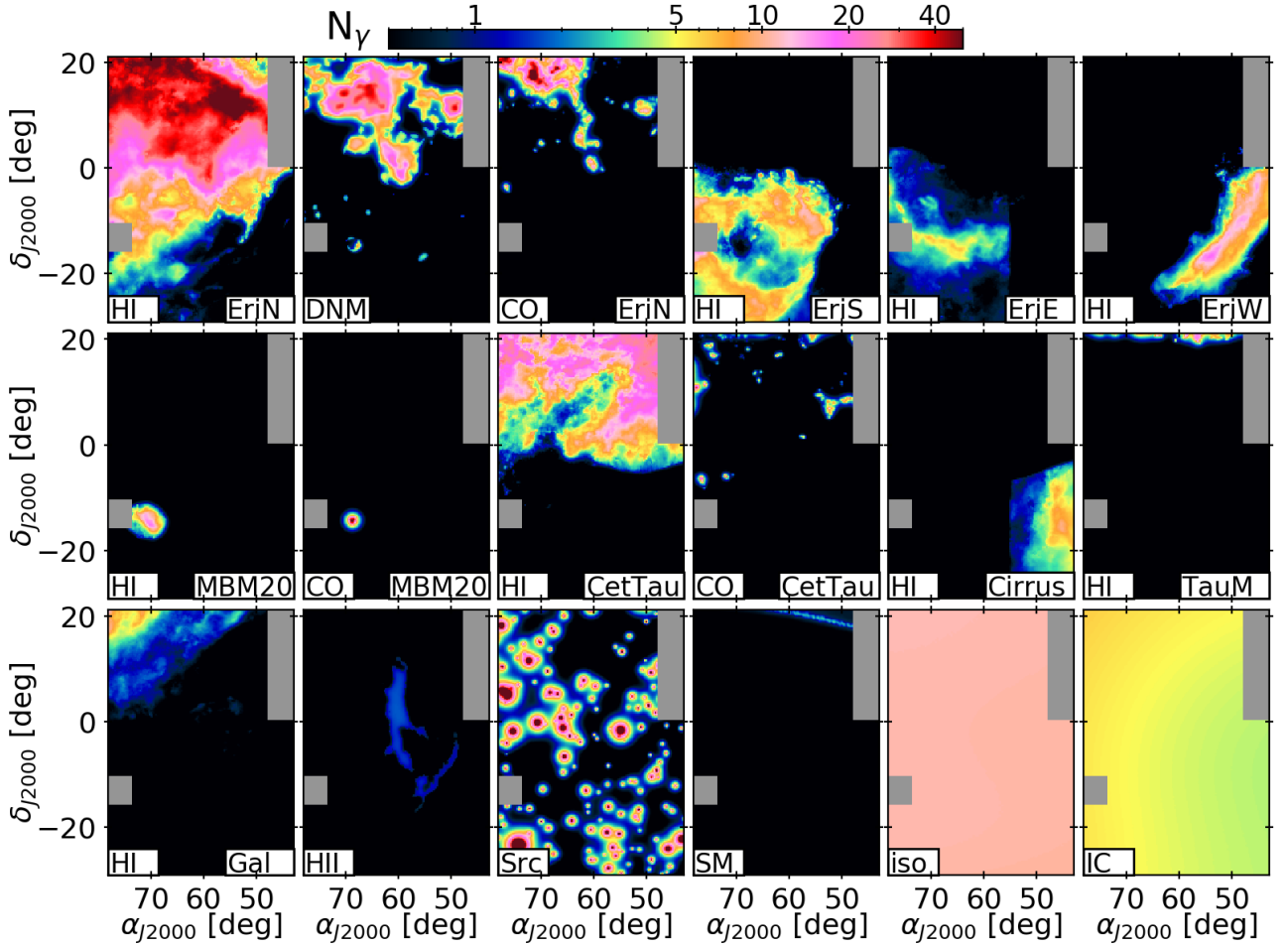


Fig. 3. Photon yields arising in the γ -ray model for the best-fit to the data in the 0.25–63 GeV band on a $0^\circ 25'$ grid, from the H I and CO phases of the North Rim (EriN), South Loop (EriS), East Shell (EriE), West Rim (EriW), MBM 20, Cetus and Taurus, Eridu cirrus, Main Taurus and Galactic disc clouds, from the DNM gas column density, from the H_α template (HII), from the γ -ray point sources, from the Sun and Moon emissions (SM), from the isotropic background (iso) and from the Galactic IC emission.

be fitted to the data, as in Planck Collaboration et al. (2015); Remy et al. (2017). We have added a free isotropic term, y_{iso} , to account for the residual noise and the uncertainty in the zero level of the dust data (Planck Collaboration et al. 2014a). The $\tau_{353}(\alpha, \delta)$ model can be expressed as

$$\tau_{353}(\alpha, \delta) = \sum_{i=1}^9 y_{H_{I,i}} N_{H_{I,i}}(\alpha, \delta) + \sum_{i=1}^3 y_{CO,i} W_{CO,i}(\alpha, \delta) + y_{DNM} N_{H_{DNM}}(\alpha, \delta) + y_{H_\alpha} K_{H_\alpha}(\alpha, \delta) + y_{iso}, \quad (2)$$

where $N_{H_{DNM}}(\alpha, \delta)$ stands for the DNM gas column density map iteratively built from the coupled analyses of the γ -ray and dust data (further detailed in Sect. 3.4).

The y model parameters have been estimated using a χ^2 minimization. We expect the model uncertainties to exceed the measurement errors in $\tau_{353}(\alpha, \delta)$ because of potential variations in grain properties through the clouds and because of the limitations of the gas tracers (survey sensitivities, emission saturation, self-absorption, etc.). As we cannot precisely determine the model uncertainties, we have set them to a fractional value of the model and we have determined this fraction to be 18% by reaching a reduced χ^2 of unity. This fraction is larger than the 3% to 9% uncertainties in the τ_{353} values across this region (Planck Collaboration et al. 2014a).

3.4. Analysis iteration

To extract the DNM gas present in both the dust and γ -ray data in addition to the gas seen in H I and CO emission, we have iteratively coupled the γ -ray and dust models. We have built residual maps between the data (dust or γ rays) and the best-fit contributions from the $N_{H_{II}}$, N_{H_I} , W_{CO} and other non-gaseous components. We have kept only the positive residuals with high significance above the noise (a simple cut at zero would induce an offset bias in the next model). To do so, we have de-noised the residual maps using the multi-resolution support method implemented in the MR filter software (Starck & Pierre 1998). We have used a multi-resolution thresholding filter, with six scales, Gaussian noise and a 2σ threshold to filter the dust residuals. For the γ -ray ones, we have used seven scales, Gaussian and Poisson noise, and a 3σ threshold. The DNM template estimated from the dust is provided to the γ -ray model (τ_{353}^{DNM} in equation 1); conversely, the DNM column density map derived from the γ rays is provided to the dust model ($N_{H_{DNM}}$ in equation 2). We have started the iterative process by fitting the dust optical depth with the H I, CO, H_α and isotropic components to build the first DNM map for the γ -ray model. We have then iterated between the γ -ray and dust models until reaching a saturation in the log-likelihood value of the fit to γ -ray data (from the third to the fourth iteration). We have checked that the resulting DNM

maps are consistent in morphology and column density with the maps obtained by Remy et al. (2017) in the intersection region between the two analyses.

At each iteration, the estimates of the q and y model coefficients and the DNM maps change, and the likelihood significantly improves, since there is less and less need for the other components, in particular the H I and CO ones, to compensate for the missing gas. They still do at some level because the DNM template provided by the γ rays or dust optical depth have limitations (e.g., dust opacity variations, limited γ -ray sensitivity).

4. Results

Before presenting in Sect. 4.7 and 4.8 the γ -ray emissivity spectra obtained in the different clouds from the best-fit models described in Equations 2 and 1, we discuss how the fits to the γ -ray and dust data improve with optical depth corrections to the atomic $N_{\text{H I}}$ column densities (Sect. 4.1) and with the addition of gas templates other than H I and CO (Sect. 4.2 and 4.3). We also assess the robustness of the best-fit models with jackknife tests in Sect. 4.4 and we present residual maps in Sect. 4.5.

4.1. H I optical depth correction

In the range of $N_{\text{H I}}$ column densities studied here, a simple isothermal correction of the H I emission spectra, with a uniform spin temperature across the cloud, is able to reproduce the more precise $N_{\text{H I}}$ values one would infer from the combination of emission and absorption H I spectra (Nguyen et al. 2018). In order to account for the unknown level of H I opacity in the different $N_{\text{H I}}$ maps, we have repeated our dust and γ -ray analyses for ten spin temperatures (100, 125, 150, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800 K) and for the optically thin case which yields the minimum amount of gas. We have applied the same spin temperature to all the clouds as we could not test all the possible combinations of individual spin temperatures. The best-fit residual maps, however, show that a single spin temperature can reproduce the γ -ray data without any significantly deviant cloud.

The γ rays can help constrain the average level of H I optical-depth correction applicable to the whole region by comparing the T_{S} -dependent contrast of the $N_{\text{H I}}$ maps with the spatial structure of the γ -ray flux emerging from the H I gas. We find that the maximum log-likelihood value of the fits significantly prefers a spin temperature of 100 K in this region (see Fig. A.1). In the following, we present the results obtained for this temperature of 100 K, unless otherwise mentioned.

4.2. DNM detection

In order to assess the presence of additional gas not traced by H I and CO line intensities, we have first performed the dust and γ -ray fits with only the H I, CO and H_α as gaseous components. The residuals are displayed on the left hand side of Fig. 4. The data significantly exceed the model in several extended regions, coherently in dust and γ rays though the two fits are independent. A coincident variation in CR density and in dust-to-gas ratio is very unlikely and hadronic CR interactions with dust grains produce undetectable γ -ray emission (Grenier et al. 2005), so this correlated excess has a gaseous origin. The DNM gas distribution is built by correlating and filtering the excess dust and γ -ray signals in the iteration between the dust and γ -ray fits (see Sect. 3.4). Adding this template improves the fits quality (see the right-hand side of Fig. 4). An improvement with a log-likelihood ratio

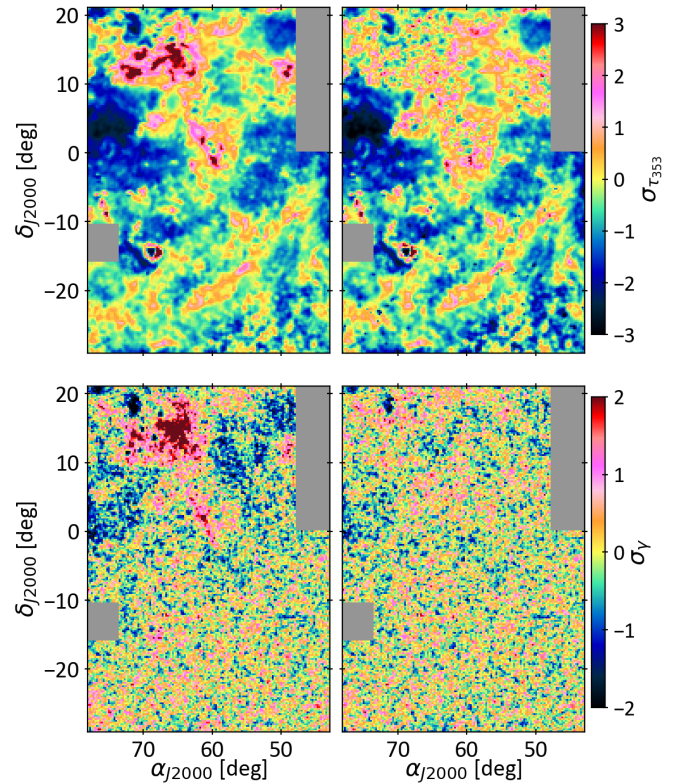


Fig. 4. Residual maps, expressed as data minus best-fit model, in sigma units for the dust optical depth (σ_τ , *Top*) and the γ -ray counts in the total energy band (σ_γ , *Bottom*). The residuals have been smoothed with a 0.15° Gaussian kernel for display. The left/right-hand side maps show the residuals for models without/with the DNM clouds.

of 5418 from the first to last iteration of the γ -ray fit implies a very significant DNM detection.

The left panel of Fig. 4 shows that most of the DNM gas is within the North Rim. A small contribution comes from the MBM 20 cloud around $(\alpha, \delta) = (68, -14)$. Keeping the two clouds in the same DNM map assumes a common dust opacity and γ -ray emissivity for both. We have not split the map in two since the DNM mass in MBM 20 is negligible compared to the North Rim one and it does not bias the CR results about the North Rim.

More details on the DNM column densities and mass will be presented in a forthcoming paper, together with a dedicated analysis of MBM 20 at a higher spatial resolution and with an independent DNM template. These results yield much improved dust residuals towards MBM 20 and they give support to keeping the DNM map as a whole for the superbubble analysis. We won't present any CR result for MBM 20 here as its small size requires the higher angular resolution analysis to separate the γ -ray contributions from the different gas phases.

4.3. Detection of ionised gas

The H_α template has been added to the models to take into account hadronic CR interactions in the arcs of warm ionised gas. In γ rays, this component is detected at the 4.6σ confidence level over the whole energy band, which is low compared to the $\sim 74\sigma$ detection for the DNM. The H_α template is also only detected below 2 GeV because of too low photon yields at higher energies. Figure 3 shows that this component contributes less than 2 photons per pixel ($0.25^\circ \times 0.25^\circ$) over the entire 0.25 – 63

GeV energy band. This contribution can be converted into an N_{H} column density assuming the same γ -ray emissivity per gas nucleon as in the North Rim. The result gives values around $7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ that are realistic, but at the limit of detection with the LAT and much lower than the 2 to $30 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ column densities that characterise the other atomic clouds in the field. We have kept the $\text{H}\alpha$ template in the models to avoid biasing the other components, but we won't further discuss the physical implications of this faint component.

4.4. Best γ -ray and dust fits and jackknife tests

The best-fit model to the γ -ray data includes all the components described in equation 1 as they have all been significantly detected. The faint $N_{\text{H}1}$ column densities from the Galactic-disc background have not been detected in the dust fit at low spin temperatures because of the overlap with the much more massive North Rim, but all the other components give significant contributions to the best-fit model.

The χ^2 minimization and binned maximum-likelihood methods used respectively for the dust and γ -ray fits give access to statistical errors on the best-fit coefficients. They are inferred from the information matrix of the fit (Strong 1985) and they include the effect of correlations between parameters. Because of the large spatial extents of the cloud complexes and because the gas, dust, and γ -ray distributions are tightly correlated, the statistical errors are small: typically 1–6% and 1–7% for the gas parameters of the local clouds in dust and γ rays, respectively. Only the contributions of the Galactic background and HII template to the γ -ray data have larger uncertainties of 9% and 17%, respectively.

We have also checked the magnitude of systematic uncertainties in the linear approximations of the models, hence of spatial changes in the model parameters and/or in the mean level of HI and CO self absorption. We did so by repeating the last iteration of the dust and γ -ray fits a thousand times over random subsets of the analysis region, namely after masking out 20% of the pixels with a sum of 3×75 -wide, randomly selected squares. In γ rays, the jackknife tests have been performed only for the total 0.25–63 GeV energy band. We have assumed the same relative deviations, σ_q/q , for the individual energy bands as for the total one since the jackknife sampling tests potential non-uniformities in the models at larger scales than the angular resolution of the data.

Figures in Appendix C show the distributions thus obtained for the best-fit coefficients. Most of them show Gaussian-like distributions, thereby indicating that the results presented in Tables B.1 are statistically stable and that the average coefficients that describe our models are not driven by subset regions in each cloud complex. A few distributions exhibit long, non-Gaussian tails when the corresponding clouds subtend small solid angles (e.g., the small CO clouds from the North Rim, or the Sun and Moon emissions). The long tails reflect the indeterminacy of the parameter when a large fraction of the non-zero pixels in the corresponding maps is masked. The standard deviations found in the jackknife distributions amount to 1–9% in dust and to 1–5% in γ rays, except for the HI Galactic background (11%) and the HII template (23%) in γ rays.

We have quadratically added the 1σ fitting errors and the corresponding standard deviations of the jackknife distributions to give the final statistical errors on a given parameter. The results on the best-fit values and final errors are given in Table B.1.

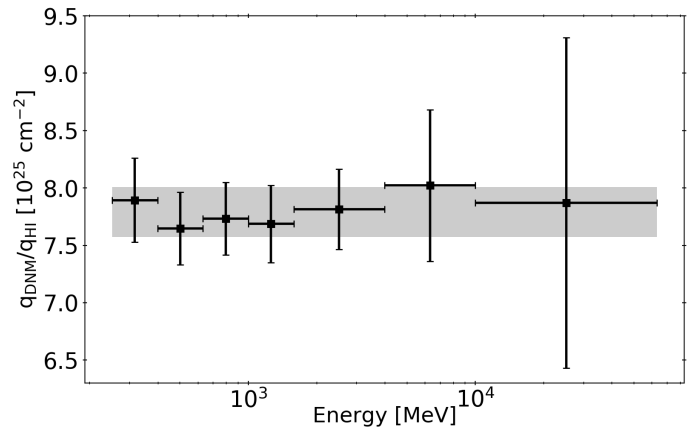


Fig. 5. Ratio of the DNM to HI emissivity factors in the North Rim as a function of energy, for a spin temperature of 100 K. The grey band gives the $\pm 1\sigma$ confidence range on the ratio obtained for the full energy band. The constant ratio indicates that the same CR spectrum permeates the HI envelope and DNM phase.

4.5. Residual maps

The residual maps from the best dust and γ -ray fits for the final iteration are presented in Figure 4 (*right-hand side*). When including all gaseous components, in particular the DNM one, we see that our linear model provides an excellent fit to the γ -ray data (*bottom right*). The residuals are consistent with noise except, marginally, towards a compact CO cloud near $(\alpha, \delta) = (72, 18)$ where the model slightly over-predicts the data. This may be due to a lower N_{H_2} -to- W_{CO} conversion factor in this cloud compared to the larger values that characterise the other, more tenuous, clouds in the North Rim molecular map. Such variations have been observed in other molecular clouds (Remy et al. 2017).

The dust residual map (*top right*) presents structured deviations. The ring-like excess and central deficit towards MBM 20 is due to the 0.25 sampling resolution of the present analysis that is not sufficient to capture the multi-phasic structure of this very compact molecular cloud. These residuals vanish in the higher angular resolution analysis that will be presented in the forthcoming paper. The other excesses, towards the North Rim and West Rim, are likely due to the non-linear increase in dust opacity in the dense parts of these clouds and will be discussed in the forthcoming paper.

4.6. Cosmic-ray penetration in the different gas phases

For a given cloud, spectral changes in the ratio between the γ -ray emissivities measured in the DNM and CO -bright gas and that in the diffuse atomic envelope can reveal changes in the underlying CR distribution as the particles penetrate into the molecular phases. One expects low-energy CR (below 10 GeV) to be depleted as they diffuse away on self-excited MHD turbulence in the cloud envelope. The turbulence is triggered by the CR density gradients induced by severe hadronic losses in the cloud interior (Skilling & Strong 1976; Ivlev et al. 2018).

Figure 5 shows that we find a stable DNM to HI emissivity ratio as a function of energy in the massive North Rim of the superbubble. It implies that the same CR spectrum permeates the atomic and DNM phases even though the gas is denser and less ionised at the HI - H_2 transition than in the warm HI envelope. The North Rim DNM mass is large (of order $1.2 \times 10^4 M_{\odot}$) at

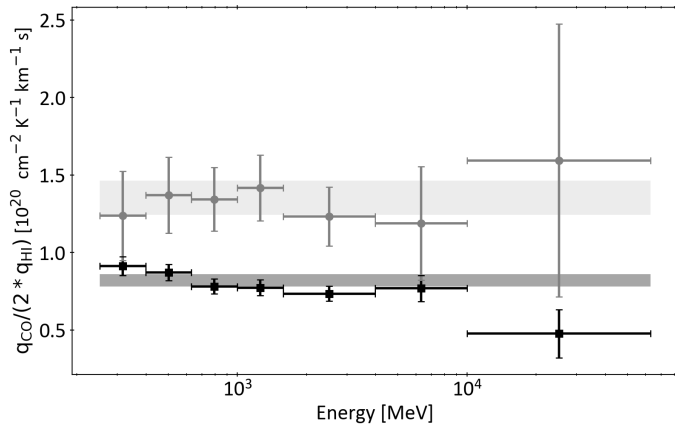


Fig. 6. Ratio of the CO to H I emissivity factors as a function of energy, for a spin temperature of 100 K, for two sets of molecular clouds, in the North Rim of the superbubble (dark) and in the North-Taurus-Cetus clouds (light). The bands give the $\pm 1\sigma$ confidence range on the ratios obtained for the full energy band. The constant ratios indicate that the same CR spectra permeate the atomic and molecular phases of the clouds.

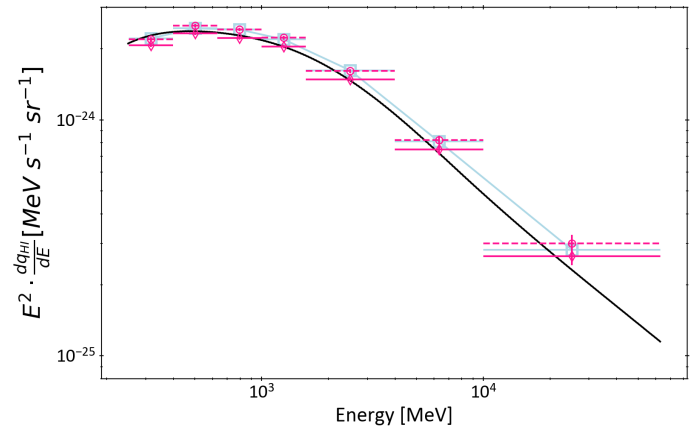


Fig. 7. Average spectral energy distribution of the γ -ray emissivity per gas nucleon, q_{SB} , found in the atomic gas of the superbubble for an H I spin temperature of 150 K (magenta diamonds, solid lines) and for the optically thin H I case (magenta circles, dashed lines). The blue squares show the average emissivity, q_{LIS} , found in the local ISM for a spin temperature of 140 K (Casandjian 2015). The black line gives the γ -ray emissivity per gas nucleon inferred from the CR spectrum measured in the Solar System (see text).

160 pc), but the DNM gas column densities of 2 to $20 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ are one to two orders of magnitude below the critical values for significant low-energy CR depletion (Ivlev et al. 2018).

Likewise, for the North Rim and North-Taurus-Cetus clouds, we find no spectral evolution of their respective CO to H I emissivity ratios. The weak down-going trend seen for the North Rim ratio is not statistically significant. The data is consistent with the same CR spectrum flowing through the H I envelope and CO-bright gas, the latter having characteristic volume densities of a few 10^5 cm^{-3} and magnetic field strengths of 1-10 μG (Crutcher 2012). The molecular gas column densities in these clouds are indeed far below the critical values for low-energy CR depletion. These results confirm the same trends found in other nearby clouds (Grenier et al. 2015; Remy et al. 2017, and references therein).

4.7. Cosmic rays in the Orion-Eridanus superbubble

We have first probed the average γ -ray emissivity, q_{SB} , of the gas in the superbubble by gathering the four superbubble clouds into a single component. This emissivity was derived for a spin temperature of 150 K in order to compare with the average emissivity, q_{LIS} , derived in the local ISM for a spin temperature of 140 K (Casandjian 2015). The result is displayed in Fig. 7. The superbubble emissivity presents the same spectral energy distribution (SED) as the local ISM average. The 6% difference is highly significant (12σ) over the entire energy band, but Fig. 7 shows that the difference is consistent with the systematic uncertainties in the H I optical depth of the different clouds that have served to perform both measurements. The difference is also compatible with the $\pm 9\%$ dispersion found in other nearby clouds for the same reason (Remy et al. 2017). The amplitude and spectral shape of the mean q_{SB} emissivity in the superbubble implies that, despite the perturbed conditions and past supernova history of this region, the CR spectrum pervading it is not modified, in particular at high energy.

We have compared the γ -ray emissivity spectrum in the superbubble with that inferred from the CR spectrum measured in the Solar System. To do so, we have used the parametrisations of the CR proton and helium spectra proposed by Corti et al.

(2016) on the basis of the *Voyager 1*, AMS-02, *PAMELA*, and *BESS* data and the use of an updated, rigidity-dependent, force-field approximation to account for the solar modulation. We have also used the CR electron spectrum inferred from the *Voyager 1*, AMS-02, *PAMELA*, and *Ulysses* data and the HELMOD code for CR propagation inside the heliosphere (Boschini et al. 2018). We have used the hadronic-interaction cross sections from Kamae et al. (2006) and the multiplication factors to take elements heavier than H into account from Mori (2009, see also Kachelriess et al. 2014). The result for the γ -ray emissivity per gas nucleon in hadronic and bremsstrahlung interactions is presented in Fig. 7. It shows that the CR spectrum diffusing through the superbubble is compatible within the uncertainties with the particle distribution passing through the Solar System.

We have probed the uniformity of the γ -ray emissivity across the superbubble. The emissivity SEDs found in individual H I clouds associated with the superbubble are shown in Figure 8 for the spin temperature of 100 K favoured by the γ -ray fit for this region. They are compared with the average q_{SB} emissivity in the superbubble to search for variations. The emissivity SEDs in the North Rim and South Loop are consistent with q_{SB} at all energies within the uncertainties. The slightly lower emissivity found in the East Shell at the lowest and highest energies is not statistically significant (0.6σ). The 8% lower emissivity in the West Rim differs from the q_{SB} average at a 5.6σ confidence level, but the result for the optically thin case show that the small difference may stem from cloud to cloud variations in the H I optical depth correction.

4.8. Cosmic rays in the Eridu cirrus

The Eridu cirrus cloud lies outside the superbubble, at an altitude of about 200-250 pc below the Galactic plane. Its distance was derived in paper I using the dust reddening map of Green et al. (2018). The SED of the γ -ray emissivity we have found in this cloud is displayed in Fig. 9. Compared with the local ISM q_{LIS} average, we find a highly significant (14σ) drop in emissivity by 34%. This difference cannot be attributed to H I optical depth corrections as the optically thin case, which sets the min-

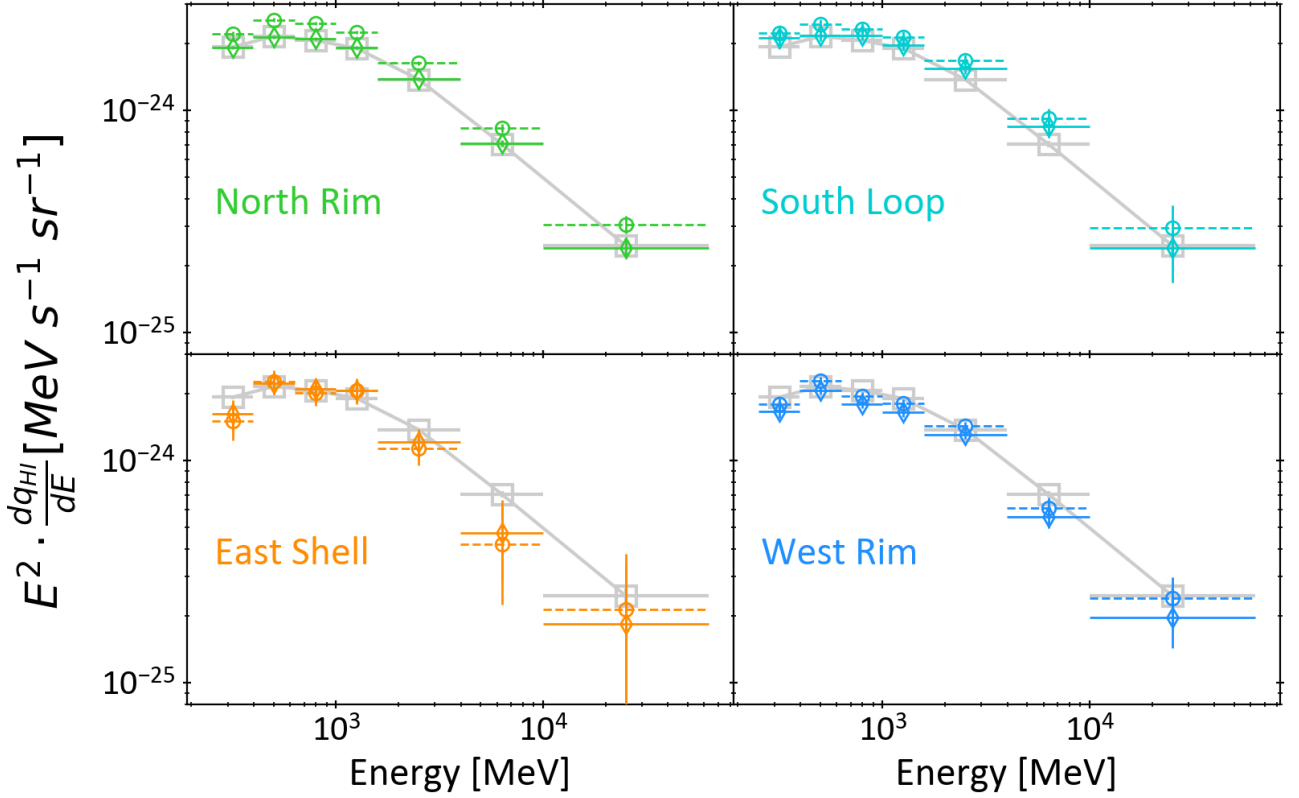


Fig. 8. Spectral energy distributions of the γ -ray emissivity per gas nucleon found in different atomic clouds associated with the superbubble, for an H I spin temperature of 100 K favoured by the fit (solid, diamonds) and for the optically thin H I case (dashed, circles). The grey squares show the average emissivity in the superbubble, q_{SB} , for an H I spin temperature of 100 K.

imum amount of gas, gives an upper limit to the emissivity that is still 25% below q_{LIS} . We don't detect any significant amount of DNM gas in the Eridu direction, but adding any missing gas would imply an even smaller γ -ray emissivity per H nucleon to produce the same γ -ray intensity. Confusion in the cloud separation in velocity is not possible as it is the only H I structure seen towards these directions. At Galactic latitudes near -50° , it is indeed too far from the Galactic plane for significant background gas contamination.

Given the modest gas column densities in the cloud ($1 - 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$), we have checked the influence of large-scale γ -ray structures from the IC and isotropic emission components. Varying those by 3σ around their best-fit spectra yields a maximum variation of 6% for the Eridu emissivity spectrum. We have also assessed the influence of the spatial distribution of the Galactic IC emission across the region by trying different GALPROP models. The radial distribution of CR sources in the Galaxy as well as the halo size directly influence the IC intensity gradient across the analysis region, but in a limited way. Relative variations in intensity do not exceed 10% if we compare the case of a steep Galactic CR gradient (with CR sources following the peaked distribution of OB stars and for a small halo height of 4 kpc) and the case of a shallower CR gradient (with CR sources following the distribution of supernova remnants and for a halo height of 10 kpc) (Ackermann et al. 2012). The Eridu emissivity spectrum changes by less than 3% if we replace the present IC model by one of those more extreme cases. These tests show that the spatial distribution of the gas in the Eridu cloud is significantly detected in the γ -ray fit with little influence from the large-scale structures in non-gaseous components.

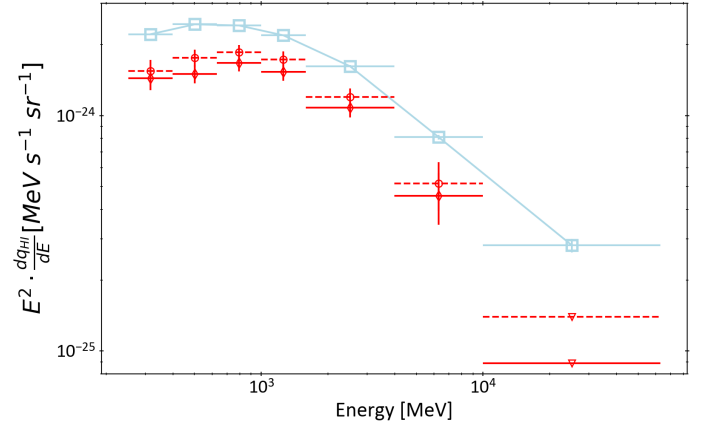


Fig. 9. Spectral energy distribution of the γ -ray emissivity per gas nucleon found in the atomic gas of the Eridu cirrus, for an H I spin temperature of 100 K favoured by the fit (solid, diamonds) and for the optically thin H I case (dashed, circles). The blue squares show the average emissivity, q_{LIS} , found in the local ISM for a spin temperature of 140 K (Casandjian 2015).

5. Discussion

5.1. H I optical depth correction

Among the set of spin temperatures we have used to account for H I optical depth corrections, the maximum log-likelihood values favour a temperature of 100 K, as shown in appendix A. This temperature is lower than in other nearby clouds (Planck Collaboration et al. 2015; Remy et al. 2017). It is also low compared

to the values closer to 300 K expected for $N_{\text{H I}}$ column densities in the range of $(2 - 30) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ sampled here, which only partially shield the gas from the interstellar UV and soft X-ray radiation field ($0.1 \lesssim A_V \lesssim 1.5$) (Kanevar et al. 2011; Bohlin et al. 1978). Our model assumes a single spin temperature over the entire line of sight (monophasic T_S) and in the different clouds. The latter implies that the spin temperature determination is biased by the most extended clouds because of their preponderant weight in the fit. Among the different clouds in the field, the main H I contribution comes from the North Rim which, being rich in DNM gas at the dense H I and diffuse H₂ transition, likely contains a large fraction of cold neutral medium structures. The latter have spin temperatures well below 200 K (Murray et al. 2015).

It should, however, be noted that, due to the relatively low column densities involved here, the optical depth correction has only a small impact of order 10% on the CR spectrum derivation. The relative differences in γ -ray emissivities between the $T_S = 100$ K and the optically thin cases are 1, 10, 10, 17, and 14% for the East Shell, West Rim, South Loop, North Rim, and Eridu cirrus, respectively.

5.2. The cosmic-ray flux in the superbubble

The CR spectrum, probed here at energies between approximately 2 and 500 GeV, appears to be uniform across the solar neighbourhood and the older end of the Orion-Eridanus superbubble. It is consistent with the direct CR measurements in the solar system. This energy spectrum in $E^{-2.7}$ indicates that the CR propagation near the superbubble environment should be dominated by the same energy-dependent mode of diffusion as in the Galaxy at large. We note that the present γ -ray emissivity measurements mainly probe the CR flux in the outer shells of the superbubble and not directly in its hot interior plasma. The latter yields too low column densities to be detectable in γ rays with the LAT, and even the denser warm ionised gas is not firmly detected in our analysis. CR acceleration or re-acceleration may then take place in the superbubble interior or in the more active zone at the younger end of the superbubble (not studied here), but it leaves no detectable trace in the outer shells closer to us that we have studied. The emissivity measurement in the East Shell suggests that the CR flux keeps being consistent with the local ISM spectrum inside the superbubble as this cloud is considered to be inside the hot gas.

Galactic CR may not penetrate deep into the superbubble if there is strong turbulence inside (Tolksdorf et al. 2019). Conversely, for an inefficient accelerator as the Orion-Eridanus superbubble seems to be, CR can pass through the hot plasma without significant changes. Yet, the magnetic field lines appear to be wrapped around the superbubble, having been ordered and compressed along the outer rim by the shock expansion. Fig. 10 shows the orientation of the plane-of-the-sky magnetic field (B_{sky}) in the West Rim, where strengths up to $15 \mu\text{G}$ have been inferred (paper I). CR entering the shell will mainly diffuse along these field lines.

Transport across field lines is possible across the average field with the field line random walk (Jokipii 1966). Particles can also drift across the field because of large-scale variations in magnetic direction or strength, or by scattering off small-scale MHD structures (Desiati & Zweibel 2014). Perpendicular transport is, however, always much less than parallel transport. Even if advected with Alfvén waves, the bulk of CR would stream at the Alfvén speed along the large-scale field lines. The ordered magnetic field in the outer shell could then limit the mixing be-

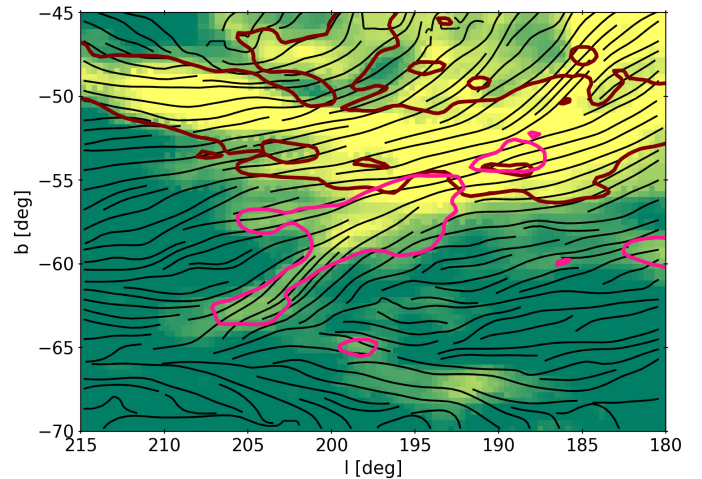


Fig. 10. $N_{\text{H I}}$ column density map in Galactic coordinates. The brown contour delineates the West Rim and the South Loop of the superbubble at $2.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ and the magenta contour delineates the Eridu cirrus at $3.1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. The black lines give the orientation of the plane-of-the-sky magnetic field inferred from the dust polarization observations at 353 GHz with *Planck*.

tween the internal and external CR populations. On the other hand, we expect the older part of the superbubble to be filled with numerous weak secondary shocks, reflected off the corrugated outer shell and by interior cloudlets, as observed in simulations (Kim et al. 2017). This turbulence, scaling as k^{-2} , may help CR to diffuse in an energy-independent way across the outer shell despite its large-scale magnetic configuration (Bykov & Toptygin 1987).

In this context, the comparison between the γ -ray emissivities of the East Shell and West Rim can provide much insight into CR transport. The East Shell is considered to be inside the hot plasma phase because of the lack of X-ray absorption against the bright interior plasma (paper I), but the distance uncertainties may as well place it as an outer-rim shell in the lower, rear part of the superbubble. Future absorption studies, in X rays and with dust, will be crucial to precisely locate this cloud and its γ -ray flux measurement with respect to the edge of the superbubble.

The lack of CR enhancement or hardening in the Orion-Eridanus superbubble is in marked contrast with the case of the Cygnus X cocoon where a bright $E_\gamma^{-2.1}$ differential emissivity spectrum has been detected from 1 to 100 GeV (Ackermann et al. 2011). We discuss below possible origins of the apparent inefficiency of the Orion-Eridanus superbubble as a potential CR (re)-accelerator.

5.2.1. Time evolution

The first concerns the late development stage of the Orion-Eridanus superbubble. The models of particle acceleration in this type of environment (Bykov 2001; Ferrand & Marcowith 2010) predict a soft-hard-soft evolution of the output spectrum with time, even though the supernova rate is roughly constant over tens of Myr for stellar populations following the local initial mass function (Ferrand & Marcowith 2010). The late softening is due to the damping of the shocks and large-scale compressible turbulence because of the energy transfer to CR (Bykov 2001). It is not due to adiabatic losses to the superbubble expansion as the models are quasi-static because of the slow expansion. This is a valid assumption for the present 20 km s^{-1} expansion velocity of

the Orion-Eridanus superbubble (paper I). Radiative losses are also unimportant in the rarefied plasma inside the superbubble ($n_H = 0.005 - 0.05 \text{ cm}^{-3}$, Joubaud et al. 2019).

The energy spectrum of strong magnetic turbulence scales as $k^{-3/2}$ (Perez et al. 2012). For an energy containing scale $L^* \approx 10 \text{ pc}$ in the superbubble and a turbulent amplitude $\eta_T = \langle \delta B^2 \rangle / (B^2 + \langle \delta B^2 \rangle) \approx 1$, the particles with gyroradius R_g diffuse isotropically with a diffusion coefficient $D = D_B (R_g/L^*)^{-1/2} \eta_T^{-1} = 3.2 \times 10^{26} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} (E/10 \text{ GeV})^{1/2} (L^*/10 \text{ pc})^{1/2} (B/1 \mu\text{G})^{-1/2} \eta_T^{-1}$. It is much larger than the Bohm value $D_B = R_g c/3$, but 200 times smaller at 10 GeV than the average uniform estimate in the Milky Way (GALPROP estimate based on elemental spectra from AMS-02 and ACE/CRIS, Jóhannesson et al. 2019). According to Bykov (2001), the confinement time, $L^2/[6D]$, of 6 Myr for 10 GeV CR in the $L \approx 200$ -pc-wide bubble is long enough to accelerate the particles from supra-thermal energies up to a maximum energy of 200-700 GeV. This maximum is set by $D(E_{\text{max}}) \approx u_{sh} L^*$ in the 1-3 μG magnetic fields prevailing in superbubble interiors (Ntormousi et al. 2017) and for typical velocities $u_{sh} \approx 500 \text{ km/s}$ for the shocks and large-scale turbulent flows in the old part of the superbubble. According to these models, the Orion-Eridanus system has the potential to accelerate CR, but it is now in the late softening stage tending towards $p^2 f(p) \propto p^{-3}$ since the hardest period ($\propto p^{-2}$) occurred earlier, after 1 Myr of evolution in the non-linear model of Bykov (2001) and after 10 Myr in the linear version of Ferrand & Marcowith (2010). One can further test this spectral ageing by investigating the younger part of the superbubble, closer to Orion.

The stellar history in the superbubble, as pictured by the stream of blue stars spanning from the closest wall (~ 20 -Myr old stars) down to Orion (~ 1 -Myr old stars), indicates that the energy injection progressed in space over a period of several Myr (Bouy & Alves 2015). The X-ray emission from the hot interior plasma, tracing its current energy content (Krause et al. 2014), presents a clear hardening towards Orion (Ochsendorf et al. 2015; Joubaud et al. 2019). The energetic sources have shifted to larger distances with time. But the gradual propagation of massive-star formation may not explain the CR contrast between Orion-Eridanus and Cygnus X since star formation has also progressed across Cygnus X between $\gtrsim 10$ and 1 Myr ago (Berlanas et al. 2018).

5.2.2. Stellar content

A notable difference between the inefficient Eridanus and efficient Cygnus X accelerators is the presence of a super-massive cluster in the latter: Cygnus OB2 still gathers 143 supernova progenitors ($> 8 M_\odot$, Wright et al. 2015) and a similar total of 62+48 is found across Orion OB1 and the blue stream (Bouy & Alves 2015), but Cygnus OB2 has produced ~ 6 SN/Myr for the last Myr (Lingenfelter 2018), whereas 1 SN/Myr has exploded on average in Orion-Eridanus over the last 12 Myr (Voss et al. 2010; Bouy & Alves 2015). The higher space density and frequency of supernovae in the last Myr in Cygnus X may have favoured CR acceleration compared to Orion-Eridanus. Colliding shocks, in particular, are more frequent in a rich and compact cluster such as Cygnus OB2. The interaction of a supernova shock with one or several fast approaching and massive stellar winds can rapidly accelerate CR to PeV energies with a hard $p^2 f(p) \propto p$ spectrum (Bykov et al. 2013). Their diffusion to $> 30 \text{ pc}$ distances in less than 10^4 years after they escape

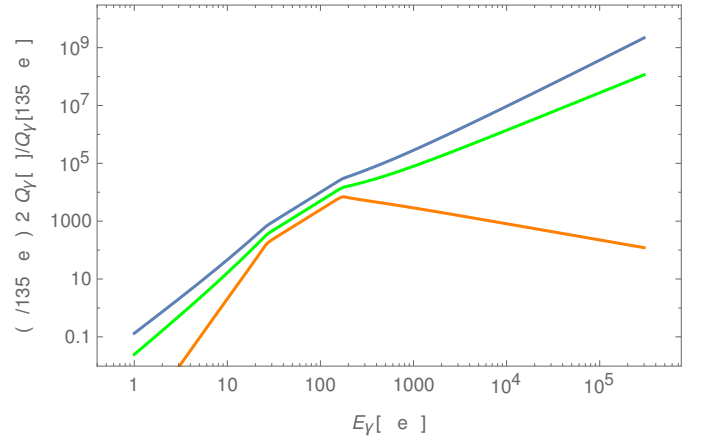


Fig. 11. Theoretical spectral energy distributions of the gamma rays resulting from pion decay inside a turbulent superbubble for different values of the acceleration efficiency parameter ξ (according to Tolksdorf et al. 2019). The efficient case ($\xi = 0.1$) is in blue, the intermediate one ($\xi = 1$) in green and the inefficient case ($\xi = 10$) in orange. All distributions are normalized to one at the pion mass. For a better readability, the SED for $\xi = 1$ and $\xi = 10$ are divided by a factor of two and four, respectively.

from the colliding shocks would produce a hard CR cocoon in Cygnus X that has not recently occurred in Orion-Eridanus where the stellar density is lower. Future Gaia studies will help better constrain the stellar history of Orion-Eridanus as, unfortunately, many of the Orion OB stars are too bright to be part of the present Gaia DR2 survey (Gaia Collaboration et al. 2018).

5.2.3. Superbubble size

As mentioned in the introduction, the massive OB association G25.18+0.26 may power a cocoon of hard CR (Katsuta et al. 2017). At a distance of 7.7 kpc, its projected size of $210 \times 170 \text{ pc}$ compares with that of Orion-Eridanus, so the different CR behaviours of the two systems do not simply relate to their comparable sizes. The models indeed predict that the efficiency of the power transfer from turbulence to CR always exceeds 10% after the first Myr, irrespective of the superbubble size (from 50 to 220 pc). The larger systems are more efficient at late times because of a reduced escape rate (Bykov 2001, 2014), but the difference is small (factor of ~ 2). The next generation of γ -ray telescopes, such as the Cherenkov Telescope Array (CTA), will play a key role in extending the present sample of superbubble observations and in assessing the influence of their size and of their stellar-cluster content on CR acceleration. With higher resolution imaging, the investigations for hard CR should be directed towards sources like Westerlund 2, barely resolved by H.E.S.S. (H. E. S. S. Collaboration et al. 2011), towards the confused case of Westerlund 1 where the GeV and TeV emissions appear to have different origins (Ohm et al. 2013), towards NGC 3603 unresolved by Fermi LAT in the 4FGL catalogue⁵, or towards the bright Arches, Quintuplet, and Cl*1806-20 stellar clusters near the Galactic Centre, as suggested by Ackermann et al. (2011); H. E. S. S. Collaboration et al. (2012, 2018); Aharonian et al. (2019).

⁵ https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/8yr_catalog/

5.2.4. Cosmic-ray re-acceleration

We find no γ -ray evidence of re-acceleration of Galactic CR in the Orion-Eridanus superbubble. The bubble expansion has swept-up, compressed, and wrapped the ambient ISM magnetic field to the point where the field lines appear to be mostly tangent to the outer rim and perpendicular to the shock normal (Soler et al. 2018; Joubaud et al. 2019, and Fig. 10). This was considered as an unfavourable configuration for CR acceleration by the outer shock wave (Ellison et al. 1995). Recent simulations, however, indicate that the magnetic amplification by streaming instability can rearrange highly inclined fields ($\lesssim 70^\circ$) to quasi-parallel configurations that allow particle injection into the shock for diffusive re-acceleration (Caprioli et al. 2018). The downstream medium may also be rich in supra-thermal particles due to the series of past supernova remnants in the superbubble and they can get re-accelerated.

Tolksdorf et al. (2019) have analytically studied re-acceleration in the turbulent interior of a spherical superbubble, including spatial and momentum diffusion as well as pion losses. The acceleration potential is captured by the ratio of the acceleration time scale, $\tau_A \sim 9D(p)/v_A^2$, over the diffusive escape timescale, $\tau_D \sim R_{SB}^2/D(p)$, with R_{SB} the superbubble radius, v_A the Alfvén velocity in the interior plasma, and $D(p)$ the spatial diffusion coefficient estimated in Sect. 5.2.1. The ratio $\xi(p) = [\tau_A/\tau_D]^{1/2} = 9D(p)/[v_A R_{SB}]$ indicates if CR have spent enough time in the turbulent region to be re-accelerated before diffusing out. Pion losses play a negligible role in the Orion-Eridanus interior as their timescale is orders of magnitude longer than τ_A and τ_D .

Our γ -ray emissivity measurements in the shell are close to the spectral index of 2.6 predicted for an inefficient system with $\xi \gg 1$ (see Fig. 11). Yet, the superbubble characteristics ($R_{SB} \approx 100$ pc, $B_{int} \approx 1 - 3 \mu\text{G}$, $v_A \approx 25 - 80 \text{ km s}^{-1}$, Joubaud et al. 2019; Ntormousi et al. 2017) yield an efficiency $0.2 < \xi < 1.2$ suggesting that re-acceleration of 1-GeV CR is possible if the L^* injection scale of magnetic turbulence is close to 10 pc. Fig. 11 shows that this intermediate case would still result in a much harder spectrum than what we observe, with a spectral index of about 0.7. A stronger magnetic field in the hot plasma would further lower the ξ ratio. Assuming equipartition with the hot gas pressure (paper I), the field strength of $14 \mu\text{G}$ would clearly favour re-acceleration ($\xi = 0.02$). Increasing $\xi(p)$ well beyond 1 would require abnormally low magnetic-field strengths for the Galactic ISM, well below $1 \mu\text{G}$. Substantially reducing the superbubble radius is not supported by the data either. The L^* injection scale has only a limited impact on the diffusion coefficient ($D \propto L^{*1/2}$), so the apparent re-acceleration inefficiency of the superbubble points to a low η_T amplitude of the large-scale turbulence. In order to reach $\xi(10 \text{ GeV}/c) = 10$, which yields a CR spectrum close to our observations, the required turbulence level inside the superbubble is $\eta_T \sim 2 - 26\%$ for internal magnetic field strengths of $1 - 3 \mu\text{G}$ and injection scales of $10 - 50$ pc. In that case, Figure 12 shows that Galactic CR can penetrate deep into the rarefied medium of the superbubble.

Conversely, the size of the TeV haloes found around the nearby Geminga and PSR B0656+14 pulsars requires slow diffusion between 1.5 and $7.0 \times 10^{26} (E/10 \text{ GeV}) \text{ cm}^2/\text{s}$ (Abeysekara et al. 2017). These values nicely bracket our superbubble estimate and they apply to the same distance range and anticentre direction. The TeV data is best described with a $3 \mu\text{G}$ ambient field and a coherence length $\lesssim 5$ pc of the magnetic turbulence (López-Coto & Giacinti 2018). These conditions are close to the values used for the superbubble. Yet, even though Geminga is

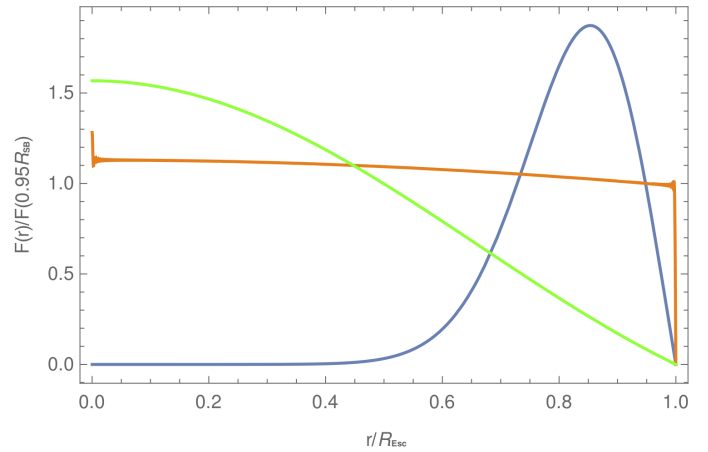


Fig. 12. Theoretical steady-state proton distribution, integrated between 10 GeV and 10 TeV, for Galactic cosmic rays injected at the edge of the turbulent superbubble (according to Tolksdorf et al. 2019). The different curves correspond to different values of the efficiency parameter ξ . The efficient case ($\xi = 0.1$) is in blue, the intermediate one ($\xi = 1$) in green and the inefficient case ($\xi = 10$) in orange. R_{SB} is the superbubble radius and R_{Esc} the free escape boundary radius.

born in the superbubble (Pellizza et al. 2005), it now lies 100 pc outside it, as do PSR B0656+14, and the extent of the slow diffusion zone around the pulsars is still debated. It could be restricted to the relic pulsar wind nebula (Tang & Piran 2019) or to a region $\lesssim 100$ pc controlled by streaming instabilities (Jóhannesson et al. 2019, and references therein). So, one cannot directly compare diffusion lengths inside the superbubble and around the two pulsars.

5.3. Eridu cirrus

The Eridu cirrus, located at an altitude of about 200-250 pc below the Galactic plane, lies next to, but outside the superbubble. It presents a γ -ray emissivity 34% lower than the local ISM average, and 28% than the superbubble average. We have investigated several leads that could explain a lower CR flux in this cloud.

First, the loss could result from partial penetration into the cloud. The Eridu cirrus has a modest column density ($1 - 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$) compared to the nearby superbubble clouds that are pervaded by a larger cosmic-ray flux. Everett & Zweibel (2011) have studied the evolution of the CR pressure in a diffuse cloud with gas and magnetic-field conditions similar to those in the Eridu cirrus. They have used an inner gas density of 100 cm^{-3} and a uniform magnetic field of $3 \mu\text{G}$ compared to the density of $\sim 7 \text{ cm}^{-3}$ and B_{sky} values of $5 \mu\text{G}$ in Eridu (paper I). They find that, even though the Alfvén-wave pressure increases by nearly two orders of magnitude at the cloud periphery, the density of low-energy particles (1 GeV/nucleon) drops only by about 5% in the cloud interior. There would be even less contrast for higher-energy particles. A 30% drop would require a much larger magnetic field strength than indicated by the Planck polarisation data in Eridu and than measured in other diffuse clouds. The CR probed in our analysis should therefore not be depleted because of diffusivity changes in the cirrus cloud.

Clouds of similar structure have already been probed by Planck Collaboration et al. (2015), with the same analysis method. In their study of the Chamaeleon complex, they identified an intermediate-velocity arc of gas which compares with

the Eridu cirrus in several ways: they both have an elongated structure and comparable column densities around $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$; they exhibit large velocity gradients spanning between -40 and -4 km s^{-1} in the arc and -15 to -2 km s^{-1} in Eridu. The arc lies between 50 and 100 pc below the Galactic plane, assuming the same distances as in Planck Collaboration et al. (2015). The arc has, however, a γ -ray emissivity that is 8% above q_{LIS} for a spin temperature of 140 K , thereby indicating that the lower CR flux in the Eridu cirrus is not linked to the gas filamentary structure and velocity shear.

To assess the propagation regime in this cloud, we have used the model of Evoli et al. (2018) describing CR transport out of the Galactic disk through the competition of two processes: propagation is dominated by scattering on self-generated Alfvén waves within a few kiloparsecs from the Galactic plane and at sub-TeV energies, whereas ISM turbulence injected by sources near the plane and advected vertically away takes over when it has had time (hence altitude) to cascade down to low enough scales. Streaming with self-generated Alfvén waves should therefore dominate the propagation of the $2\text{--}500 \text{ GeV}$ CR we have probed in the Eridu cirrus at a distance of $200\text{--}250 \text{ pc}$ from the Galactic plane. The estimates of the gas density and magnetic-field strength obtained in paper I allow to compare the Alfvén speed in the Eridu cirrus ($\gtrsim 4 \text{ km s}^{-1}$) and in the West Rim of the superbubble ($9\text{--}14 \text{ km s}^{-1}$). We only have an estimate of the B_{sky} component of the magnetic field in Eridu (hence the lower speed limit given above), but having an Alfvén velocity in the cirrus much larger than in the West Rim would require an unusually large total field strength in excess of $> 10\text{--}20 \mu\text{G}$ for this type of diffuse cloud (Crutcher 2012). So the slower transport by Alfvén waves in the Eridu cirrus cannot explain a loss of CR.

On the other hand, dust polarisation observations with *Planck* show both a low dispersion in polarisation orientations and a high polarisation fraction along the cirrus, as along the outer rim of the superbubble. This is visible in Fig. 2 of Soler et al. (2018). The polarisation data implies a low level of magnetic turbulence inside the cirrus, of order $\delta B/B_0 \sim 0.1$, which compares with the low level found along the superbubble rim due to magnetic compression in the expanding shell. A closer view of the magnetic orientation towards the Eridu cirrus is displayed in Fig. 10. Its magnetic field appears to be ordered and oriented along the filamentary structure of the cirrus, as expected for low-column density atomic clouds (Clark et al. 2014; Planck Collaboration et al. 2016). An ordered magnetic field with a low level of turbulence favours a rapid transport of CR along the field lines.

Figure 10 further illustrates the change in polarisation orientation between the cirrus direction and the superbubble West Rim on the one hand, and between the cirrus and the rest of the gas at very low negative latitudes where the field is mostly parallel to the Galactic plane. Both changes in Stokes parameters are significant at the $40'$ scale and they happen in regions of high signal-to-noise ratio in polarised intensity ($P/\sigma_P \geq 3$). The dust signal from the cirrus dominates the polarisation data along those lines of sight. This data therefore suggests that the Eridu cirrus is on a different bundle of field lines. It does not follow the circular rim of the superbubble shell, nor the plane-parallel configuration of the diffuse H I layer, but the field lines rather point out towards lower Galactic latitudes, with a $\sim 45^\circ$ angle from the south Galactic pole. The lower CR flux inside the Eridu cirrus could then be due to propagation along a magnetic "tube" pointing towards the Galactic halo. We are currently studying another

cirrus with a similar orientation towards the halo to confirm this possibility.

We also note that the older part of the superbubble corresponds to a direction in the sky of low synchrotron intensity at 408 MHz (Haslam et al. 1982). This emission probes CR electrons with energies near 10 GeV in the magnetic fields of the cirrus and superbubble shells. The LIS electron spectrum has a spectral index of -3.5 around this energy (Boschini et al. 2018). We observe the same synchrotron intensities in the Eridu and West Rim directions for which we have magnetic field measurements (paper I) despite the enhanced field strengths in the superbubble shell. The ratios of synchrotron intensities between the Eridu and West Rim directions indicate that the CR electron flux in the cirrus is half that in the superbubble West Rim, thereby confirming that there are fewer CR in this diffuse cloud than along the superbubble shells.

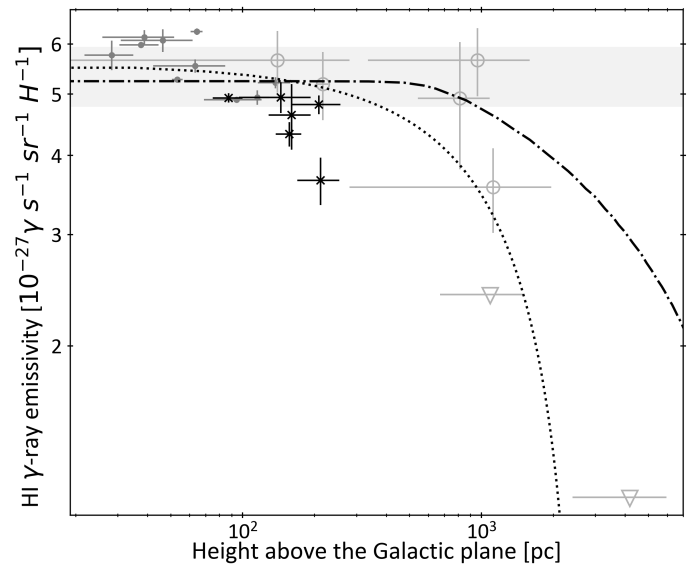


Fig. 13. Integrated (0.4–10 GeV) γ -ray emissivity per gas nucleon as a function of the height above the Galactic plane. The black data points are from this study, the dark grey points from nearby anticentre clouds (Remy et al. 2017) and the light grey ones from high-latitude clouds (adapted from Tibaldo et al. 2015, see text). The grey band gives the $\pm 1\sigma$ dispersion around the mean emissivity found at low Galactic height ($\leq 300 \text{ pc}$). The dotted curve shows the best fit for pure CR diffusion and advection with Galactic height (see text). The dash-dotted curve corresponds to the distribution of 10 GeV protons in the halo model of Evoli et al. (2018), rescaled to the q_{LIS} emissivity at low Galactic height.

5.4. Local cosmic-ray vertical gradient

Assuming there is no strong confinement in the superbubble, one could consider the simplest 1D model of pure diffusion perpendicular to a thin Galactic disc, with a given $\pm H$ halo height where the CR flux vanishes (see for example the review by Amato & Blasi 2018). The steady-state distribution function for CR linearly drops with altitude up to the halo height: $f(z, p) = f_0(p)(1 - |z|/H)$. For a uniform diffusion coefficient $D(p)$ and $Q_0(p)$ spectrum injected by the sources, the CR spectrum is uniform and softened by diffusion as $f_0(p) \propto Q_0(p)/D(p)$. A slightly more refined description adds a β index to the spatial dependence, $f \propto 1 - (|z|/z_{\text{max}})^\beta$, as done by Ackermann et al. (2012) with the set of GALPROP models, yielding β values ranging from 1 to 1.5. A third simple case assumes no losses,

uniform diffusion perpendicular to the Galactic disc and vertical advection at a velocity v_{a+w} that combines the Alfvén speed (e.g. for CR diffusion on self-generated Alfvén waves) and a wind velocity (for hot-gas pressure driven outflow of the background plasma). The CR distribution function then scales as $f(z, p) = f_0(p)[1 - e^{-\zeta(1-|z|/H)}]/[1 - e^{-\zeta}]$, with $\zeta = v_{a+w}H/D(p)$.

In order to probe the relationship between altitude and CR density, we have plotted in Fig. 13 the γ -ray emissivities measured in several clouds against the altitude to the Galactic plane. The sample includes the local values found by Remy et al. (2017) in anticentre clouds. We have discarded their Perseus cloud estimate as they note that strong confusion between H I and CO structures in this compact cloud lead to an unreliable emissivity in each phase. The sample also includes measurements towards high-latitude clouds seen at various distances, including intermediate- and high-velocity H I clouds (Tibaldo et al. 2015). The distance to the nearby Ursa Major cloud in this work has recently been constrained to be 360 ± 20 pc, so we have updated its altitude in Fig. 13. The distances to the high-velocity clouds are still poorly constrained. Figure 13 shows that emissivities found in the superbubble shells are consistent with the spread shown in local clouds from previous studies. Systematic uncertainties in H I optical depth corrections can explain the 10-15% dispersion, but the Eridu cirrus stands at variance.

The overall trend with altitude suggests an emissivity drop with Galactic height. A linear fit to the sample of local clouds ($|z| \leq 300$ pc) yields a 5.5σ detection of a slope. The resulting halo size of 490 ± 60 pc (including the Eridu data point or not) is too low compared to the 5.4 ± 1.4 kpc value inferred from GALPROP models (Trotta et al. 2011). It compares favourably with the few hundred parsec heights favoured by dynamic spiral arm models, which add ISM advection downstream of the spiral arms to diffusion (Nava et al. 2017). A linear fit to the set of high-latitude data points (only) yields a halo height of 2.2 ± 1.9 kpc (Tibaldo et al. 2015). Figure 13 also shows the best-fit $f(z)$ curve obtained for the vertical diffusion and advection case. It yields a halo height of 2.6 ± 0.1 kpc in reasonable agreement with elemental constraints, and a small scaling factor $\zeta = (1.7 \pm 0.3) \times 10^{-3}$. The latter implies that, for a standard diffusion coefficient of $6.2 \times 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} (R/10 \text{ GV})^{0.344}$ (Jóhannesson et al. 2019), vertical advection has little impact on the local propagation of 10 GeV CR. Adding 10% systematic uncertainties on the data points because of H I optical depth corrections significantly impacts the halo height which becomes 4.5 ± 0.2 kpc, but it does not change the conclusion about a negligible advection velocity. As discussed in the previous section, the loss of CR in the Eridu cirrus may correspond to its specific magnetic configuration, and not to large-scale transport properties. Removing this cloud from the sample does not significantly change the halo height indicated by the fit. Additional γ -ray analyses of nearby clouds at an altitude of about 500 pc are clearly necessary to confirm this trend.

Figure 13 also displays the expected CR profile from the halo model of Evoli et al. (2018) for 10-GeV protons. We have set their distribution to match the γ -ray emissivity at low altitude. Their model includes advection of ISM turbulence away from the plane, as well as CR scattering on self-generated waves induced by the streaming instability through the vertical CR gradient. This model successfully reproduces the hardening of primary CR near 300 GV, but Figure 13 shows that the modelled drop in CR flux with altitude is shallower than suggested by the γ -ray observations of individual clouds.

6. Conclusion

In order to assess the impact of the turbulent environment of superbubbles on CR propagation, we have probed γ -ray emissivities in atomic clouds of the Orion-Eridanus superbubble using 10 years of *Fermi*-LAT data. Our analysis reveals a CR spectrum that is uniform within 6% between the superbubble shell and the average found in the rest of the local ISM within a few hundreds parsecs from the Sun. The CR spectrum in the superbubble is also consistent with the measurement in the Solar system. Uncertainties from the H I optical depth correction in those shells amount to 7% and can easily explain such a small difference. We find no spectral evidence of CR (re)-acceleration even though the stellar and gas content of the superbubble suggests that it could actively re-accelerate CR. Its inefficiency could be due to a lower frequency and space density of supernovae in the last Myr, compared to other starburst regions like Cygnus X.

A sample of nearby clouds has been probed in γ rays with *Fermi*-LAT using the same analysis method to separate the clouds along the lines of sight and to separate the different gas phases in order to measure the γ -ray emissivity in the atomic phase. Their comparison shows emissivity variations as a function of height above the Galactic plane. Adding more clouds to this sample will allow a local estimation of the CR halo size and of the importance of vertical advection, rather than inferring these important parameters from larger-scale propagation models.

A cirrus cloud located outside the superbubble presents a 34% lower CR flux compared to the local ISM average. Its filamentary structure lies along magnetic-field lines that appear to be highly inclined with respect to the Galactic plane. This result opens the possibility to investigate how CR flow along magnetic flux tubes in order to better understand the role of gas fountains and of their magnetic field loops in CR escape to the halo.

Acknowledgements. We acknowledge the financial support from the ANR-DFG grant CRIbs (ANR-15-CE31-0019-01 and Schl 201/34-1) for this work. We thank Alexei Ivlev and Andrei Bykov for stimulating discussions. The *Fermi*-LAT Collaboration acknowledges support for LAT development, operation and data analysis from NASA and DOE (United States), CEA/Irfu and IN2P3/CNRS (France), ASI and INFN (Italy), MEXT, KEK, and JAXA (Japan), and the K.A. Wallenberg Foundation, the Swedish Research Council and the National Space Board (Sweden). Science analysis support in the operations phase from INAF (Italy) and CNES (France) is also gratefully acknowledged. This work performed in part under DOE Contract DE-AC02-76SF00515.

References

- Abeyskara, A. U., Albert, A., Alfaro, R., et al. 2017, *Science*, 358, 911
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2011, *Science*, 334, 1103
- Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., et al. 2012, *ApJ*, 750, 3
- Aharonian, F., Yang, R., & de Oña Wilhelmi, E. 2019, *Nature Astronomy*, 3, 561
- Amato, E. & Blasi, P. 2018, *Advances in Space Research*, 62, 2731
- Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1071
- Bally, J. 2008, *Overview of the Orion Complex*, Vol. 4 (ASP Monograph Publications), 459
- Bartoli, B., Bernardini, P., Bi, X. J., et al. 2014, *ApJ*, 790, 152
- Ben Bekhti, N., Flöer, L., Keller, R., et al. 2016, *A&A*, 594, A116
- Berlanas, S. R., Herrero, A., Comerón, F., et al. 2018, *A&A*, 612, A50
- Berlanas, S. R., Wright, N. J., Herrero, A., Drew, J. E., & Lennon, D. J. 2019, *MNRAS*, 484, 1838
- Binns, W. R., Israel, M., Wiedenbeck, M., et al. 2019, *International Cosmic Ray Conference*, 36, 36
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, *ApJ*, 224, 132
- Boschini, M. J., Della Torre, S., Gervasi, M., et al. 2018, *ApJ*, 854, 94
- Bouy, H. & Alves, J. 2015, *A&A*, 584, A26
- Bruehl, P., Burnett, T. H., Digel, S. W., et al. 2018, *arXiv e-prints*, arXiv:1810.11394
- Bykov, A. M. 2001, *Space Sci. Rev.*, 99, 317
- Bykov, A. M. 2014, *A&A Rev.*, 22, 77

- 1250 Bykov, A. M., Gladilin, P. E., & Osipov, S. M. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 429, 2755
 Bykov, A. M. & Toptygin, I. N. 1987, *Ap&SS*, 138, 341
 Bykov, A. M. & Toptygin, I. N. 2001, *Astronomy Letters*, 27, 625
 Caprioli, D., Zhang, H., & Spitkovsky, A. 2018, *Journal of Plasma Physics*, 84, 715840301
- 1255 Casandjian, J.-M. 2015, *ApJ*, 806, 240
 Cesarsky, C. J. & Montmerle, T. 1983, *Space Sci. Rev.*, 36, 173
 Clark, S. E., Peek, J. E. G., & Putman, M. E. 2014, *The Astrophysical Journal*, 789, 82
- 1260 Corti, C., Bindi, V., Consolandi, C., & Whitman, K. 2016, *ApJ*, 829, 8
 Crutcher, R. M. 2012, *ARA&A*, 50, 29
 Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *ApJ*, 547, 792
 Dame, T. M. & Thaddeus, P. 2004, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 317, *Milky Way Surveys: The Structure and Evolution of our Galaxy*, ed. D. Clemens, R. Shah, & T. Brainerd, 66
- 1265 Desiati, P. & Zweibel, E. G. 2014, *ApJ*, 791, 51
 Ellison, D. C., Baring, M. G., & Jones, F. C. 1995, *ApJ*, 453, 873
 Everett, J. E. & Zweibel, E. G. 2011, *The Astrophysical Journal*, 739, 60
 Evoli, C., Blasi, P., Morlino, G., & Aloisio, R. 2018, *Physical Review Letters*, 121, 021102
- 1270 Ferrand, G. & Marcowith, A. 2010, *A&A*, 510, A101
 Finkbeiner, D. P. 2003, *ApJS*, 146, 407
 Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018, *A&A*, 616, A1
 Green, G. M., Schlafly, E. F., Finkbeiner, D., et al. 2018, *MNRAS*, 478, 651
- 1275 Grenier, I. A., Black, J. H., & Strong, A. W. 2015, *ARA&A*, 53, 199
 Grenier, I. A., Casandjian, J.-M., & Terrier, R. 2005, *Science*, 307, 1292
 H. E. S. S. Collaboration, Abdalla, H., Abramowski, A., et al. 2018, *A&A*, 612, A9
 H. E. S. S. Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., et al. 2012, *A&A*, 541, A5
 H. E. S. S. Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., et al. 2011, *A&A*, 525, A46
- 1280 Haslam, C. G. T., Salter, C. J., Stoffel, H., & Wilson, W. E. 1982, *A&AS*, 47, 1
 Hona, B., Robare, A., Fleischhack, H., Huentemeyer, P., & HAWC Collaboration. 2017, *International Cosmic Ray Conference*, 301, 710
- 1285 Ivlev, A. V., Dogiel, V. A., Chernyshov, D. O., et al. 2018, *ApJ*, 855, 23
 Jóhannesson, G., Orlando, E., & for the Fermi-LAT collaboration. 2013, *arXiv e-prints*, arXiv:1307.0197
 Jóhannesson, G., Porter, T. A., & Moskalenko, I. V. 2019, *ApJ*, 879, 91
 Jokipii, J. R. 1966, *The Astrophysical Journal*, 146, 480
- 1290 Joubaud, T., Grenier, I. A., Ballet, J., & Soler, J. D. 2019, *A&A*, 631, A52
 Kachelriess, M., Moskalenko, I. V., & Ostapchenko, S. S. 2014, *ApJ*, 789, 136
 Kamae, T., Karlsson, N., Mizuno, T., Abe, T., & Koi, T. 2006, *ApJ*, 647, 692
 Kanekar, N., Braun, R., & Roy, N. 2011, *ApJ*, 737, L33
 Katsuta, J., Uchiyama, Y., & Funk, S. 2017, *ApJ*, 839, 129
- 1295 Kim, C.-G., Ostriker, E. C., & Raileanu, R. 2017, *The Astrophysical Journal*, 834, 25
 Kolaczowski, Z., Pigulski, A., Kopacki, G., & Michalska, G. 2004, *Acta Astron.*, 54, 33
 Kounkel, M., Hartmann, L., Loinard, L., et al. 2017, *ApJ*, 834, 142
- 1300 Krause, M., Diehl, R., Böhringer, H., Freyberg, M., & Lubos, D. 2014, *A&A*, 566, A94
 Lingenfelter, R. E. 2018, *Advances in Space Research*, 62, 2750
 López-Coto, R. & Giacinti, G. 2018, *MNRAS*, 479, 4526
 Montmerle, T. 1979, *ApJ*, 231, 95
- 1305 Mori, M. 2009, *Astroparticle Physics*, 31, 341
 Murray, C. E., Stanimirović, S., Goss, W. M., et al. 2015, *ApJ*, 804, 89
 Nava, L., Benyamini, D., Piran, T., & Shaviv, N. J. 2017, *MNRAS*, 466, 3674
 Nguyen, H., Dawson, J. R., Miville-Deschênes, M. A., et al. 2018, *ApJ*, 862, 49
 Ntormousi, E., Dawson, J. R., Hennebelle, P., & Fierlinger, K. 2017, *A&A*, 599, A94
- 1310 Ochsendorf, B. B., Brown, A. G. A., Bally, J., & Tielens, A. G. G. M. 2015, *ApJ*, 808, 111
 Ohm, S., Hinton, J. A., & White, R. 2013, *MNRAS*, 434, 2289
 Orlando, E. 2018, *MNRAS*, 475, 2724
- 1315 Parizot, E., Marcowith, A., van der Swaluw, E., Bykov, A. M., & Tatischeff, V. 2004, *A&A*, 424, 747
 Pellizza, L. J., Mignani, R. P., Grenier, I. A., & Mirabel, I. F. 2005, *A&A*, 435, 625
 Perez, J. C., Mason, J., Boldyrev, S., & Cattaneo, F. 2012, *Physical Review X*, 2, 041005
- 1320 Planck Collaboration, Abergel, A., Ade, P. A. R., et al. 2014a, *A&A*, 571, A11
 Planck Collaboration, Abergel, A., Ade, P. A. R., et al. 2014b, *A&A*, 566, A55
 Planck Collaboration, Adam, R., Ade, P. A. R., et al. 2016, *A&A*, 586, A135
 Planck Collaboration, Fermi Collaboration, Ade, P. A. R., et al. 2015, *A&A*, 582, A31
- 1325 Pon, A., Ochsendorf, B. B., Alves, J., et al. 2016, *ApJ*, 827, 42
 Remy, Q., Grenier, I. A., Marshall, D. J., & Casandjian, J. M. 2017, *A&A*, 601, A78
 Russeil, D., Juvela, M., Lehtinen, K., Mattila, K., & Paatero, P. 2003, *A&A*, 409, 135
 Skilling, J. & Strong, A. W. 1976, *A&A*, 53, 253
 Soler, J. D., Bracco, A., & Pon, A. 2018, *A&A*, 609, L3
 Starck, J. L. & Pierre, M. 1998, *A&AS*, 128, 397
 Strong, A. & Fermi-LAT Collaboration. 2015, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 34, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015), 506
 Strong, A. W. 1985, *A&A*, 150, 273
 Tang, X. & Piran, T. 2019, *MNRAS*, 484, 3491
 Tibaldo, L., Digel, S. W., Casandjian, J. M., et al. 2015, *ApJ*, 807, 161
 Tolksdorf, T., Grenier, I. A., Joubaud, T., & Schlickeiser, R. 2019, *ApJ*, 879, 66
 Trotta, R., Jóhannesson, G., Moskalenko, I. V., et al. 2011, *ApJ*, 729, 106
 Voss, R., Diehl, R., Vink, J. S., & Hartmann, D. H. 2010, *A&A*, 520, A51
 Wakker, B. P., York, D. G., Wilhelm, R., et al. 2008, *ApJ*, 672, 298
 Wright, N. J., Drew, J. E., & Mohr-Smith, M. 2015, *MNRAS*, 449, 741
 Zari, E., Brown, A. G. A., de Bruijne, J., Manara, C. F., & de Zeeuw, P. T. 2017, *A&A*, 608, A148

Appendix A: H I spin temperature

The evolution of the maximum log-likelihood of the γ -ray fit can be used to constrain the choice of average H I spin temperature that best matches the $N_{\text{H I}}$ column density maps of the different clouds to the structure of the γ rays produced by CR interactions in the atomic gas. The DNM maps were iteratively derived for each spin temperature value independently. We find that the fit quality is best for the spin temperature of 100 K. We have not attempted to use different spin temperatures for the different clouds present in the analysis region.

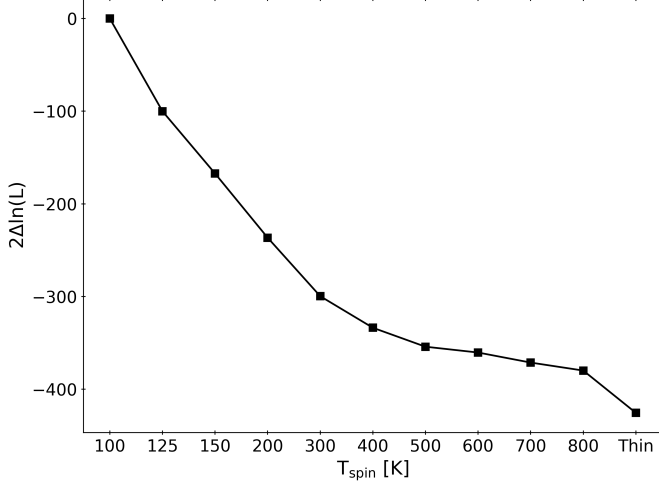


Fig. A.1. Evolution of the log-likelihood ratio of the γ -ray fit as a function of the spin temperature used to calculate the $N_{\text{H I}}$ column densities.

Appendix B: Best fit coefficients of the γ -ray and dust models

The best fit corresponds to an H I spin temperature of 100 K. Errors combine statistical uncertainties and the results of the jack-knife tests.

γ -ray model	Energy band [MeV]										τ_{353} model	
	$10^{2.4}-10^{2.6}$	$10^{2.6}-10^{2.8}$	$10^{2.8}-10^{3.0}$	$10^{3.0}-10^{3.2}$	$10^{3.2}-10^{3.6}$	$10^{3.6}-10^{4.0}$	$10^{4.0}-10^{4.8}$	$10^{4.8}-10^{5.2}$	$10^{5.2}-10^{5.6}$	$10^{5.6}-10^{6.0}$		
qHI EriN	0.863 ± 0.015	0.873 ± 0.013	0.870 ± 0.013	0.871 ± 0.014	0.856 ± 0.015	0.879 ± 0.030	0.857 ± 0.070	0.8689 ± 0.0090	0.918 ± 0.032	0.939 ± 0.013	YHI EriN	1.056 ± 0.014
qHI EriS	0.951 ± 0.062	0.886 ± 0.050	0.901 ± 0.048	0.893 ± 0.051	0.952 ± 0.052	1.04 ± 0.11	0.86 ± 0.26	0.918 ± 0.032	0.918 ± 0.032	0.939 ± 0.013	YHI EriS	0.939 ± 0.013
qHI EriE	0.73 ± 0.11	0.91 ± 0.10	0.869 ± 0.097	0.94 ± 0.11	0.75 ± 0.10	0.58 ± 0.23	0.65 ± 0.58	0.826 ± 0.063	0.826 ± 0.063	0.749 ± 0.028	YHI EriE	0.749 ± 0.028
qHI EriW	0.748 ± 0.046	0.848 ± 0.035	0.742 ± 0.032	0.750 ± 0.035	0.808 ± 0.036	0.691 ± 0.079	0.70 ± 0.19	0.777 ± 0.019	0.777 ± 0.019	0.776 ± 0.012	YHI EriW	0.776 ± 0.012
qHI Cirrus	0.651 ± 0.073	0.616 ± 0.056	0.693 ± 0.054	0.700 ± 0.059	0.668 ± 0.061	0.56 ± 0.14	0.00 ± 0.32	0.657 ± 0.031	0.657 ± 0.031	0.638 ± 0.011	YHI Cirrus	0.638 ± 0.011
qHI CerTau	0.946 ± 0.038	0.877 ± 0.030	0.908 ± 0.028	0.858 ± 0.029	0.872 ± 0.029	0.841 ± 0.059	0.82 ± 0.13	0.892 ± 0.018	0.892 ± 0.018	1.129 ± 0.029	YHI CerTau	1.129 ± 0.029
qHI Gal	0.55 ± 0.16	0.45 ± 0.13	0.58 ± 0.13	0.62 ± 0.14	0.54 ± 0.14	0.66 ± 0.30	0.41 ± 0.63	0.606 ± 0.086	0.606 ± 0.086			
qCO EriN	1.58 ± 0.10	1.520 ± 0.089	1.359 ± 0.081	1.347 ± 0.084	1.259 ± 0.081	1.35 ± 0.14	0.82 ± 0.26	1.426 ± 0.070	1.426 ± 0.070	2.99 ± 0.14	YCO EriN	2.99 ± 0.14
qCO CerTau	2.34 ± 0.54	2.40 ± 0.42	2.44 ± 0.37	2.43 ± 0.36	2.15 ± 0.32	2.00 ± 0.60	2.6 ± 1.4	2.41 ± 0.21	2.41 ± 0.21	4.90 ± 0.27	YCO CerTau	4.90 ± 0.27
qHII	0.51 ± 0.31	0.81 ± 0.28	0.70 ± 0.25	0.51 ± 0.23	0.00 ± 0.18	0.00 ± 0.42	0.0 ± 1.0	0.56 ± 0.16	0.56 ± 0.16	0.708 ± 0.095	YHII	0.708 ± 0.095
qDNM	6.81 ± 0.29	6.67 ± 0.26	6.73 ± 0.26	6.69 ± 0.27	6.69 ± 0.28	7.05 ± 0.53	6.7 ± 1.1	6.77 ± 0.19	6.77 ± 0.19	1.490 ± 0.040	YDNM	1.490 ± 0.040
qIso	1.16 ± 0.23	1.05 ± 0.25	1.40 ± 0.32	1.41 ± 0.41	1.17 ± 0.41	1.14 ± 0.40	0.73 ± 0.36	1.17 ± 0.15	1.17 ± 0.15	0.163 ± 0.017	YIso	0.163 ± 0.017
qIC	1.12 ± 0.75	2.03 ± 0.83	1.60 ± 0.84	1.82 ± 0.96	2.22 ± 0.93	1.6 ± 1.3	2.6 ± 1.9	1.64 ± 0.47	1.64 ± 0.47			
qSM	0.33 ± 0.48	0.41 ± 0.43	0.00 ± 0.31	0.72 ± 0.51	0.58 ± 0.40	0.00 ± 0.27	0.42 ± 0.50	0.25 ± 0.20	0.25 ± 0.20			

Table B.1. Best-fit coefficients for the γ -ray and dust fits. The q_{CO} coefficients are expressed in $10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ s}$, q_{HII} and q_{DNM} are expressed in 10^{-26} cm^2 , y_{CO} in $10^{-6} \text{ K}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ s}$, y_{HII} and y_{DNM} are expressed in 10^{-6} .

Appendix C: Jackknife tests

Repeating the last dust and γ -ray fits a thousand times over subsets of the analysis region, after masking out 20% of the pixels, allowed us to evaluate the systematic uncertainties in our linear modelling approximations. In γ rays, the jackknife tests have been performed only for the total 0.25–63 GeV energy band.

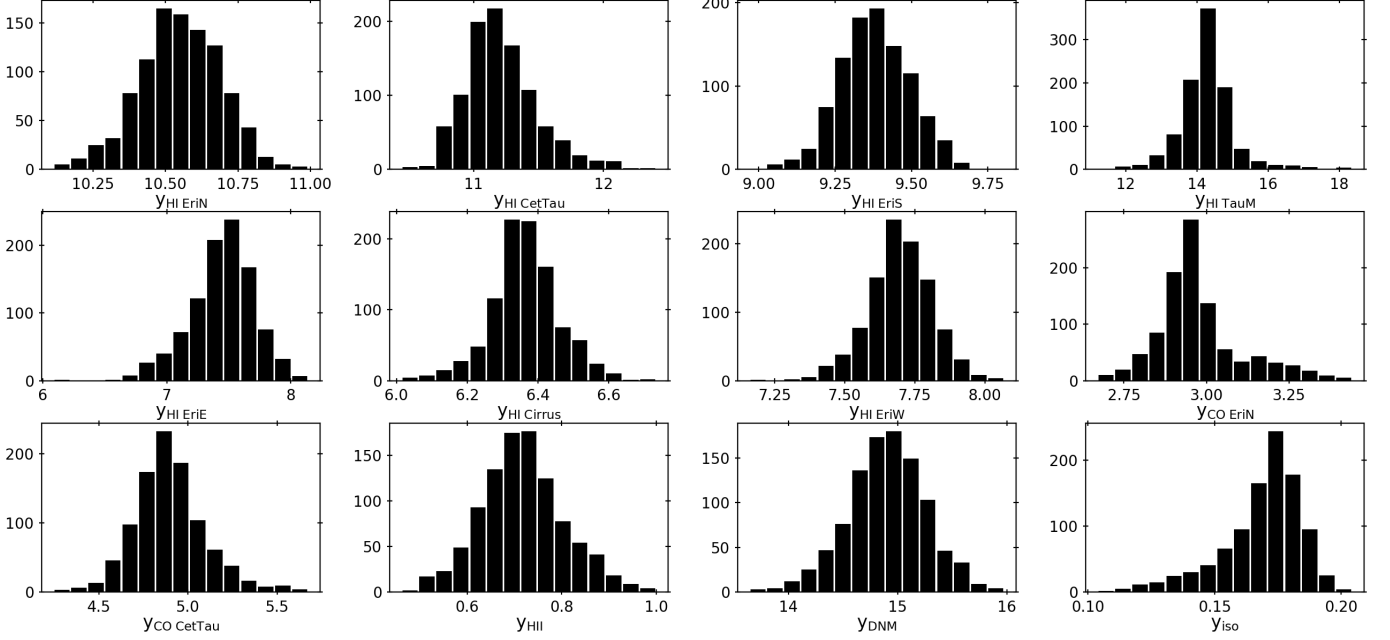


Fig. C.1. Number distribution of the dust model coefficients over 1000 jackknife fits for an $H\,I$ spin temperature of 100 K. y_{HI} and y_{DNM} are in units of 10^{-26} cm^2 , y_{CO} in $10^{-6} \text{ K}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ s}$, y_{HI} and y_{iso} in 10^{-6} .

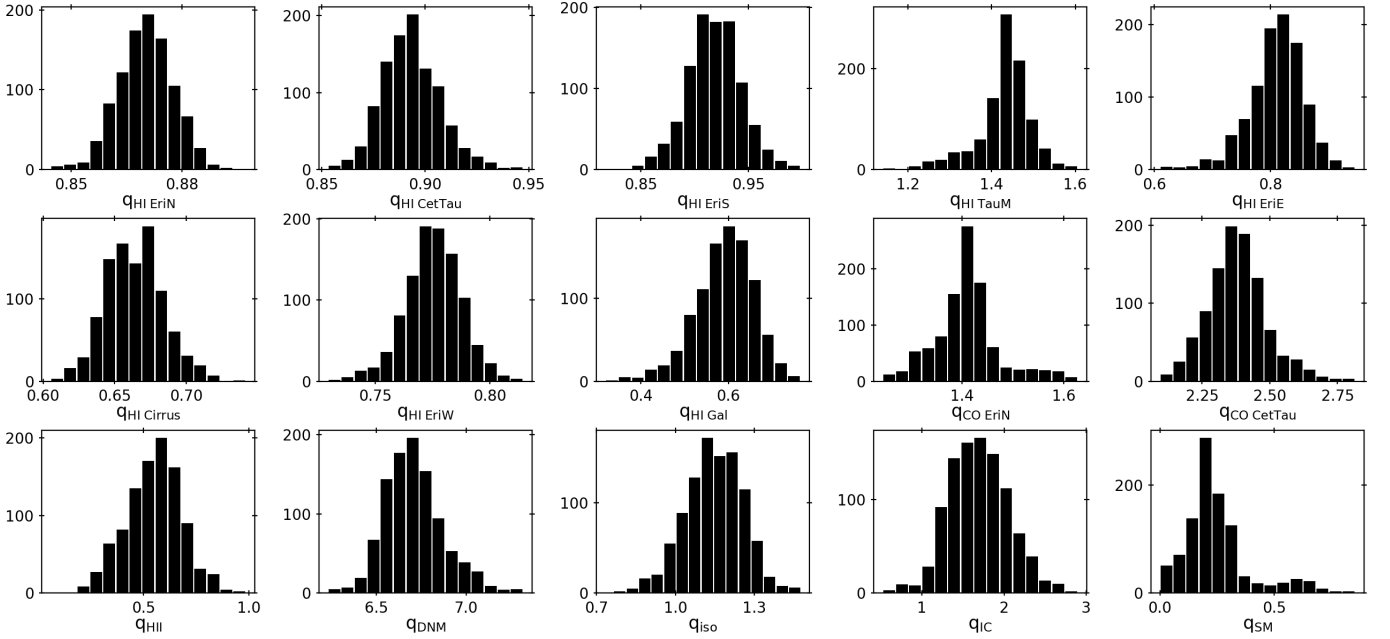


Fig. C.2. Number distribution of the γ -ray model coefficients obtained for 1000 jackknife fits for an $H\,I$ spin temperature of 100 K. q_{CO} are in units of $10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ s}$, q_{HI} in 10^{20} cm^{-2} , q_{DNM} in 10^{25} cm^{-2} . The other q coefficients are simple normalisation factors.

Appendix D: Normalized γ -ray emissivities

The γ -ray emissivity spectra normalised by the local interstellar medium average, q_{LIS} , make it possible to highlight any spectral or flux variation. They are derived for a spin temperature of 100 K, favoured by the fit, and for the optically thin case giving the higher limit emissivity. The little variations between the two cases show the limited influence of the H I optical depth correction on our results.

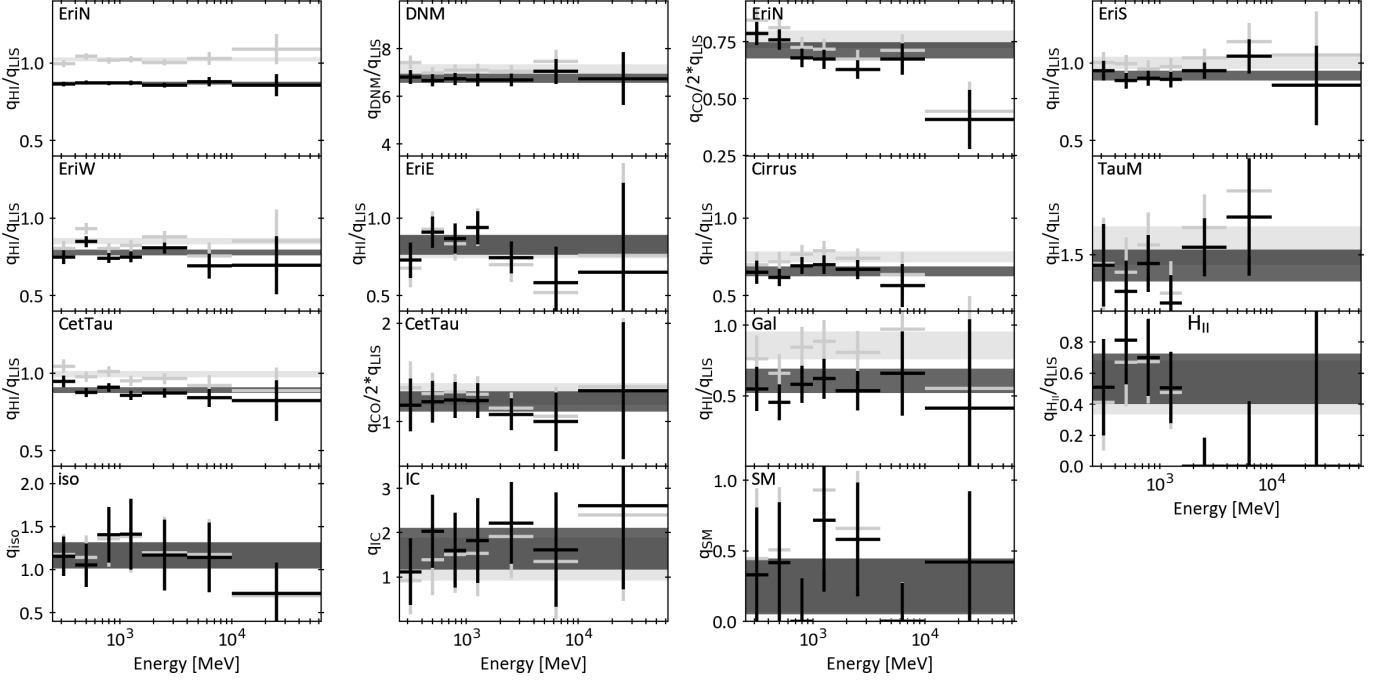


Fig. D.1. Spectral evolution of the γ -ray emissivities relative to the local interstellar medium q_{LIS} . The light grey crosses correspond to the optically thin spectrum and the black crosses to the 100 K case, favoured by the fit. The corresponding bands give the average emissivity and its errors. The q_{CO} coefficients are expressed in $10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ s}$, q_{HII} in 10^{20} cm^{-2} , q_{DNM} in 10^{25} cm^{-2} . The other q coefficients are simple normalisation factors.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

L'objectif principal des travaux présentés ici est d'étudier un candidat potentiel pour l'accélération ou la réaccélération de RCs : la superbulle d'Orion-Eridanus. Pour ce faire, j'ai utilisé les données du télescope *Fermi*-LAT, avec des photons γ d'énergie entre 0.25 et 63 GeV. L'analyse a demandé une investigation plus poussée de la structure de la superbulle, avec une étude multi-longueurs d'onde basée sur une séparation en vitesse et en distance des nuages atomiques et moléculaires. Les résultats obtenus ont permis d'étudier la structure de la superbulle et la propagation des RCs en son sein. La modélisation du MIS de cette région peut aussi nous fournir des informations sur les variations d'opacité des poussières, le facteur X_{CO} ou la masse et la distribution du gaz sombre dans ces nuages. Pas eu le temps de les finaliser, mais ci-dessous des pistes d'études avec des premiers résultats.

7.1 Structure de la superbulle

Notre avons procédé à une séparation en nuages des phases atomiques et moléculaires en utilisant l'information en vitesse des raies d'émission à 21 cm et 2.6 mm. Nous avons ainsi pu identifier de nouvelles structures et étudier la superbulle à la lumière de cette séparation. Les nuages obtenus forment la coquille externe de la superbulle sur ses bords nord et ouest les plus éloignés du plan Galactique. Cette coquille externe est en expansion à une vitesse de $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$. Nous avons identifié une coquille d'apparence circulaire au sud et un arc possiblement à l'intérieur de la superbulle à l'est. La description de la superbulle a été complétée par les informations d'autres traceurs comme la carte en 3D du rougissement des poussières, celle de l'intensité de la raie $\text{H}\alpha$ et enfin l'absorption des rayons X mesurés par ROSAT. La séparation en vitesse des nuages a été confirmée par une séparation en distance grâce à la carte en 3D du rougissement. De plus, l'analyse de l'absorption des rayons X provenant du gaz chaud de la superbulle a permis de contraindre les positions relatives des différentes coquilles au plasma émetteur. Ce plasma semble composé de différentes poches de plasmas plus ou moins chauds, aux températures entre (3-9) et $(0.3-0.2) \times 10^6 \text{ K}$.

Une première extension de cette analyse pourra être la séparation des nuages H I et CO dans la région de la superbulle plus proche d'Orion, non étudiée ici. Cette méthode de séparation des nuages reste cependant limitée par la résolution en vitesse des relevés H I dans ce secteur, notamment dans la moitié nord de la superbulle où les raies très larges dues à la dynamique du gaz rendent difficile la résolution des sous-structures. Le Five-hundred-meter Aperture Spherical radio Telescope (FAST), achevé depuis 2016 mais toujours en phase de test, permettra des mesures avec une résolution angulaire ($2.9'$) et une résolution en vitesse (0.2 km s^{-1}) accrues (Nan et al., 2011; Heiles et al., 2019). Ces nouvelles données H I pourront affiner l'analyse

γ du gaz très dynamique de la superbulle et, par conséquent, la mesure du flux de RCs dans différentes zones de la coquille par rapport à l'onde de choc. Les largeurs de raies et les gradients de vitesse pourront aussi servir à étudier la turbulence dynamique dans la coquille et dans des nuages internes en évaporation.

L'étude de la population et de la structure des groupes d'étoiles proches permettra de mieux comprendre l'histoire de la superbulle d'Orion-Eridanus. Une image définitive ne semble pas encore émerger, notamment au vu des récentes découvertes de nouveaux sous-groupes (Bouy et Alves, 2015; Zari et al., 2017; Kubiak et al., 2017), alors même qu'il s'agit de la région de formation d'étoiles massives la plus proche de nous.

L'extended Roentgen survey with an imaging telescope array (e-ROSITA), lancé le 13 juillet 2019, fournira de nouvelles mesures des rayons X avec une meilleure sensibilité et des résolutions spatiale et spectrale supérieures. Ces mesures permettront d'étudier le contenu en gaz chaud de la superbulle et la séquence de supernovae ayant participé à la former. Notre séparation des nuages pour la partie Eridanus de la superbulle et de nouvelles analyses du H I à plus haute résolution pour la partie nord seront alors très importantes pour interpréter l'absorption des rayons X en fonction de la distance dans les mesures de e-ROSITA pour consolider la forme de la bulle en trois dimensions, étudier les relations spatiales entre ses sous-structures (e.g. boucle sud, arcs A-B en H α) et comprendre si l'hétérogénéité spectrale de l'émission X correspond à des effets d'absorption en volume ou bien à des poches de gaz de températures différentes.

Nous avons enfin étudié les champs magnétiques dans la superbulle grâce à l'émission polarisée des poussières, mesurée par le télescope *Planck*. Une étude de la structure générale indique un champ magnétique cohérent dans la coquille externe, balayé et compressé par l'expansion de l'onde de choc externe de la superbulle. Il sera important pour la suite de procéder à des comparaisons avec des modèles analytiques, tels que proposés par Heiles (1997), et avec des simulations MHD. L'influence de la distribution spatiale des étoiles dans ces simulations sera notamment à étudier. Les simulations actuelles (par exemple Kim et al., 2017; Ntormousi et al., 2017) les concentrent dans un volume restreint au centre du système, alors que l'existence du "train" d'étoiles massives d'Orion X montrent qu'elles sont distribuées dans l'espace et dans le temps tout le long de la superbulle. L'impact de cette configuration sur la répartition des phases de gaz et sur le niveau de turbulence magnétique interne (essentiel pour les RCs) est inconnu.

Nous avons également estimé l'intensité du champ magnétique avec la méthode de Davis-Chandrasekhar-Fermi. Les valeurs obtenues sont cohérentes avec les autres paramètres du choc de la superbulle (vitesse d'expansion, température, pression, densité du gaz) mais une analyse "en aveugle", sans prendre en considération l'amplitude relative des pressions et des vitesses dans le gaz et le champ, pouvait facilement aboutir à une surestimation de la valeur du champ. Ces contraintes sont difficiles à exploiter si une étude préalable multi-longueurs d'onde des phases gazeuses n'est pas disponible. La méthode DCF repose sur des hypothèses fortes et tend à surestimer l'intensité du champ magnétique. Avant d'évoquer des modifications de la méthode elle-même, plusieurs précautions sont à prendre pour limiter cet effet. En plus d'un rapport signal sur bruit suffisant dans les données polarisées des poussières, nous n'avons choisi que des directions présentant une seule composante de gaz H I sur la ligne de visée, afin d'éviter la superposition de différentes zones d'émission polarisée. Une autre grandeur critique dans cette méthode est la densité volumique de gaz, que nous avons estimée grâce à différentes considérations géométriques et grâce à des contraintes provenant des autres paramètres

du choc. Différentes corrections ont été proposées pour corriger les biais de la méthode DCF (Hildebrand et al., 2009; Houde et al., 2009; Cho et Yoo, 2016), en utilisant par exemple la fonction de dispersion angulaire du champ magnétique ou la longueur de corrélation du champ turbulent. Ces méthodes nécessitent cependant une meilleure résolution spatiale que celle des données de *Planck* utilisées ici. D'autres moyens existent également pour tracer le champ magnétique. Le Polar-Areas Stellar Imaging in Polarization High-Accuracy Experiment (PASIPHAÉ) (Tassis et al., 2018) étudiera par exemple la polarisation de la lumière stellaire. En connaissant la distance des étoiles observées, ces données pourront fournir une image en 3D du champ magnétique dans les poussières interstellaires.

7.2 Rayons cosmiques dans la superbulle

Notre analyse de la superbulle d'Orion-Eridanus avec les données de *Fermi*-LAT a permis de mesurer des spectres d'émissivité γ par atome d'hydrogène dans les coquilles de gaz atomique de la superbulle. Étant données les incertitudes de 10 à 15% sur la densité de colonne de gaz H I, les émissivités mesurées sont compatibles spectralement et en flux avec la moyenne observée dans le MIS local. La dépendance en $E^{-2.7}$ de l'émissivité γ n'indique pas de (ré)accélération dans la superbulle, contrairement au spectre plus dur en $E^{-2.1}$ détecté dans celle du Cygne.

Nous avons étudié la capacité de réaccélération des RCs de la superbulle en utilisant le modèle analytique développé par Tolksdorf et al. (2019). Les auteurs quantifient l'efficacité de réaccélération de la superbulle grâce au rapport du temps d'accélération des RCs sur leur temps d'évasion. Ce rapport dépend de différents paramètres de la superbulle : sa taille, l'intensité du champ magnétique moyen, la vitesse d'Alfvén, la longueur d'injection des turbulences et le niveau de turbulence, $\langle \delta B^2 \rangle / (B^2 + \langle \delta B^2 \rangle)$. Certains de ces paramètres ont pu être contraints par l'étude de la structure de la superbulle, mais d'autres restent plus difficiles à estimer tels que le champ magnétique à l'intérieur de la superbulle ou le niveau de turbulence magnétique. Les valeurs mesurées et estimées de ces paramètres semblent indiquer que les conditions dans la superbulle permettent la réaccélération de RCs, en contradiction avec nos observations γ . Pour réconcilier les deux, le niveau de turbulence devrait être de l'ordre de 2-26%, ce qui est faible comparé au niveau attendu dans le milieu perturbé d'une superbulle. Une autre possibilité est d'avoir un champ moyen interne nettement inférieur à $1\mu\text{G}$. C'est possible dans les simulations qui forment une superbulle par expansion depuis un amas concentré de supernovae. C'est à démontrer pour une superbulle qui a grandi dans le temps à la faveur d'explosions beaucoup plus dispersées comme cela semble avoir été le cas pour Orion-Eridanus.

Nous avons également discuté de l'influence de l'évolution temporelle de la superbulle, de son contenu stellaire et de sa taille sur l'absence de réaccélération de RCs. Globalement de même taille et âge que la superbulle de Cygnus X, la principale différence d'Orion-Eridanus réside dans son nombre plus faible d'étoiles massives. De nouvelles études de la population d'étoiles massives dans le Cygne, comme celle de Berlanas et al. (2019) avec les données de Gaia, et dans Orion-Eridanus devraient permettre de comparer leurs densités volumiques stellaires et l'abondance, dans le temps et dans l'espace, de vents stellaires massifs et de supernovae. Ces paramètres influent directement sur le nombre et la séparation moyenne entre les ondes de choc susceptibles de (ré)accélérer des RCs, ainsi que sur le niveau de turbulence magnétique du plasma chaud qui peut altérer leur longueur de diffusion. Des simulations

sont à développer pour comparer les cas de sources distribuées dans la superbulle ou concentrées dans un amas dense.

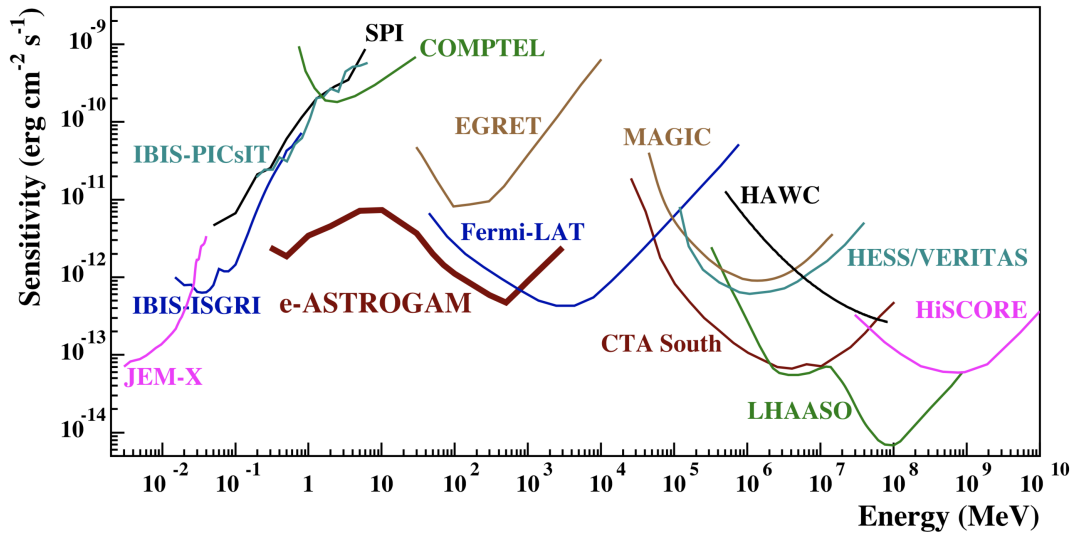


FIGURE 7.1 – Sensibilité différentielle de différents télescopes aux longueurs d’onde X ou γ . Les courbes pour JEM-X, IBIS, et SPI sont pour un temps d’observation effectif d’une année, COMPTEL et EGRET pour 9 ans, *Fermi-LAT* pour 10 ans, MAGIC, VERITAS, H.E.S.S. et CTA pour 50 heures, HAWC pour 5 ans, LHAASO pour 1 an, HiSCORE pour 100 heures et e-ASTROGAM pour 1 an.

Notre analyse est cependant limitée à la partie de la superbulle la plus ancienne et la plus éloignée d’Orion. Une étude de l’émission γ de la partie proche d’Orion reste encore à mener afin d’évaluer l’impact sur la propagation des RCs des étoiles plus jeunes s’y trouvant. De plus, avec maintenant plus de 10 ans de données de *Fermi-LAT* contre 3 ans en 2011, ainsi que des données affinées en poussières et en gaz interstellaire neutre et ionisé, la région du Cygne peut être analysée à nouveau. Cette révision permettra non seulement de mieux cerner la répartition spatiale des RCs accélérés, mais permettra également d’étudier d’éventuelles variations spectrales entre les différentes régions du cocon.

Notre échantillon de superbulles ne peut cependant s’arrêter à ces deux premiers objets. D’autres sources similaires ont déjà été identifiées comme candidates potentielles pour accélérer des particules. Les amas d’étoiles massives Westerlund 1 (Abramowski et al., 2012) et 2 (H. E. S. S. Collaboration et al., 2011) ont par exemple été détectés à plus de 100 GeV par le télescope Cherenkov HESS, mais l’origine de leur émission γ par de jeunes RCs n’est pas démontrée. La source NGC 3603 non résolue par *Fermi-LAT* pourrait également être étudiée. Les amas d’étoiles proches du centre Galactique des Arches, du Quintuplet ou Cl*1806-20 sont d’autres candidats potentiels, tel que suggéré par Ackermann et al. (2011); H. E. S. S. Collaboration et al. (2012, 2018); Aharonian et al. (2019). Néanmoins, leur analyse sera fortement compliquée par les avant-plans de gaz et de RCs du disque Galactique le long des 8 kpc de la ligne de visée. La nouvelle génération de télescopes tels que le Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO, Di Sciascio et LHAASO Collaboration, 2016) ou le Cherenkov Telescope Array (CTA, Cherenkov Telescope Array Consortium et al., 2019) jouera un rôle clé dans cette recherche. Avec ses deux sites sur les deux hémisphères de la planète, CTA pourra détecter les photons γ entre ~ 20 GeV et 300 TeV avec une résolution angulaire inférieure à 0.15° au-dessus de 100 GeV. Cette résolution correspond à des distances de 10 à 20 pc autour de ces amas. C’est

trop peu pour résoudre d'éventuels cocons de jeunes RCs mais suffisant pour identifier la région, rejeter la présence de sources ponctuelles comme des pulsars, et suivre des variations de RCs aux alentours de tels amas. De futures missions aux énergies du MeV comme AMEGO¹, ASTROGAM (de Angelis et al., 2018) et le programme All-Sky ASTROGAM, COSI² ou GalCenEx (Moiseev, 2019) permettront également d'étudier le transport des RCs dans la Galaxie, leur processus d'injection, d'accélération et leurs interactions avec le MIS.

7.3 Rayons cosmiques dans le cirrus Eridu

Notre analyse a de plus révélé un nuage diffus situé à l'extérieur de la superbulle et à une altitude de 200-250 pc au-dessous du plan Galactique, où le taux de RCs est 30% inférieur à la moyenne du MIS local. Cette perte de RCs semble compatible avec la faible intensité de l'émission synchrotron dans cette direction. Des mesures plus précises de l'intensité du champ magnétique dans ce nuage sont à faire pour déduire la densité locale d'électrons cosmiques et de la comparer avec celle des noyaux. Pour des énergies d'électrons cosmiques du même ordre de grandeur que celles des noyaux, le signal radio synchrotron est à chercher en dessous de 1 GHz. Une explication de cette perte de RCs pourrait provenir de la configuration du champ magnétique aligné dans l'axe du nuage et fortement incliné par rapport au plan Galactique et au champ environnant. Des nuages avec une configuration du champ magnétique similaire sont donc à chercher dans le MIS local et leur contenu en RCs doit être analysé. L'étude de ces nuages pourra permettre de déterminer l'influence de la structure du nuage, de son altitude et du rôle du champ magnétique dans la fuite des RCs vers le halo Galactique.

La combinaison avec de précédentes études (Remy et al., 2017; Tibaldo et al., 2015), comportant notamment des nuages à hautes vitesses, a également permis d'étudier l'évolution du flux de RCs avec l'altitude par rapport au plan Galactique. Ces résultats sont encore limités par des incertitudes importantes sur les distances. De nouvelles mesures de distance sont donc nécessaires pour les nuages de notre échantillon ainsi que pour les futurs nuages qui viendront le compléter. La méthode basée sur l'évolution du rougissement des poussières en fonction de la distance (Green et al. (2018); Zucker et al. (2019)) devrait apporter rapidement des estimations de distance plus précises. L'ajout à notre échantillon de nouveaux nuages balayant une large étendue d'altitudes permettra de contraindre les modèles de propagation des RCs et d'avoir une mesure locale de la taille verticale du halo de RCs au niveau du Soleil. Cette détermination de la taille du halo sera très utile car indépendante des estimations à grande échelle des codes de propagation galactique.

7.4 Étude du milieu interstellaire

Cette étude s'est focalisée principalement sur les RCs, mais les rayons γ permettent également d'étudier le MIS. Leur qualité de traceurs du gaz total a déjà été utilisée pour étudier le gaz sombre, non visible avec les traceurs habituels de raies HI et CO. Les rayons γ permettent de mesurer la masse totale du gaz. Ils permettent en conséquence d'étudier les propriétés d'émission thermique et de rougissement des poussières par unité d'atome H de gaz. Ils permettent enfin de calibrer le facteur

1. <https://asd.gsfc.nasa.gov/amego/>

2. <http://cosi.ssl.berkeley.edu>

de conversion X_{CO} , reliant l'intensité intégrée de la raie CO à la densité de colonne de H_2 . Notre analyse des RCs de la superbulle d'Orion-Eridanus permet donc d'étudier les propriétés de son MIS dans un contexte particulier de nuages comprimés en aval de l'onde de choc due à l'expansion de la superbulle. Je présente ci-dessous quelques résultats préliminaires de ce type d'analyses.

Étude du nuage moléculaire MBM 20

Dans notre région d'analyse se trouve un nuage moléculaire, MBM 20, qui n'a pas pu être étudié à cause de sa petite taille angulaire et de sa faible masse par rapport aux autres nuages. Nous avons donc procédé à une analyse spécifique sur une plus petite région pour caractériser le gaz et les poussières de ce nuage situé à 140 pc du Soleil (Zucker et al., 2019), près de la frontière entre la Bulle Locale et la superbulle d'Orion-Eridanus. Nous avons utilisé une grille spatiale plus fine de $1/6^\circ$ contre $1/4^\circ$ dans l'analyse de la plus grande région. De plus, afin d'optimiser la statistique de photons γ et la résolution angulaire, nous avons sélectionné la qualité de la reconstruction angulaire (PSF) des événements en fonction de l'énergie. Nous avons ainsi pu détecter et résoudre les différentes phases de gaz de cette petite structure en complément des nuages plus étendus de la superbulle. La Figure 7.2 présente la position de MBM 20 dans la région de la superbulle et les densités de colonne de gaz obtenues dans les différentes phases.

L'analyse révèle une enveloppe dense de gaz sombre autour du coeur moléculaire visible en CO. Ce gaz sombre provient probablement de la compression du nuage par la Bulle Locale en expansion (voir chapitre 5). L'ajustement des données γ favorise une température de spin du HI de 125 K compatible avec la présence de gaz atomique froid à la frontière HI- H_2 . Pour cette température de spin et pour une distance de 140 pc, les masses de gaz dans les différentes phases sont les suivantes : $M_{\text{HI}} = 291 M_\odot$, $M_{\text{DNM}} = 268 \pm 44 M_\odot$, $M_{\text{H}_2} = 82 \pm 31 M_\odot$. Les erreurs sont statistiques et n'incluent pas l'incertitude sur la profondeur optique du HI ou celle sur la distance. Il est possible de comparer ces résultats avec l'étude de Russeil et al. (2003). Les auteurs ont analysé MBM 20 avec les émissions des transitions $J=1-0$ et $J=2-1$ du ^{12}CO , ^{13}CO et C^{18}O , mesurées par le Swedish-ESO submillimetre telescope (SEST). En supposant l'équilibre thermique local, les auteurs obtiennent une masse de H_2 de $\sim 60 M_\odot$ à 140 pc à partir de la raie d'émission du ^{13}CO . Mais Falgarone et Puget (1988) notent que la raie du ^{13}CO ne trace que 80% de la masse du nuage moléculaire, 20% étant dans des zones plus diffuses. La masse de H_2 serait donc de $\sim 75 M_\odot$, en excellent accord avec la masse déduite de l'analyse des rayons γ .

De plus, notre analyse permet de mesurer le taux de RCs dans cette zone particulière proche de la frontière de deux superbulles en expansion, la Bulle Locale et Orion-Eridanus. La comparaison de l'émissivité γ par atome de HI, q_{HI} , avec la moyenne du MIS local, q_{LIS} , indique un rapport $q_{\text{HI}}/q_{\text{LIS}} = 1.1 \pm 0.2$. Le taux de RCs dans MBM 20 est donc compatible avec la moyenne du milieu local.

Gaz sombre et masse de gaz totale

Nous avons également obtenu la masse de gaz dans les différentes phases des nuages de la coquille de la superbulle. Dans la coquille nord, les contributions relatives des différentes phases à la masse totale du nuage sont de 81% pour le HI, 13% pour le gaz sombre et 6% pour le CO. Ces fractions relatives sont cohérentes avec celles obtenues dans d'autres nuages proches (Planck Collaboration et al., 2015b;

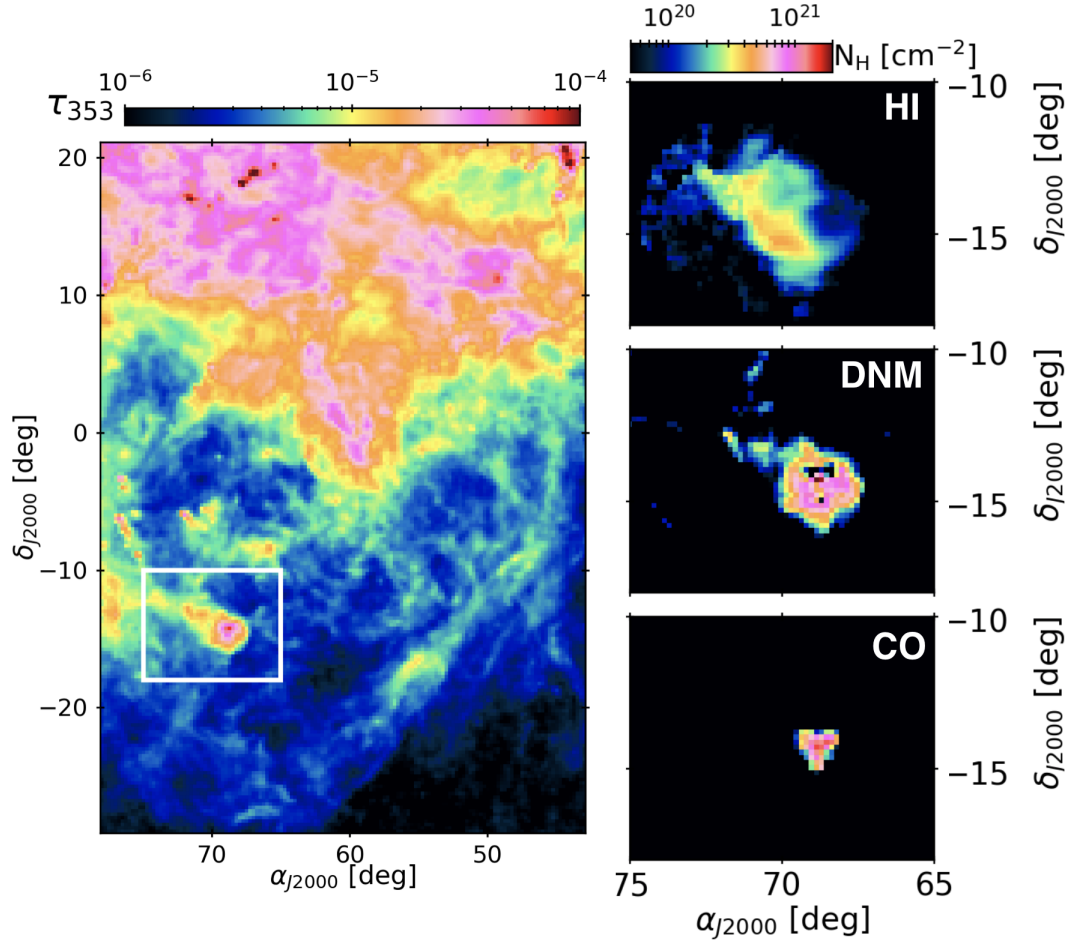


FIGURE 7.2 – *Gauche* : profondeur optique à 353 GHz de la région de la superbulle d’Orion-Eridanus analysée précédemment. Le cadre blanc délimite la région autour du nuage MBM 20 analysée à plus haute résolution. *Droite* : Densité de colonne d’hydrogène de MBM 20 dans les phases de HI (haut), gaz sombre (milieu) et CO (bas).

Remy et al., 2018a). La Figure 7.3 montre la compilation des résultats. Les proportions moyennes sont de 70%-20%-10% pour les phases HI-sombre-CO, respectivement. Les valeurs diffèrent cependant pour le nuage plus compact MBM 20 qui présente des fractions de 45%-42%-13%, avec un fort enrichissement en gaz sombre peut-être dû à l’état dynamique inhabituel du nuage de forme "cométaire". L’analyse de nuages supplémentaires présentant des morphologies diverses, comme le nuage compact et de faible masse étudié ici, permettra de continuer à étudier la distribution et les propriétés de cette phase importante du gaz interstellaire qu’est le gaz sombre. D’autres moyens de l’étudier existent également, par exemple avec les raies d’émission et d’absorption de molécules OH et HCO^+ . Le télescope FAST pourra étudier le gaz sombre à travers les raies OH et avec l’absorption du HI, tout comme le futur Galactic Australian SKA Pathfinder Survey (GASKAP), tandis que l’Atacama Large Millimeter Array (ALMA) peut observer la raie de HCO^+ . Liszt et al. (2019) ont utilisé cette raie de HCO^+ pour conclure que dans les quelques directions observées, le gaz sombre semble être principalement constitué de gaz moléculaire plutôt qu’atomique. Ces résultats doivent cependant être confirmés par des observations supplémentaires, notamment de raies HI en absorption.

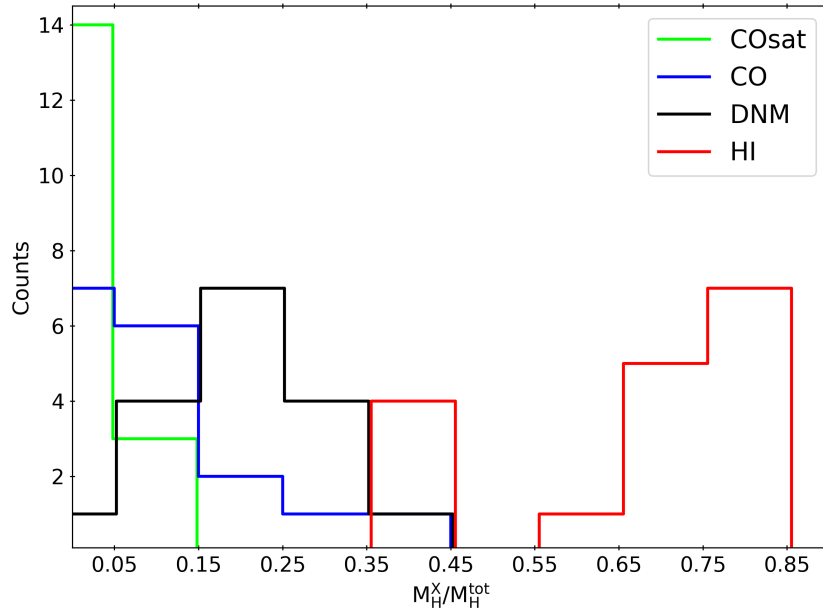


FIGURE 7.3 – Fraction de la masse totale des phases HI, DNM, CO et COsat pour les nuages de la superbulle d’Orion-Eridanus, de l’anticentre et de la région du Caméléon [Remy et al. \(2018a\)](#).

Opacité des poussières

Les observations jusqu’à aujourd’hui n’ont pas révélé de variations spectrales de l’émissivité γ par nucléon entre les différentes phases de gaz. De telles variations signaleraient des changements dans le transport des RCs au travers du nuage considéré. Elles sont attendues à plus basse énergie que celles utilisées dans nos analyses. L’accord entre l’attente théorique d’un flux homogène de RCs entre les phases vues en HI et CO d’un nuage et l’absence de variations spectrales dans les mesures γ conforte donc l’utilisation des rayons γ comme traceur linéaire de la densité de colonne de gaz. La comparaison entre les cartes γ et les cartes de profondeur optique τ_{353} des poussières permet alors de tester la capacité des poussières à tracer le gaz total. Une variation de l’opacité, τ_{353}/N_H , en fonction de la densité de colonne a été rapportée théoriquement ([Ysard et al., 2016](#)) et dans les observations ([Planck Collaboration et al., 2014a, 2015b](#); [Remy et al., 2018b](#)). L’évolution de l’opacité sur la région d’analyse de l’Eridan est montrée dans la Figure 7.4. Pour calculer l’opacité, nous avons utilisé deux estimations de la densité de colonne totale de gaz. La première, $N_{H\gamma}$, vient directement de la carte de comptage de photons γ à laquelle sont soustraites les composantes du modèle d’émission γ non liées au gaz. Cette carte est ensuite convertie en densité de colonne de gaz grâce à la mesure de l’émissivité γ par atome d’hydrogène dans la phase atomique. La seconde, $N_{Hm\lambda}$, vient de la somme des composantes de notre modèle (N_{HI} , W_{CO} , N_H dans le gaz sombre et H II) où l’intensité W_{CO} est convertie en N_{H_2} selon le rapport X_{CO} obtenu en rayons γ dans chaque complexe de nuage. L’opacité des poussières montre dans les deux cas des variations allant de 5 à $15 \times 10^{-27} \text{ cm}^2$, des zones les plus diffuses aux plus denses. Cette augmentation d’un facteur 3 s’accorde à la plage de facteurs de 2 et 6 rapportés par [Remy et al. \(2018b\)](#) dans d’autres nuages proches. L’étude des poussières dans le gaz comprimé dans les coquilles de la superbulle d’Orion-Eridanus peut donc compléter les analyses précédentes effectuées dans des nuages moléculaires plus

standards et formant des étoiles. Des nuages beaucoup plus massifs, comme ceux d'Orion, pourraient être les prochaines régions à analyser.

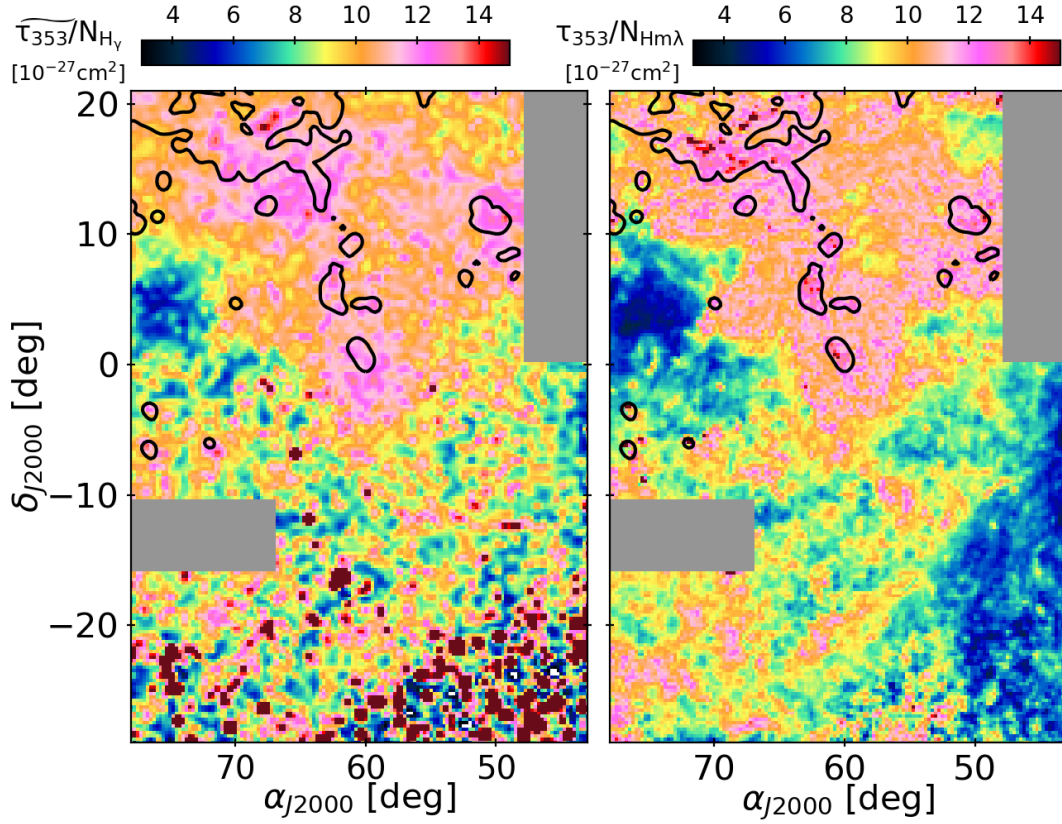


FIGURE 7.4 – Variations spatiales de l’opacité des poussières avec la masse totale de gaz mesurée par $N_{H\gamma}$ à 0.5° de résolution (gauche) et $N_{Hm\lambda}$ à 0.25° de résolution (droite). Les quantités avec un tilde ont été convoluées à la résolution du LAT pour un spectre γ interstellaire. Les contours noirs de l’intensité de la raie W_{CO} à 1 K km s^{-1} indiquent la position et l’étendue de la phase moléculaire visible en CO.

Facteur de conversion X_{CO}

Enfin, la pénétration uniforme des RCs dans les phases atomiques et moléculaires permet d’évaluer le facteur de conversion X_{CO} . Nous avons obtenu des valeurs entre 0.8 et $1.4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ s}$ dans la région de l’Éridan. Elles sont compatibles avec les analyses d’autres nuages locaux. Une comparaison préliminaire sur la Figure 7.5 indique qu’elles sont compatibles avec les variations du facteur X_{CO} observées en fonction de la structure du nuage si on quantifie celle-ci grâce à l’intensité moyenne de la raie CO sur l’ensemble du nuage ou grâce au rapport de surface des régions denses calculée selon $S_{W_{CO} > 7 \text{ km s}^{-1}} / S_{W_{CO} > 1 \text{ km s}^{-1}}$, avec S l’angle solide (Remy et al., 2017). Ces variations montrent une augmentation du facteur X_{CO} pour les nuages les plus diffus, provenant probablement de la plus faible densité de CO à cause de la photodissociation et de leur plus faible taux d’excitation par collision. Nos estimations de X_{CO} peuvent également être comparées à celles obtenues à partir de l’émission thermique des poussières. De manière cohérente avec les analyses précédentes, les mesures à partir des poussières indiquent des facteurs X_{CO} entre 30 et 80% plus élevés que ceux mesurés en rayons γ .

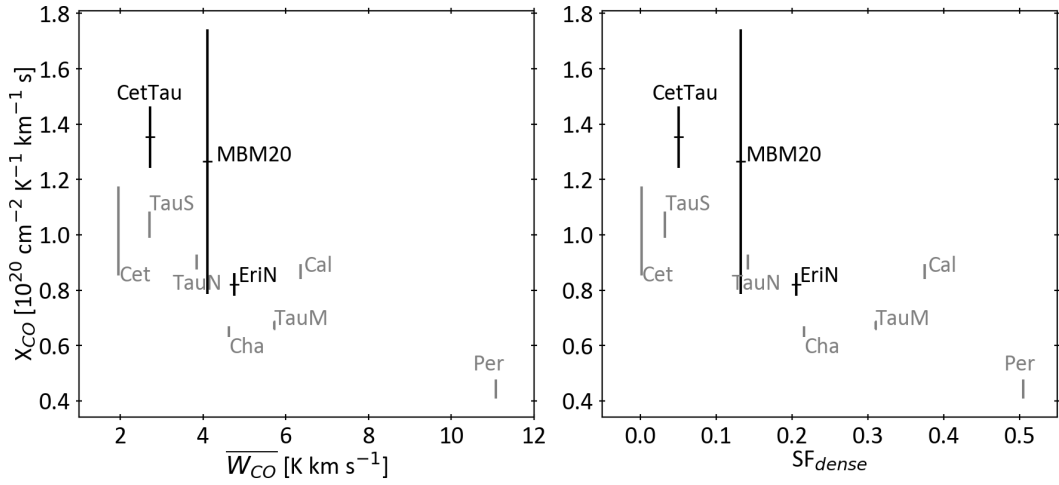


FIGURE 7.5 – Évolution du facteur X_{CO} évalué à partir des rayons γ en fonction de l'intensité moyenne de CO, $\overline{W_{CO}}$, du nuage et de la fraction de surface des régions denses (voir texte). Les points en noirs proviennent de notre analyse, ceux en gris des analyses des régions du Caméléon (Planck Collaboration et al., 2015b) et de l'ancicentre (Remy et al., 2017).

Annexe A

Étude analytique des rayons cosmiques dans les superbulles

J'attache ici en appendice le travail de [Tolksdorf et al. \(2019\)](#). Cette analyse théorique réalisée en collaboration avec T. Tolksdorf et R. Schlickeiser a pour but de résoudre analytiquement l'équation de propagation stationnaire de RCs réaccélérés dans une superbulle sphérique turbulente.



Cosmic Rays in Superbubbles

T. Tolksdorf¹ , I. A. Grenier², T. Joubaud², and R. Schlickeiser¹

¹ Institut für Theoretische Physik, Lehrstuhl IV: Weltraum- und Astrophysik, Ruhr-Universität Bochum D-44780 Bochum, Germany; tt@tp4.rub.de, rsch@tp4.rub.de

² Laboratoire AIM Paris-Saclay, CEA/Irfu, CNRS, Université Paris Diderot, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France; isabelle.grenier@cea.fr, theo.joubaud@cea.fr

Received 2019 April 15; revised 2019 May 21; accepted 2019 May 23; published 2019 July 8

Abstract

A solution of the transport equation for cosmic rays in turbulent magnetic fields in a spherically symmetric geometry is presented. The results are applied to particle propagation in superbubbles. In the fully analytical calculation, various energy-loss processes are considered. From the distribution function of the cosmic-ray particles, the distribution for pions from continuous losses is computed. Folding with the appropriate cross section yields the gamma-ray distribution. It is shown that in the case of efficient acceleration the volume-integrated π^0 -decay gamma-ray emission from the superbubble exhibits the characteristic hard differential number density spectrum $N(E_\gamma) \propto E_\gamma^{-0.29}$ at large gamma-ray energies, $E_\gamma \gg 70$ MeV. This prediction is useful for identifying efficient superbubble cosmic-ray accelerators from gamma-ray observations.

Key words: acceleration of particles – cosmic rays – gamma rays: ISM – ISM: bubbles

1. Introduction

Cosmic rays are a long-standing problem in astrophysics and to this day, not all of the processes involved in their acceleration and propagation are entirely understood. Particularly, the acceleration to relativistic energies in strong sources of non-thermal radiation and the evaluation of how the particles diffuse and affect the interstellar medium are of particular interest to modern astrophysics. Due to their influence on the thermodynamical and chemical states of the dense clouds that lead to star formation, cosmic rays are a major factor in the Galactic evolution (Wentzel 1971). For a long time, diffusive first-order Fermi processes at shock fronts have been regarded as a prime candidate for energy accumulation of cosmic rays. Observations with the *Fermi Gamma-ray Space Telescope* and Cerenkov telescopes have indeed identified strong emission regions near the shock fronts of supernova remnants. Relativistic shocks form during the interaction of relativistic and super-Alfvénic outflows with the ambient ionized interstellar medium (Gerbig & Schlickeiser 2011). Their presence in starburst regions adds additional pressure to the Galactic winds, which in turn spread into the halo of the galaxy (Breitschwerdt et al. 1991).

The gamma-ray observations of the Cygnus region with the *Fermi*-LAT have been used to analyze the total mass of the different gas phases and the cosmic-ray interactions with this mass (Ackermann et al. 2012). The analysis of this active region, which has recently formed hundreds of massive stars at a distance of 1.4 kpc, has uncovered a 50 pc wide cocoon of freshly accelerated cosmic rays (Ackermann et al. 2011), which flood the cavities created by the stellar winds and ionization fronts of the stellar clusters. These cosmic rays show a momentum spectrum that is significantly harder than the power-law spectrum that can be measured in this spiral arm after the propagation through the Galactic disk and halo. This recent discovery has disclosed an important new facet of the problem, What is the impact on particle (re-)acceleration and diffusion of the significant level of turbulence generated in the superbubble medium by the activity of the numerous massive stars?

Massive stars commonly cluster in space and time (Blaauw 1964). Giant O and B stars produce strong stellar winds that sweep the surrounding interstellar gas and push it outward. Winds and supernovae collectively power the turbulent ionized gas, magnetic fields, and shocks of the superbubble (Krause et al. 2014). The integrated energy released from a single wind is comparable with the energy yield of a supernova (Parizot et al. 2004; Cesarsky & Montmerle 1983).

For isolated stars, the deposited energy was examined closely (Seo et al. 2018) by decomposing the live cycle of the massive stars into different phases and using empirical data to model the radiation. It was found that the acceleration due to the stellar wind is significant, but the contribution from supernova explosions is still about four times larger. The processes that are involved in the transfer of mechanical energy of the wind into turbulence are numerous and difficult to describe accurately even for isolated systems. For a non-isolated system that includes colliding winds and subsequent supernova events, and therefore also collisions between supernova remnants and the individual stellar winds, the relative influence of these processes cannot be estimated quantitatively.

Due to their proximity, the stellar wind bubbles eventually merge and from their unification, a superbubble is formed. The supersonic winds and explosions generate fast shock waves and supersonic turbulence in the surrounding medium. Additional to the plasma instabilities generated by merging the stellar winds from the different OB stars and their associated magnetic and velocity fluctuations, the OB stars themselves can have strong magnetic fields $\mathcal{O}(\text{kG})$ (Castro et al. 2017).

Including all of the above mentioned influences, superbubbles appear as powerful sources of mechanically and magnetically turbulent flows where traversing particles are potentially scattered and accelerated. The individual and spatially separated sources of radiative pressure create a complex system of individual shock fronts and velocity fields. Additionally, supernova remnants that sweep the interior of the bubble region provide further acceleration capacity by picking up particles inside of the bubble. Thus, the particle diffusion and acceleration by repeated shocks may substantially modify the properties of cosmic rays traversing this region.

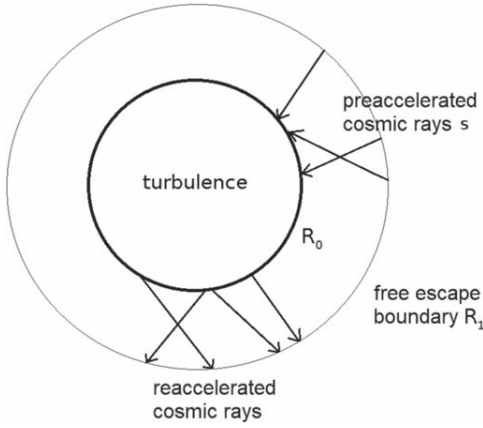


Figure 1. Model of the superbubble used in this paper: galactic cosmic rays penetrating the outer rim of the bubble region at R_0 are scattered and accelerated on the magnetic turbulence and the random velocity fields within the bubble. These fields confine the particles within the bubble and accelerate them stochastically. The physical extend of the bubble is denoted with R_0 , from that distance onwards, the particles can stream away freely. For simplicity, the free streaming boundary condition is replaced using the free-escape boundary condition (19) instead. Particles that reach a certain distance R_1 from the center of the bubble take no longer part in the acceleration process.

2. Particle Transport in Spherical Symmetry

In this paper, the superbubble is modeled as a spherical region with a high level of magnetic turbulence (Figure 1). The total cosmic-ray flux is determined by freshly accelerated cosmic rays generated in the center of the bubble and reaccelerated cosmic rays that are injected from the outside. These cosmic rays are assumed to be preaccelerated to a power law-like distribution function, similar to the distribution measured in the solar system.

The transport and acceleration of energetic particles in the partially turbulent magnetic fields associated with shocks is described using the Fokker–Planck equation for the particle distribution function (Schlickeiser 2011). The diffusion approximation for the particle density in the rest frame of the fluid is a well-known simplified form of the Fokker–Planck equation, which results when turbulent pitch-angle scattering is strong enough to ensure that the scale of the particle density variation is significantly greater than the particle mean free path (Jokipii 1966). Numerical studies confirmed the accuracy of the diffusion approximation in a uniform mean guide magnetic field (Kota et al. 1982).

2.1. Acceleration Processes in Superbubbles

In a medium, containing MHD plasma wave turbulence and moving with non-relativistic speed $\mathbf{U}$, suprathermal and cosmic-ray particles obey the transport equation (Schlickeiser 2002, 2015)

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \mathcal{R}f + \nabla \cdot [\mathbf{U}f - \mathbf{K}\nabla f] \\ - \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left[D_{pp,\text{MHD}} p^2 \frac{\partial f}{\partial p} + \frac{\nabla \cdot \mathbf{U}}{3} p^3 f \right] = S(\mathbf{x}, p, t), \end{aligned} \quad (1)$$

where

$$\mathcal{R}f = p^{-2} \frac{\partial}{\partial p} [p^2 \dot{p}_{\text{loss}} f] + \frac{f}{T_c} \quad (2)$$

accounts for continuous ($\dot{p}_{\text{loss}}$) and catastrophic (T_c) momentum loss processes of cosmic-ray particles, and $S(\mathbf{x}, p, t)$ denotes the injection rate. F denotes the omnidirectional particle distribution, $\mathbf{K}$ is the spatial diffusion tensor, and $D_{pp} = a_1 p^2 / \kappa_{zz}$ is the momentum diffusion coefficient, which for MHD plasma wave turbulence is inversely proportional to the parallel spatial diffusion coefficient. Besides this stochastic acceleration, acceleration of particles arises from the term $\nabla \cdot \mathbf{U}$. The latter term gives rise to first-order Fermi acceleration of charged particles in regions of space, where $\nabla \cdot \mathbf{U} < 0$ (often referred to as adiabatic compression), and to deceleration of particles in regions of space where $\nabla \cdot \mathbf{U} > 0$ (referred to as adiabatic deceleration).

However, this term can also lead to second-order Fermi acceleration (described by an additional momentum diffusion coefficient) in physical systems containing random velocity fluctuations producing regions of space with both $\nabla \cdot \mathbf{U} > 0$ and $\nabla \cdot \mathbf{U} < 0$. This case has been investigated in detail before by Bykov & Toptygin (1982, 1993, 2001), Ptuskin (1988), Fedorov & Stehlik (2010), and Jokipii & Lee (2010). A suitable ensemble-averaging of the transport Equation (1) over the random velocity fluctuations in a frame of reference where $\langle \mathbf{U} \rangle = 0$ then leads to (see Section 3 of Jokipii & Lee 2010 for mathematical details)

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial t} + \mathcal{R}F - \nabla \cdot \mathbf{K} \nabla F \\ - \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 \left[(D_{pp,\text{MHD}} + D_{pp,\text{VF}}) \frac{\partial F}{\partial p} \right] = S(\mathbf{x}, p, t) \end{aligned} \quad (3)$$

for the ensemble-averaged distribution function $F = \langle f \rangle$.

The transport Equation (3) also applies to the related problem of particle acceleration at multiple shocks separated by rarefactions, which has been considered before by Schneider (1993) and Melrose & Crouch (1997). Given their long ages, superbubbles harbor many stellar wind shocks with non-relativistic shock speeds, such that an ensemble-average over the acceleration process at different shocks is necessary. Clearly, the random velocity fluctuations associated with the shock statistics determine the additional momentum diffusion coefficient $D_{pp,\text{VF}}$ from velocity fluctuations in Equation (3).

2.2. Relevant Timescales

Let $F(r, p)$ be the cosmic-ray distribution function and $s(r, p)$ be the source function for the injection of cosmic rays for a spherical superbubble. The momentum losses are dominated by pion production and can be described as a continuous loss process with the rate (Schlickeiser 2009)

$$\frac{\dot{p}_L}{p} = \frac{1}{\tau_L} = n_{\text{gas}} b_\pi s^{-1}, \quad (4)$$

where $b_\pi = 5.85 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ represents the pion-decay constant. With the typical high gas density $n_{\text{gas}} = 10 n_1 \text{ cm}^{-3}$ inside the superbubble the momentum-independent pion

cooling time is

$$\tau_L = \frac{1}{n_{\text{gas}} b_\pi} = 5.4 \cdot 10^6 n_1^{-1} \text{ yr.} \quad (5)$$

Within this paper, we consider a spatially uniform diffusion coefficient

$$k(r, p) = k_0 \chi(p) = 10^{25} k_{25} \chi(p) \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}. \quad (6)$$

Its value is about an order of magnitude greater than the typical interstellar spatial diffusion coefficient accounting for the enhanced level of MHD turbulence inside the superbubble. Throughout this work we concentrate on the momentum diffusion $D_{pp, \text{MHD}}$ from particle-wave interactions with MHD plasma waves. The spatial diffusion coefficient and the momentum diffusion coefficient due to resonant interactions with MHD turbulence are closely related via (Schlickeiser 2002)

$$a_1 = \frac{1}{\tau_A(p)} \simeq \frac{v_A^2}{9 \chi(p) k_0} \simeq 10^{-12} \frac{v_7^2}{k_{25} \chi(p)} \text{ s}^{-1},$$

$$\tau_A(p) = 3.2 \cdot 10^4 \frac{k_{25} \chi(p)}{v_7^2} \text{ yr} \quad (7)$$

with the typical value of the Alfvén speed $v_A = 100 v_7 \text{ km s}^{-1}$.

The third timescale of interest is the escape time of particles from the superbubble by spatial diffusion, which is given by

$$\tau_D(p) = \frac{R_0^2}{k_0 \chi(p)} = 3.0 \cdot 10^4 \frac{R_0^2(\text{pc})}{k_{25} \chi(p)} \text{ yr}, \quad (8)$$

which is of the same order as the acceleration timescale (7). The diffusion and acceleration timescales are about two orders of magnitude smaller than the pion loss time (5). It is convenient to introduce the ratio between acceleration and diffusion timescales

$$\xi^2 = \frac{\tau_A}{\tau_D} = \left(\frac{k_{25} \chi(p)}{R_0(p) v_7} \right)^2, \quad (9)$$

as a measure for the effectiveness of the accelerator.

Small values of ξ correspond to an efficient acceleration of cosmic-ray particles, so the required time for the process is much smaller than the time spent inside the accelerator. Large values of ξ , however, correspond to an inefficient acceleration: the particles exit the bubble, before any efficient acceleration can occur. For prescribed injection conditions the steady-state cosmic-ray momentum spectrum is determined by the relative importance of these three timescales: (5), (7), and (8). The steady-state transport equation in the spherically symmetric superbubble, which accounts for momentum diffusion, pion losses, and spatial diffusion, can be written as

$$\underbrace{\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 k_0 \frac{\partial}{\partial r} F}_{L_r} + \underbrace{\frac{1}{p^2 \chi(p)} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{a_1 p^4}{\chi(p)} \frac{\partial}{\partial p} + p^2 \dot{p}_L \right) F}_{L_p} = - \frac{s(r, p)}{\chi(p)}. \quad (10)$$

L_r represents the spatial diffusion of the particles inside the bubble, the first and second terms in L_p account for stochastic

acceleration and the radiative losses, respectively, and both terms are balanced by the source rate $s(r, p)$.

2.3. Limiting Cases

The challenge is to determine the quasi-equilibrium momentum spectrum of cosmic rays resulting from the simultaneous action of momentum diffusion, pion momentum losses, and spatial diffusion on an arbitrary but given steady-state injection rate as described by Equation (10). Of course, it is straightforward (without any complicated mathematics) to directly infer the quasi-equilibrium momentum spectrum, if only one of these three processes is acting:

- (i) If momentum diffusion is dominating, the equilibrium spectrum can be constructed from the condition that the diffusive flux in momentum space vanishes, i.e.,

$$\frac{1}{p^2 \chi(p)} \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{a_1 p^4}{\chi(p)} \frac{\partial F}{\partial p} \right] = 0, \quad (11)$$

yielding for $\chi(p) = 1$ readily the two solutions $F_1(p) = \text{const.}$ and $F_2(p) = p^{-3}$. For the power-law dependence $\chi(p) \propto p^\eta$ one obtains $F_1(p) = \text{const.}$ and $F_2(p) = p^{\eta-3}$.

- (ii) If pion momentum losses dominate one finds for the quasi-equilibrium momentum spectrum

$$F(r, p) = \frac{\int_p^\infty dp' p'^2 s(r, p')}{p^2 \dot{p}_L}, \quad (12)$$

such that for power-law injection $s(r, p) \propto p^{-k}$ the quasi-equilibrium momentum spectrum exhibits the same momentum dependence $\propto p^{-k}$.

- (iii) For dominating spatial diffusion the quasi-equilibrium momentum spectrum is proportional to $s(r, p)/\chi(p)$.

However, such simple conclusions on the quasi-equilibrium momentum spectrum are no longer possible if all three processes operate simultaneously with comparable operation timescales as in our case. Then one has to employ a more involved mathematical apparatus, as we show next.

2.4. Solution of the Transport Equation

Using separation of variables, the spatial and momentum part of the equation can be decoupled. By defining

$$F(r, p) = \sum_m f_m(p) H_m(r) \quad (13)$$

and expanding the source term using the spatial eigenfunctions H_m

$$s(r, p) = s_1(p) s_2(r) = s_1(p) \sum_m s_m H_m(r), \quad (14)$$

the spatial part (Section 2.4.1) and the momentum part (Section 2.4.3) can be treated separately.

2.4.1. Spatial Distribution

The spatial eigenfunctions are given as the solutions of the homogeneous equation

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 k_0 \frac{d}{dr} H_m + \lambda_m H_m = 0. \quad (15)$$

To further treat the spatial part, multiply Equation (15) with r^4 and substitute $r = 1/x$ providing

$$\frac{d^2 H_m}{dx^2} + \frac{\lambda_m}{k_0} x^{-4} H_m = 0. \quad (16)$$

This differential equation leads to Bessel functions with index (1/2) with the two solutions

$$H_1 = \frac{\sin\left(\sqrt{\frac{\lambda_m}{k_0}} r\right)}{r}, \quad H_2 = \frac{\cos\left(\sqrt{\frac{\lambda_m}{k_0}} r\right)}{r}. \quad (17)$$

Since the distribution function is supposed to be finite at the origin, only the first solution H_1 can contribute. It is possible to choose either the Marshak condition, which is equivalent to a free streaming of particles

$$\left[k_0 \frac{\partial F}{\partial r} - \frac{c}{2} F \right]_{r=R_0} = 0 \quad (18)$$

at a distance where the superbubble turbulence is sufficiently damped. Alternatively, we use the simpler free-escape boundary condition (Lerche & Schlickeiser 1985),

$$F(r = R_1, p) = 0, \quad (19)$$

at

$$R_1 = R_0 + \frac{2k_0 \chi}{c} \simeq R_0 + 0.002 k_{25} \text{ pc}. \quad (20)$$

With the free-escape boundary condition the eigenvalues λ_m are fixed by the roots of the sine function

$$H_m(r = R_1) \stackrel{!}{=} 0 \quad \Rightarrow \quad \lambda_m = \frac{m^2 \pi^2 k_0}{R_1^2}. \quad (21)$$

with $m = 1, 2, 3, \dots$. Substituting the eigenvalues into the spatial eigenfunction yields the spatial dependence of the distribution function inside the superbubble

$$H_m(r) = r^{-\frac{1}{2}} J_{\frac{1}{2}}\left(m\pi \frac{r}{R_1}\right) \propto \frac{\sin\left(m\pi \frac{r}{R_1}\right)}{r}. \quad (22)$$

2.4.2. Orthogonality Relations of the Spatial Functions

The eigenfunctions form a complete set of orthogonal functions. Multiply Equation (15) by H_l

$$\frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial}{\partial r} r^2 k_0 \frac{\partial}{\partial r} H_m \right) H_l + \lambda_m H_m H_l = 0, \quad (23)$$

interchange the indices

$$\frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial}{\partial r} r^2 k_0 \frac{\partial}{\partial r} H_l \right) H_m + \lambda_l H_l H_m = 0, \quad (24)$$

and subtract these equations. Integrating from 0 to R_1 yields the orthogonality relations

$$0 = \int_0^{R_1} dr \left\{ H_l \frac{\partial}{\partial r} r^2 k_0 \frac{\partial}{\partial r} H_m - H_m \frac{\partial}{\partial r} r^2 k_0 \frac{\partial}{\partial r} H_l + \frac{\lambda_m - \lambda_l}{k_0} r^2 H_m H_l \right\} \quad (25)$$

$$= \int_0^{R_1} dr \left\{ -r^2 \underbrace{\left(\frac{\partial H_l}{\partial r} \frac{\partial H_m}{\partial r} - \frac{\partial H_m}{\partial r} \frac{\partial H_l}{\partial r} \right)}_{=0} + \frac{\lambda_m - \lambda_l}{k_0} r^2 H_m H_l \right\} + \underbrace{\left[H_l r^2 \frac{\partial H_m}{\partial r} - H_m r^2 \frac{\partial H_l}{\partial r} \right]_0^{R_1}}_{=0} \quad (26)$$

$$= \int_0^{R_1} dr \frac{\lambda_m - \lambda_l}{k_0} r^2 H_m H_l. \quad (27)$$

Applying the eigenfunction decomposition (14), only the expansion coefficients remain to be calculated.

2.4.3. Momentum Distribution

Inserting the decomposition into spatial eigenfunctions to the original differential equation with the spatial and momentum operators L_r and L_p , respectively, yields

$$L_r \sum_m f_m(p) H_m(r) + L_p \sum_m f_m(p) H_m(r) = - \sum_m s_m H_m(r) \frac{s_1(p)}{\chi(p)}. \quad (28)$$

The orthogonality relation is now used to simplify the differential equation. It acts on the sums, by reducing them to each element of the series individually. By integrating the equation with $\int_0^{R_1} dr r^2 H_l(r)$, all terms with $m \neq l$ vanish:

$$\sum_m \left[-f_m(p) \lambda_m + L_p f_m(p) + s_m \frac{s_1(p)}{\chi(p)} \right] \int_0^{R_1} dr r^2 H_l H_m = 0. \quad (29)$$

Thus,

$$L_p f_m(p) - \lambda_m f_m(p) = -s_m \frac{s_1(p)}{\chi(p)}, \quad (30)$$

such that only the momentum equation still remains to be solved:

$$\frac{1}{p^2 \chi} \frac{d}{dp} \left(\frac{a_1 p^4}{\chi} \frac{d}{dp} + p^2 \dot{p}_L \right) f_m - \lambda_m f_m = -s_m \frac{s_1(p)}{\chi(p)}. \quad (31)$$

2.5. Momentum-independent Spatial Diffusion Coefficient

To further advance the calculation, the spatial diffusion coefficient is assumed to be independent of momentum, i.e., $\chi(p) = 1$. With the pion loss rate (4) the remaining momentum equation reads

$$\frac{1}{p^2} \frac{d}{dp} \left(p^4 \frac{d}{dp} + b p^3 \right) f_m - \frac{\lambda_m}{a_1} f_m = -s_m \frac{s_1(p)}{a_1} \quad (32)$$

with³

$$b = \frac{b_\pi n_{\text{gas}}}{a_1} = \frac{\tau_A}{\tau_L} = 5.9 \cdot 10^{-3} \frac{k_{25} n_1}{v_7^2}. \quad (33)$$

³ The smallness of b justifies ignoring the influence of pion losses completely by setting $b = 0$ in the transport Equation (32). We do not follow this approximation here, as Equation (32) can be analytically solved for finite values of b .

The analytical solution to this equation is detailed in the [Appendix](#). In terms of the proton Lorentz factor $p = m_p c \sqrt{\gamma^2 - 1}$ the differential particle density distribution reads

$$\begin{aligned} N(r, \gamma) &= \frac{m_p c \gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} N(r, p = m_p c \sqrt{\gamma^2 - 1}) \\ &= \frac{2\pi (m_p c)^{\frac{3-b}{2}}}{a_1 r} \gamma (\gamma^2 - 1)^{-\frac{1+b}{4}} \\ &\quad \times \sum_{m=1}^{\infty} \frac{s_m \sin\left(m\pi \frac{r}{R_1}\right)}{\mu_m} \left[p^{-\mu_m} \int_0^p dp_0 s_1(p_0) p_0^{\frac{b+1}{2} + \mu_m} \right. \\ &\quad \left. + p^{\mu_m} \int_p^{\infty} dp_0 s_1(p_0) p_0^{\frac{b+1}{2} - \mu_m} \right]_{p=m_p c \sqrt{\gamma^2 - 1}}. \quad (34) \end{aligned}$$

2.6. Impact of the Acceleration Efficiency

The ratio of the acceleration and diffusion timescale plays a significant role in the resulting spectral index of the accelerated cosmic-ray distribution. In the following, the extreme cases of very efficient and very inefficient acceleration are discussed. Assuming a power-law spectrum with a strict lower limit $p_i = 10m_p c$ as the momentum dependence of the injection distribution,

$$s_1(p_0) = q_1 p_0^{-s} \theta(p_0 - p_i), \quad (35)$$

where a typical value for the spectral index of $s = 4.7$ is used. We compute the integral

$$\begin{aligned} &p^{-\mu_m} \int_0^p dp_0 s_1(p_0) p_0^{\frac{b+1}{2} + \mu_m} + p^{\mu_m} \int_p^{\infty} dp_0 s_1(p_0) p_0^{\frac{b+1}{2} - \mu_m} \\ &= q_1 \begin{cases} \frac{p_i^{\frac{b+3}{2}-s}}{\mu_m + s - \frac{b+3}{2}} \left(\frac{p}{p_i}\right)^{\mu_m} & \text{for } p < p_i \\ p^{\frac{b+3}{2}-s} \left[\frac{1}{\mu_m + s - \frac{b+3}{2}} + \frac{1 - \left(\frac{p}{p_i}\right)^{s-\mu_m-\frac{b+3}{2}}}{\mu_m + \frac{b+3}{2} - s} \right] & \text{for } p \geq p_i. \end{cases} \quad (36) \end{aligned}$$

Thus, the differential particle density distribution (14) can be expressed as

$$\begin{aligned} N(r, p) &= \frac{2\pi q_1 p^{\frac{1-b}{2}}}{a_1 r} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{s_m \sin\left(m\pi \frac{r}{R_1}\right)}{\mu_m} \\ &\quad \times \begin{cases} \frac{p_i^{\frac{b+3}{2}-s}}{\mu_m + s - \frac{b+3}{2}} \left(\frac{p}{p_i}\right)^{\mu_m} & \text{for } p < p_i \\ p^{\frac{b+3}{2}-s} \left[\frac{1}{\mu_m + s - \frac{b+3}{2}} + \frac{1 - \left(\frac{p}{p_i}\right)^{s-\mu_m-\frac{b+3}{2}}}{\mu_m + \frac{b+3}{2} - s} \right] & \text{for } p \geq p_i. \end{cases} \quad (37) \end{aligned}$$

Rewriting the momentum dependence in terms of the ratio between the injection threshold and the momentum $x = \frac{p}{p_i}$ and defining η_m as shorthand for the x -dependent part of the

distribution function yields

$$\begin{aligned} N(r, p) &= \frac{2\pi q_1 p_i^{2-s}}{a_1 r} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{s_m \sin\left(m\pi \frac{r}{R_1}\right)}{\mu_m} \eta_m(x), \quad \eta_m(x) \\ &= \begin{cases} \frac{x^{\mu_m + \frac{1-b}{2}}}{\mu_m + s - \frac{b+3}{2}} & \text{for } x < 1 \\ x^{2-s} \left[\frac{1}{\mu_m + s - \frac{b+3}{2}} + \frac{1 - x^{s-\mu_m-\frac{b+3}{2}}}{\mu_m + \frac{b+3}{2} - s} \right] & \text{for } x \geq p_i \end{cases} \quad (38) \end{aligned}$$

with μ_m given in Equation (73). For inefficient accelerators, i.e., large values of $\xi \gg 1$, the parameter μ_m can be approximated as

$$\mu_m \stackrel{(\xi \gg 1)}{\approx} \sqrt{\left(\frac{3-b}{2}\right)^2 + m^2 \xi^2} \approx m\xi \gg 1. \quad (39)$$

In the domain of $x < 1$ of Equation (38), the exponent is dominated by $m\xi$ so that the other terms in the exponent can be neglected. This results into a steeply rising spectrum, where almost no particles are present below the injection threshold. The second case $x \geq 1$ simplifies, as the term proportional to $x^{-\xi m}$ vanishes. The resulting distribution resembles the injection distribution. This can be understood as the particles leave the acceleration region before any acceleration could take place. The dependence of $\eta(x)$ for large ξ then reduces to

$$\eta_m(x) \approx \frac{1}{m\xi} \begin{cases} x^{\xi m} & \text{for } x < 1 \\ 2x^{2-s} & \text{for } x \gg 1. \end{cases} \quad (40)$$

For very efficient accelerators, the diffusive time is much larger than the acceleration time, which corresponds to small values of ξ . Therefore, the parameter μ_m is mostly determined by the first term

$$\mu_m \stackrel{(\xi \ll 1)}{\approx} \sqrt{\left(\frac{3-b}{2}\right)^2 + m^2 \xi^2} \approx \frac{3-b}{2}. \quad (41)$$

In this limiting case, Equation (38) reads

$$\eta_m(x) \approx \begin{cases} \frac{x^{2-b}}{s-b} & \text{for } x < 1 \\ x^{2-s} \left(\frac{1}{s-b} + \frac{1-x^{s-3}}{3-s} \right) & \text{for } x \geq 1. \end{cases} \quad (42)$$

For $x \gg 1$ and $s > 3$, the last term dominates and $\eta_m(x)$ reduces to

$$\eta_m(x) \approx \frac{x^{-1}}{s-3}. \quad (43)$$

Efficient accelerators can result in a power spectrum as hard as x^{-1} for large momenta and x^2 for energies below the injection threshold (Figure 2), in excellent agreement with the discussion in Section 2.3.

3. Pion Distribution

The neutral-pion production function from inelastic hadron-hadron collisions of cosmic rays in the superbubble can be calculated from the cosmic-ray density distribution (34) convolving $N(r, \gamma)$ with the pion production power of a

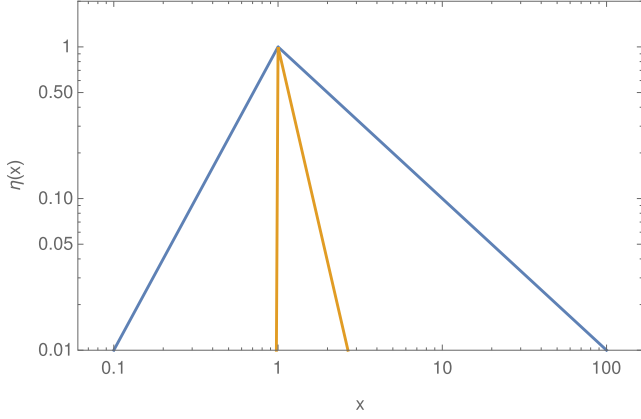


Figure 2. Distribution function plotted against the momentum of the cosmic-ray particles. The blue curve depicts the distribution after acceleration in an ideal accelerator (small ξ). Furthermore, the distribution of the particles for the opposite case, i.e., an inefficient accelerator (large ξ), is represented by the orange line. The reaccelerated spectrum in the latter case is almost identical to the injection spectrum, while it is significantly harder for an efficient accelerator.

single proton (Schlickeiser 2002)

$$P_\pi(\gamma, \gamma_\pi) = 1.3c\gamma_\pi n_{\text{gas}} \Sigma_{pp}^{\pi^0}(\gamma) \delta(\gamma_\pi - \gamma^{\frac{3}{4}}) \Theta(\gamma - \gamma_{thr})$$

$$= \frac{4 \cdot 1.3}{3} c n_{\text{gas}} \gamma_\pi \gamma^{\frac{1}{4}} \Sigma_{pp}^{\pi^0}(\gamma) \delta(\gamma - \gamma^{\frac{4}{3}}) \Theta(\gamma - \gamma_{thr}) \quad (44)$$

with $\gamma_{thr} = 1.43$ and (Stecker 1973)

$$\Sigma_{pp}^{\pi^0}(\gamma) = \xi \sigma_{pp}^{\pi^0}(\gamma)$$

$$= \begin{cases} 6.13 \cdot 10^{-26} (\gamma - 1)^{7.64} \text{ cm}^2 & \text{for } 1.43 \leq \gamma \leq 1.75 \\ 8.12 \cdot 10^{-27} (\gamma - 1)^{0.53} \text{ cm}^2 & \text{for } 1.75 < \gamma. \end{cases} \quad (45)$$

The neutral-pion production spectrum then reads

$$Q_\pi(r, \gamma_\pi) = \frac{1.26}{\gamma_\pi m_\pi c^2} \int_1^\infty d\gamma P_\pi(\gamma, \gamma_\pi) N(r, \gamma) \quad (46)$$

$$= \frac{4 \cdot 1.64}{3} \frac{c n_{\text{gas}}}{m_\pi c^2} \int_{1.43}^\infty d\gamma \gamma^{\frac{1}{4}} \Sigma_{pp}^{\pi^0}(\gamma) N(r, \gamma) \delta(\gamma - \gamma^{\frac{4}{3}}) \quad (47)$$

$$= \frac{2.19 c n_{\text{gas}}}{m_\pi c^2} \gamma_\pi^{\frac{1}{4}} N(r, \gamma_\pi^{\frac{4}{3}}) \Sigma_{pp}^{\pi^0}(\gamma_\pi^{\frac{4}{3}}) \Theta(\gamma_\pi - 1.31). \quad (48)$$

Using Equation (34) we obtain

$$Q_\pi(r, \gamma_\pi) = \frac{4.38 \pi m_p n_{\text{gas}}}{a_1 m_\pi} (m_p c)^{\frac{1-b}{2}} \gamma_\pi^{\frac{5}{2}} \left(\gamma_\pi^{\frac{8}{3}} - 1 \right)^{-\frac{1+b}{4}}$$

$$\times \Sigma_{pp}^{\pi^0}(\gamma_\pi^{\frac{4}{3}}) \Theta(\gamma_\pi - 1.31) \sum_{m=1}^\infty \frac{s_m \sin\left(m\pi \frac{r}{R_1}\right)}{\mu_m}$$

$$\times \left[p^{-\mu_m} \int_0^p dp_0 s_1(p_0) p_0^{\frac{b+1}{2} + \mu_m} + p^{\mu_m} \int_p^\infty dp_0 s_1(p_0) p_0^{\frac{b+1}{2} - \mu_m} \right]_{p=m_p c \sqrt{\gamma_\pi^{\frac{8}{3}} - 1}}. \quad (49)$$

In order to compare with volume-integrated γ -ray spectra from superbubbles, we need to calculate the volume-integrated

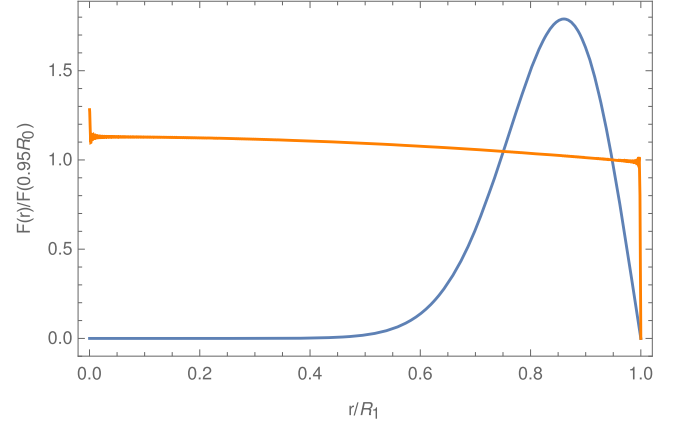


Figure 3. Proton distribution (13) in equilibrium for galactic cosmic rays injected at the edge of the superbubble with the distribution function (35). The spectral index of the source function phase space density $s = 4.7$ was chosen to resemble the observed cosmic-ray distribution. The plotted function illustrates the integrated distribution function with energies between 10 GeV and 10 TeV. The normalization was chosen such that the density is set to be close to the boundary of the bubble. Both cases, efficient and inefficient acceleration, are presented here. The efficient accelerator is shown in blue with $\xi = 0.1$, while the inefficient accelerator is depicted as orange with $\xi = 10$. In the case of efficient acceleration, the cosmic-ray density first increases toward the center, because the particles close to the boundary can easily leave the bubble, until it reaches a maximum. From there on, the effect of the enhanced turbulence prevails, making it difficult for the particles to penetrate further inside the bubble. The impact of inefficient accelerators on the spatial distribution is much smaller. Since the level of turbulence is small, the particles can easily penetrate into the deeper layers of the bubble. The density at the edge is smaller compared to the center, as the particles close to the edge can stream away.

neutral-pion production spectrum

$$Q_\pi(\gamma_\pi) = 4\pi \int_0^{R_0} dr r^2 Q_\pi(r, \gamma_\pi). \quad (50)$$

With the integral

$$\int_0^{R_0} dr r \sin\left(m\pi \frac{r}{R_1}\right)$$

$$= \frac{R_1^2}{m^2 \pi^2} \left[\sin\left(m\pi \frac{R_0}{R_1}\right) - m\pi \frac{R_0}{R_1} \cos\left(m\pi \frac{R_0}{R_1}\right) \right]. \quad (51)$$

we find

$$Q_\pi(\gamma_\pi) = \frac{17.52 m_p n_{\text{gas}} R_1^2 (m_p c)^{\frac{1-b}{2}}}{a_1 m_\pi} \gamma_\pi^{\frac{5}{2}} \left(\gamma_\pi^{\frac{8}{3}} - 1 \right)^{-\frac{1+b}{4}}$$

$$\times \Sigma_{pp}^{\pi^0}(\gamma_\pi^{\frac{4}{3}}) \Theta(\gamma_\pi - 1.31) \sum_{m=1}^\infty \frac{s_m}{m^2 \mu_m} \left[\sin\left(m\pi \frac{R_0}{R_1}\right) - m\pi \frac{R_0}{R_1} \cos\left(m\pi \frac{R_0}{R_1}\right) \right]$$

$$\left[p^{-\mu_m} \int_0^p dp_0 s_1(p_0) p_0^{\frac{b+1}{2} + \mu_m} + p^{\mu_m} \int_p^\infty dp_0 s_1(p_0) p_0^{\frac{b+1}{2} - \mu_m} \right]_{p=m_p c \sqrt{\gamma_\pi^{\frac{8}{3}} - 1}}. \quad (52)$$

4. Reacceleration of Galactic Cosmic Rays

In this section, the effect of turbulent stochastic reacceleration inside the superbubble on a power-law spectrum of galactic cosmic rays passing by and penetrating into the bubble is studied.

Considering galactic cosmic rays as a primary injection source, the spatial part of the source function can be represented as a delta distribution at the boundary of the bubble:

$$s_2(r) = \delta(r - R_0) = \sum_l s_l H_l(r). \quad (53)$$

Using the orthogonality relation (27) on the source term, the series coefficients can be computed as

$$\int_0^{R_1} dr r^2 H_m(r) \delta(r - R_0) = \int_0^{R_1} dr r^2 H_m(r) \sum_l s_l H_l(r), \quad (54)$$

We use the injection spectrum discussed in Section 2.6, which was introduced as a power-law spectrum with a strict lower limit for the source function

$$s_1(p_0) = q_1 p_0^{-s} \theta(p_0 - p_i). \quad (58)$$

The relevant integrals for the convolution with Green's function are already computed in that section and consequently the neutral-pion production spectrum (57) becomes

$$Q_\pi(\gamma_\pi) = \frac{24.78\pi m_p n_{\text{gas}} q_1 R_0 R_1^{\frac{1}{2}} (m_p c)^{\frac{1-b}{2}}}{a_1 m_\pi} \gamma_\pi^{\frac{5}{3}} (\gamma_\pi^{\frac{8}{3}} - 1)^{-\frac{1+b}{4}} \Sigma_{pp}^0(\gamma_\pi^{\frac{4}{3}}) \Theta(\gamma_\pi - 1.31) p_i^{\frac{b+3}{2}-s} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin\left(m\pi \frac{R_0}{R_1}\right)}{m^3 \mu_m} \times \left[\sin\left(m\pi \frac{R_0}{R_1}\right) - m\pi \frac{R_0}{R_1} \cos\left(m\pi \frac{R_0}{R_1}\right) \right] \left\{ \begin{array}{ll} \frac{1}{\mu_m + s - \frac{b+3}{2}} \left(\frac{\gamma_\pi^{\frac{8}{3}} - 1}{\gamma_\pi^{\frac{8}{3}} - 1} \right)^{\frac{\mu_m}{2}} & \text{for } \gamma_\pi \leq \gamma_{\pi,i} \\ \left(\frac{\gamma_\pi^{\frac{8}{3}} - 1}{\gamma_{\pi,i}^{\frac{8}{3}} - 1} \right)^{\frac{b+3-2s}{4}} \left[\frac{1}{\mu_m + s - \frac{b+3}{2}} + \frac{1 - \left(\frac{\gamma_\pi^{\frac{8}{3}} - 1}{\gamma_{\pi,i}^{\frac{8}{3}} - 1} \right)^{\frac{2s-2\mu_m-b-3}{4}}}{\mu_m + \frac{b+3}{2} - s} \right] & \text{for } \gamma_\pi \geq \gamma_{\pi,i} \end{array} \right. \quad (59)$$

yielding for the spatial expansion coefficient

$$s_m = \frac{R_0^2 H_m(R_0)}{\int_0^{R_1} dr r^2 H_m^2(r)} = \frac{2R_0^{\frac{3}{2}} J_{\frac{1}{2}}\left(m\pi \frac{R_0}{R_1}\right)}{R_1^2 J_{\frac{3}{2}}^2(m\pi)} = \frac{\pi \sqrt{2m} R_0}{R_1^{\frac{3}{2}}} \sin\left(m\pi \frac{R_0}{R_1}\right), \quad (55)$$

where we used

$$\int_0^{R_1} dr r^2 H_m^2(r) = \int_0^{R_1} dr r J_{\frac{1}{2}}^2\left(m\pi \frac{r}{R_1}\right) = \frac{1}{2} R_1^2 J_{\frac{3}{2}}^2(m\pi). \quad (56)$$

With this value of s_m the neutral-pion production spectrum (52) becomes

$$Q_\pi(\gamma_\pi) = \frac{24.78\pi m_p n_{\text{gas}} R_0 R_1^{\frac{1}{2}} (m_p c)^{\frac{1-b}{2}}}{a_1 m_\pi} \gamma_\pi^{\frac{5}{3}} (\gamma_\pi^{\frac{8}{3}} - 1)^{-\frac{1+b}{4}} \times \Sigma_{pp}^0(\gamma_\pi^{\frac{4}{3}}) \Theta(\gamma_\pi - 1.31) \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin\left(m\pi \frac{R_0}{R_1}\right)}{m^3 \mu_m} \left[\sin\left(m\pi \frac{R_0}{R_1}\right) - m\pi \frac{R_0}{R_1} \cos\left(m\pi \frac{R_0}{R_1}\right) \right] \left[p^{-\mu_m} \int_0^p dp_0 s_1(p_0) p_0^{\frac{b+1}{2}+\mu_m} + p^{\mu_m} \int_p^\infty dp_0 s_1(p_0) p_0^{\frac{b+1}{2}-\mu_m} \right]_{p=p_m c \sqrt{\gamma_\pi^{\frac{8}{3}} - 1}}. \quad (57)$$

with

$$\gamma_{\pi,i} = \left[1 + \left(\frac{p_i}{m_p c} \right)^2 \right]^{\frac{3}{8}}. \quad (60)$$

The steady state spatial distribution function is shown in Figure 3 for the case of efficient and inefficient acceleration. Figure 4 depicts the spatially integrated distribution as a function of momentum for the cosmic-ray protons and the neutral pions.

4.1. Gamma-Ray spectrum

Neutral pions decay almost exclusively into two photons, therefore the γ -ray distribution function is closely related to the pion distribution (Schlickeiser 2002)

$$Q_\gamma(E_\gamma) = 2 \int_{\frac{E_\gamma}{m_\pi c^2} + \frac{m_\pi c^2}{4E_\gamma}}^\infty d\gamma_\pi \frac{Q_\pi(\gamma_\pi)}{\sqrt{\gamma_\pi^2 - 1}}. \quad (61)$$

Equation (61) can be used to determine the universal spectral index for the gamma-ray distribution. For large values of γ_π , the pion distribution function becomes a power law

$$Q_\pi(\gamma_\pi) \propto \gamma_\pi^{-s_\pi}. \quad (62)$$

Energies far below the pion rest energy $E_\gamma \ll m_\pi c^2$ and far above $E_\gamma \gg m_\pi c^2$ consequently result in a gamma-ray spectrum that resembles a power law with the same spectral index as the pion distribution. This can be seen from the lower boundary of the integration, which becomes large at these

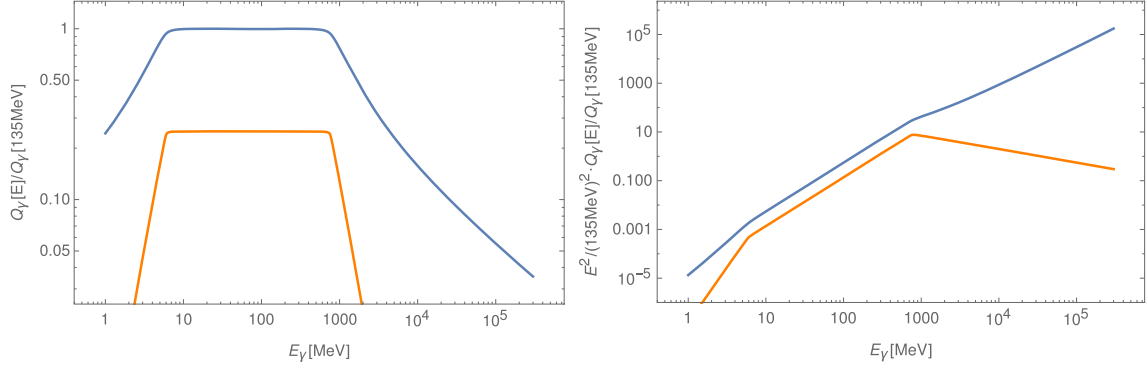


Figure 5. Left panel: the gamma-ray distribution from pion decay as a function of energy. Both cases (efficient and inefficient acceleration) are normalized to the value of the distribution function at the pion mass. Additionally, the distribution function for the inefficient accelerator is divided by four to provide better distinguishability. The pion distribution function below the injection energy is orders of magnitude smaller than that above E_i and thus the contribution to the gamma-rays is negligible. This leads to the formation of the plateau in the diagram. Beyond the plateau region, the distribution transitions into a power-law shape. The spectral index in that regime coincides with the spectral index of the pion distribution. Right panel: the spectral energy distribution of the gamma-rays from pion decay. It has the same normalization as the first diagram. The efficient and inefficient accelerators separate especially well at high energies. While the total energy emitted into high-energy photons increases with higher energies for efficient accelerators, an inefficient accelerator cannot provide sufficient amounts of energy, which in turn results in less total energy radiated in high-energy photons.

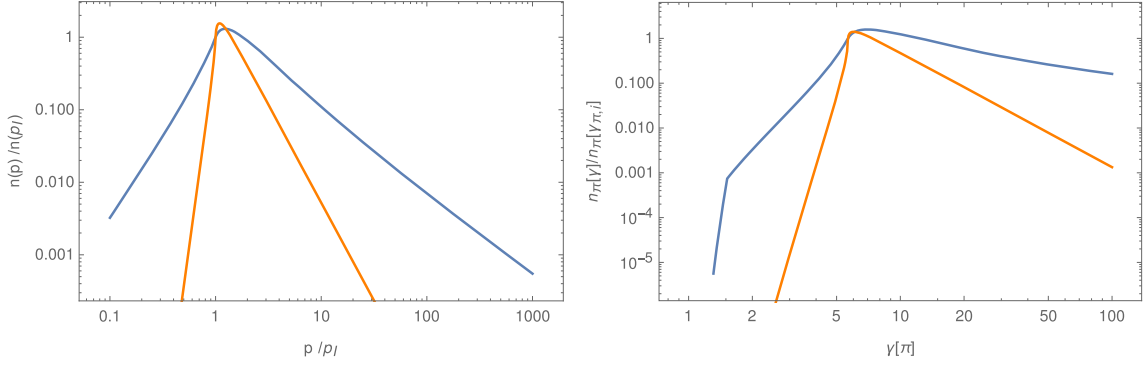


Figure 4. Spatially integrated momentum distribution of the protons (left side) and pions (right side) as a function of the Lorentz factor inside the superbubble. The color coding from Figure 3 is consistently used for these diagrams as well. The high-energy behavior resembles a power law. In the low-energy region, the dominant feature of the function is a break at the injection momentum threshold. In the pion distribution, the shape of the production cross section (45) factors in which results in an additional break due to the lower cross section in that energy domain. This flattening of the distribution is only visible for the efficient accelerator case, as opposed to the inefficient case where the distribution function itself already rises steeply and thus the break is below the displayed area.

energies

$$\frac{E_\gamma}{m_\pi c^2} + \frac{m_\pi c^2}{4E_\gamma} \gg 1. \quad (63)$$

Therefore, the one in the denominator can be dropped and the integral reduces to

$$\begin{aligned} Q_\gamma(E_\gamma) &\propto 2 \int_{\frac{E_\gamma}{m_\pi c^2} + \frac{m_\pi c^2}{4E_\gamma}}^{\infty} d\gamma_\pi \frac{\gamma_\pi^{-s_\pi}}{\gamma_\pi} = 2 \int_{\frac{E_\gamma}{m_\pi c^2} + \frac{m_\pi c^2}{4E_\gamma}}^{\infty} d\gamma_\pi \gamma_\pi^{-s_\pi-1} \\ &= \frac{2}{s_\pi} \begin{cases} \left(\frac{4E_\gamma}{m_\pi c^2}\right)^{s_\pi} & \text{for } E_\gamma \ll m_\pi c^2 \\ \left(\frac{E_\gamma}{m_\pi c^2}\right)^{-s_\pi} & \text{for } E_\gamma \gg m_\pi c^2. \end{cases} \end{aligned} \quad (64)$$

The hardest gamma-ray spectrum that can be produced by an efficient accelerator with $\xi \ll 1$ will therefore follow a power-law distribution in the tail regions with a spectral index of

$$s_\gamma \xrightarrow{\xi \rightarrow 0} \frac{4}{3} - 1.04 \approx 0.29. \quad (65)$$

In the case of an inefficient accelerator, the high-energy gamma-ray spectral index approaches

$$s_\gamma \xrightarrow{\xi \rightarrow \infty} \frac{4}{3} \cdot 2.7 - 1.04 \approx 2.56, \quad (66)$$

which is significantly greater than 0.29 in the case of an efficient accelerator. The gamma-ray distributions for both cases, efficient and inefficient acceleration, are shown in Figure 5. Particularly, the high-energy behavior of the distribution function serves a probe for the acceleration efficiency ξ .

5. Summary and Conclusions

Superbubbles are a potential source for efficient cosmic-ray acceleration due to the enhanced level of MHD turbulence reaccelerating penetrating cosmic rays from the ambient interstellar medium. The importance of this mechanism can be investigated by calculating the flux of gamma-rays from the decay of neutral pions generated in inelastic hadron-hadron collisions of the reaccelerated cosmic-ray hadrons with the superbubble gas. In this work we calculate the volume-integrated

gamma-ray spectrum from a spherical superbubble, accounting for the competing effects of pion cooling, stochastic reacceleration and particle escape by spatial diffusion. The steady-state cosmic-ray transport equation is solved analytically for the case in which interstellar cosmic rays with a power-law momentum distribution function enter the superbubble. The momentum spectrum of reaccelerated particles differs from the injection distribution, implying spectral differences of the pion-decay gamma-ray energy spectrum from superbubbles as compared to the gamma-ray energy spectrum from the outside interstellar medium.

The results of the analytic calculation are applied to the edge cases of potential accelerators. The momentum spectrum of reaccelerated cosmic rays sensitively depends on the parameter $\xi = \sqrt{\frac{\tau_A}{\tau_D}}$ determined by the ratio between the acceleration and diffusion timescales. Accelerators, which are unable to contain the particles for a sufficiently large time to amount in acceleration, only result in inefficient acceleration $\xi \ll 1$ for the cosmic rays and thus no spectral differences to the injection spectrum are found. Alternatively, for the case of efficient acceleration $\xi \gg 1$ approaches the behavior $N(p > p_i) \propto p^{-1}$, whereas for $N(p \leq p_i) \propto p^{2-b}$. This also implies significant spectral differences for the pion decay and gamma-ray energy spectra as compared to the gamma-ray energy spectra from the ambient interstellar medium. The universal spectral index for the gamma-ray distribution was found to be $s_\gamma = 0.29$ for the case of extremely efficient acceleration. These predictions can be used to identify superbubbles with the required properties to efficiently accelerate cosmic rays. Detecting the implied differences in the volume-integrated gamma-ray spectrum with the observed gamma-ray spectra from superbubbles indicates that superbubbles are an important source of efficiently accelerating cosmic rays.

This work was financially supported by the collaborative France-German ANR-DFG project (Schl 201/34-1 and ANR-15-CE31-0019-01).

Appendix

Derivation of the Momentum Solution to the Transport Equation

In this appendix, we detail the derivation of the solution to the momentum part of the differential equation for arbitrary source distributions $s(r, p)$ by calculating the Green's function of the equation. The goal of this section is to derive an analytical solution to the remaining momentum part of the transport Equation (32). Using the ansatz

$$f_m(p) = p^{-b} M(p) \quad (67)$$

provides for $M(p)$ the self-adjoint equation

$$\frac{d}{dp} \left(p^{4-b} \frac{dM}{dp} \right) - \frac{\lambda_m}{a_1} p^{2-b} M(p) = -\frac{s_m}{a_1} p^2 s_1(p), \quad (68)$$

which is solved for arbitrary injection rates $s_1(p)$ as

$$M(p) = \frac{s_m}{a_1} \int_0^\infty dp_0 G(p, p_0) p_0^2 s_1(p_0) \quad (69)$$

in terms of Green's function satisfying

$$\frac{d}{dp} \left(p^{4-b} \frac{dG}{dp} \right) - \frac{\lambda_m}{a_1} p^{2-b} G = -\delta(p - p_0). \quad (70)$$

A.1. Green's Function

Green's function is computed from the solutions of the homogeneous equation corresponding to Equation (70)

$$h_1(p) = p^{\alpha_1}, \quad h_2(p) = p^{\alpha_2} \quad (71)$$

with

$$\alpha_1 = \mu_m - \frac{3-b}{2}, \quad \alpha_2 = -\mu_m - \frac{3-b}{2},$$

$$\mu_m = \sqrt{\left(\frac{3-b}{2}\right)^2 + \frac{\lambda_m}{a_1}}. \quad (72)$$

We note that

$$\mu_m = \sqrt{\left(\frac{3-b}{2}\right)^2 + \frac{m^2 \pi^2 k_0}{R_l^2 a_1}} = \sqrt{\left(\frac{3-b}{2}\right)^2 + m^2 \xi^2}, \quad (73)$$

using (9). Obviously, $h_1(p)$ vanishes for $p \rightarrow 0$, whereas $h_2(p)$ vanishes for $p \rightarrow \infty$. We construct Green's function as

$$G(p, p_0) = \frac{1}{A} \begin{cases} h_1(p) h_2(p_0) & \text{for } p \leq p_0 \\ h_1(p_0) h_2(p) & \text{for } p \geq p_0 \end{cases}$$

$$= \frac{1}{A} \begin{cases} p^{\alpha_1} p_0^{\alpha_2} & \text{for } p \leq p_0 \\ p_0^{\alpha_1} p^{\alpha_2} & \text{for } p \geq p_0. \end{cases} \quad (74)$$

The normalization factor A is obtained by integrating the differential Equation (70) for the Green's function

$$\lim_{\eta \rightarrow 0} \int_{p_0-\eta}^{p_0+\eta} dp$$

$$\times \left[\frac{d}{dp} p^{4-b} \frac{dG}{dp} - \frac{\lambda_m}{a_1} p^{2-b} G + \delta(p - p_0) \right] = 0. \quad (75)$$

Since G is continuous by construction, the second term vanishes. Inserting Equation (74) yields

$$A = -\lim_{\eta \rightarrow 0} \left[p^{4-b} \frac{dG}{dp} \Big|_{p_0+\eta} - p^{4-b} \frac{dG}{dp} \Big|_{p_0-\eta} \right]$$

$$= (\alpha_1 - \alpha_2) p_0^{3-b+\alpha_1+\alpha_2} = 2\mu_m. \quad (76)$$

Consequently we obtain

$$G(p, p_0) = \frac{(pp_0)^{\frac{b-3}{2}}}{2\mu_m} \begin{cases} (p/p_0)^{\mu_m} & \text{for } p \leq p_0 \\ (p/p_0)^{-\mu_m} & \text{for } p \geq p_0. \end{cases} \quad (77)$$

A.2. Solution to the Momentum Problem

With Equations (67) and (69) we obtain the solution

$$f_m(p) = \frac{s_m}{2a_1\mu_m} p^{-\frac{b+3}{2}} \left[p^{-\mu_m} \int_0^p dp_0 s_1(p_0) p_0^{\frac{b+1}{2} + \mu_m} + p^{\mu_m} \int_p^\infty dp_0 s_1(p_0) p_0^{\frac{b+1}{2} - \mu_m} \right], \quad (78)$$

implying, according to Equation (13),

$$F(r, p) = \frac{p^{-\frac{b+3}{2}}}{2a_1r} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{s_m \sin\left(m\pi \frac{r}{R_l}\right)}{\mu_m} \left[p^{-\mu_m} \int_0^p dp_0 s_1(p_0) p_0^{\frac{b+1}{2} + \mu_m} + p^{\mu_m} \int_p^\infty dp_0 s_1(p_0) p_0^{\frac{b+1}{2} - \mu_m} \right]. \quad (79)$$

The differential particle density distribution is then given by

$$N(r, p) = 4\pi p^2 F(r, p) = \frac{2\pi p^{\frac{1-b}{2}}}{a_1r} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{s_m \sin\left(m\pi \frac{r}{R_l}\right)}{\mu_m} \times \left[p^{-\mu_m} \int_0^p dp_0 s_1(p_0) p_0^{\frac{b+1}{2} + \mu_m} + p^{\mu_m} \int_p^\infty dp_0 s_1(p_0) p_0^{\frac{b+1}{2} - \mu_m} \right]. \quad (80)$$

ORCID iDs

T. Tolksdorf  <https://orcid.org/0000-0001-7506-7275>

R. Schlickeiser  <https://orcid.org/0000-0003-3171-5079>

References

- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2011, *Sci*, **334**, 1103
 Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2012, *A&A*, **538**, A71
 Blaauw, A. 1964, *ARA&A*, **2**, 213
 Breitschwerdt, D., McKenzie, J. F., & Voelk, H. J. 1991, *A&A*, **245**, 79
 Bykov, A. M., & Toptygin, I. N. 1982, *JGZG*, **50**, 221
 Bykov, A. M., & Toptygin, I. N. 1993, *PhyU*, **36**, 1020
 Bykov, A. M., & Toptygin, I. N. 2001, *AstL*, **27**, 625
 Castro, N., Fossati, L., Hubrig, S., et al. 2017, *A&A*, **597**, L6
 Cesarsky, C. J., & Montmerle, T. 1983, *SSRv*, **36**, 173
 Fedorov, Y., & Stehlik, M. 2010, *JPhB*, **43**, 185701
 Gerbig, D., & Schlickeiser, R. 2011, *ApJ*, **733**, 32
 Gerola, H., & Seiden, P. E. 1978, *ApJ*, **223**, 129
 Jokipii, J. R. 1966, *ApJ*, **146**, 480
 Jokipii, J. R., & Lee, M. A. 2010, *ApJ*, **713**, 475
 Kim, C.-G., Ostriker, E. C., & Raileanu, R. 2017, *ApJ*, **834**, 25
 Kota, J., Merenyi, E., Jokipii, J. R., et al. 1982, *ApJ*, **254**, 398
 Krause, M., Diehl, R., Böhringer, H., Freyberg, M., & Lubos, D. 2014, *A&A*, **566**, A94
 Lerche, I., & Schlickeiser, R. 1985, *A&A*, **151**, 408
 Melrose, D., & Crouch, A. 1997, *PASA*, **14**, 251
 Parizot, E., Marcowith, A., van der Swaluw, E., Bykov, A. M., & Tatischeff, V. 2004, *A&A*, **424**, 747
 Ptuskin, V. 1988, *SvAL*, **14**, 255
 Schlickeiser, R. 2002, *Cosmic Ray Astrophysics* (Heidelberg: Springer)
 Schlickeiser, R. 2009, *MPLA*, **24**, 1461
 Schlickeiser, R. 2011, *ApJ*, **732**, 96
 Schlickeiser, R. 2015, *PhPl*, **22**, 091502
 Schneider, P. 1993, *A&A*, **278**, 315
 Seo, J., Kang, H., & Ryu, D. 2018, *JKAS*, **51**, 37
 Stecker, F. W. 1973, *ApJ*, **185**, 499
 Ward, J. L., & Kruijssen, J. M. D. 2018, *MNRAS*, **475**, 5659
 Weidner, C., Bonnell, I. A., & Zinnecker, H. 2010, *ApJ*, **724**, 1503
 Wentzel, D. G. 1971, *ApJ*, **163**, 503

Bibliographie

- Abbott, B. P. et al. GW170817 : Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral. *Physical Review Letters*, 119(16) :161101, Oct 2017. doi : 10.1103/PhysRevLett.119.161101. [Cité page 33.]
- Abdo, A. A. et al. Discovery of TeV Gamma-Ray Emission from the Cygnus Region of the Galaxy. *ApJ*, 658(1) :L33–L36, Mar 2007. doi : 10.1086/513696. [Cité page 66.]
- Abdo, A. A. et al. Detection of 16 Gamma-Ray Pulsars Through Blind Frequency Searches Using the Fermi LAT. *Science*, 325(5942) :840, Aug 2009. doi : 10.1126/science.1175558. [Cité page 66.]
- Abdo, A. A. et al. Fermi Observations of Cassiopeia and Cepheus : Diffuse Gamma-ray Emission in the Outer Galaxy. *The Astrophysical Journal*, 710(1) :133–149, Feb 2010. doi : 10.1088/0004-637X/710/1/133. [Cité pages 36 et 55.]
- Abdo, A. A. et al. Spectrum and Morphology of the Two Brightest Milagro Sources in the Cygnus Region : MGRO J2019+37 and MGRO J2031+41. *ApJ*, 753(2) :159, Jul 2012. doi : 10.1088/0004-637X/753/2/159. [Cité page 67.]
- Abraham, J. et al. Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4×10^{19} eV. *Phys. Rev. Lett.*, 101(6) :061101, Aug 2008. doi : 10.1103/PhysRevLett.101.061101. [Cité page 40.]
- Abramowski, A. et al. Discovery of extended VHE γ -ray emission from the vicinity of the young massive stellar cluster Westerlund 1. *A&A*, 537 :A114, Jan 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201117928. [Cité page 118.]
- Acero, F. et al. Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 218(2) :23, Jun 2015. doi : 10.1088/0067-0049/218/2/23. [Cité page 37.]
- Acero, F. et al. Development of the Model of Galactic Interstellar Emission for Standard Point-source Analysis of Fermi Large Area Telescope Data. *ApJS*, 223(2) :26, Apr 2016. doi : 10.3847/0067-0049/223/2/26. [Cité page 56.]
- Acharyya, K. et al. Desorption of CO and O₂ interstellar ice analogs. *A&A*, 466(3) :1005–1012, May 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20066272. [Cité page 15.]
- Ackermann, M. et al. A Cocoon of Freshly Accelerated Cosmic Rays Detected by Fermi in the Cygnus Superbubble. *Science*, 334(6059) :1103, Nov 2011. doi : 10.1126/science.1210311. [Cité pages 33, 59, 65, 66, 67, 95 et 118.]
- Ackermann, M. et al. Gamma-Ray Observations of the Orion Molecular Clouds with the Fermi Large Area Telescope. *The Astrophysical Journal*, 756(1) :4, Sep 2012a. doi : 10.1088/0004-637X/756/1/4. [Cité pages 36, 71 et 72.]

- Ackermann, M. et al. Fermi-LAT Observations of the Diffuse γ -Ray Emission : Implications for Cosmic Rays and the Interstellar Medium. *ApJ*, 750(1) :3, May 2012b. doi : 10.1088/0004-637X/750/1/3. [Cité page 56.]
- Ackermann, M. et al. Detection of the Characteristic Pion-Decay Signature in Supernova Remnants. *Science*, 339(6121) :807–811, Feb 2013. doi : 10.1126/science.1231160. [Cité pages 33 et 45.]
- Adriani, O. et al. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV. *Nature*, 458(7238) :607–609, Apr 2009. doi : 10.1038/nature07942. [Cité page 55.]
- Aguilar, M. et al. First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station : Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-350 GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 110(14) :141102, Apr 2013. doi : 10.1103/PhysRevLett.110.141102. [Cité page 55.]
- Aguilar, M. et al. Precision Measurement of the Proton Flux in Primary Cosmic Rays from Rigidity 1 GV to 1.8 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Phys. Rev. Lett.*, 114(17) :171103, May 2015a. doi : 10.1103/PhysRevLett.114.171103. [Cité pages 41 et 54.]
- Aguilar, M. et al. Precision Measurement of the Helium Flux in Primary Cosmic Rays of Rigidities 1.9 GV to 3 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Phys. Rev. Lett.*, 115(21) :211101, Nov 2015b. doi : 10.1103/PhysRevLett.115.211101. [Cité pages 41 et 54.]
- Aharonian, F. et al. 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(1) :235–243, Mar 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20066381. [Cité page 46.]
- Aharonian, F. , Yang, R. , et de Oña Wilhelmi, E. . Massive stars as major factories of Galactic cosmic rays. *Nature Astronomy*, 3 :561–567, Mar 2019. doi : 10.1038/s41550-019-0724-0. [Cité page 118.]
- Albert, A. et al. Searching for Dark Matter Annihilation in Recently Discovered Milky Way Satellites with Fermi-Lat. *ApJ*, 834(2) :110, Jan 2017. doi : 10.3847/1538-4357/834/2/110. [Cité page 33.]
- Allen, G. E. et al. Evidence of X-Ray Synchrotron Emission from Electrons Accelerated to 40 TeV in the Supernova Remnant Cassiopeia A. *ApJ*, 487(1) :L97–L100, Sep 1997. doi : 10.1086/310878. [Cité page 45.]
- Allen, R. J. , Hogg, D. E. , et Engelke, P. D. . The Structure of Dark Molecular Gas in the Galaxy. I. A Pilot Survey for 18 cm OH Emission Toward $l \approx 105^\circ$, $b \approx +1^\circ$. *AJ*, 149(4) :123, Apr 2015. doi : 10.1088/0004-6256/149/4/123. [Cité page 17.]
- Aloisio, R. et Blasi, P. . Propagation of galactic cosmic rays in the presence of self-generated turbulence. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2013(7) :001, Jul 2013. doi : 10.1088/1475-7516/2013/07/001. [Cité page 55.]
- Alves, M. I. R. et al. The Local Bubble : a magnetic veil to our Galaxy. *A&A*, 611 :L5, Apr 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201832637. [Cité page 68.]

- Amato, E. . The origin of galactic cosmic rays. *International Journal of Modern Physics D*, 23(7) :1430013, May 2014. doi : 10.1142/S0218271814300134. [Cité page 50.]
- AMS-01 Collaboration et al. Cosmic-ray positron fraction measurement from 1 to 30 GeV with AMS-01. *Physics Letters B*, 646(4) :145–154, Mar 2007. doi : 10.1016/j.physletb.2007.01.024. [Cité page 55.]
- Andersson, B. G. et Potter, S. B. . Observations of Enhanced Radiative Grain Alignment Near HD 97300. *ApJ*, 720(2) :1045–1054, Sep 2010. doi : 10.1088/0004-637X/720/2/1045. [Cité page 28.]
- Andersson, B. G. , Lazarian, A. , et Vaillancourt, J. E. . Interstellar Dust Grain Alignment. *ARA&A*, 53 :501–539, Aug 2015. doi : 10.1146/annurev-astro-082214-122414. [Cité page 27.]
- Archambault, S. et al. Gamma-Ray Observations of Tycho’s Supernova Remnant with VERITAS and Fermi. *ApJ*, 836(1) :23, Feb 2017. doi : 10.3847/1538-4357/836/1/23. [Cité page 45.]
- Arendt, R. G. et al. The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. III. Separation of Galactic Emission from the Infrared Sky Brightness. *ApJ*, 508(1) :74–105, Nov 1998. doi : 10.1086/306381. [Cité page 22.]
- Asplund, M. , Grevesse, N. , et Jacques Sauval, A. . The solar chemical composition. *Nucl. Phys. A*, 777 :1–4, Oct 2006. doi : 10.1016/j.nuclphysa.2005.06.010. [Cité page 11.]
- Atwood, W. et al. Pass 8 : Toward the Full Realization of the Fermi-LAT Scientific Potential. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1303.3514, Mar 2013a. [Cité page 6.]
- Atwood, W. et al. Pass 8 : Toward the Full Realization of the Fermi-LAT Scientific Potential. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1303.3514, Mar 2013b. [Cité page 37.]
- Atwood, W. B. et al. The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission. *ApJ*, 697(2) :1071–1102, Jun 2009. doi : 10.1088/0004-637X/697/2/1071. [Cité pages 3, 4 et 32.]
- Axford, W. I. , Leer, E. , et Skadron, G. . The Acceleration of Cosmic Rays by Shock Waves. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 11 of *International Cosmic Ray Conference*, page 132, Jan 1977. [Cité page 43.]
- Baade, W. et Zwicky, F. . Cosmic Rays from Super-novae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 20(5) :259–263, May 1934. doi : 10.1073/pnas.20.5.259. [Cité page 42.]
- Bartoli, B. et al. Identification of the TeV Gamma-Ray Source ARGO J2031+4157 with the Cygnus Cocoon. *ApJ*, 790(2) :152, Aug 2014. doi : 10.1088/0004-637X/790/2/152. [Cité page 67.]
- Barwick, S. W. et al. Measurements of the Cosmic-Ray Positron Fraction from 1 to 50 GeV. *ApJ*, 482(2) :L191–L194, Jun 1997. doi : 10.1086/310706. [Cité page 55.]
- Basu, S. , Johnstone, D. , et Martin, P. G. . Dynamical Evolution and Ionization Structure of an Expanding Superbubble : Application to W4. *ApJ*, 516(2) :843–862, May 1999. doi : 10.1086/307125. [Cité page 69.]

- Beck, R. . Magnetic fields in spiral galaxies. *A&A Rev.*, 24 :4, Dec 2015. doi : 10.1007/s00159-015-0084-4. [Cité page 24.]
- Beck, R. et Krause, M. . Revised equipartition and minimum energy formula for magnetic field strength estimates from radio synchrotron observations. *Astronomische Nachrichten*, 326(6) :414–427, Jul 2005. doi : 10.1002/asna.200510366. [Cité page 25.]
- Bell, A. R. . The acceleration of cosmic rays in shock fronts - I. *MNRAS*, 182 :147–156, Jan 1978. doi : 10.1093/mnras/182.2.147. [Cité page 42.]
- Bell, A. R. . Turbulent amplification of magnetic field and diffusive shock acceleration of cosmic rays. *MNRAS*, 353(2) :550–558, Sep 2004. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.08097.x. [Cité pages 44 et 50.]
- Bell, T. A. et al. Molecular line intensities as measures of cloud masses - I. Sensitivity of CO emissions to physical parameter variations. *MNRAS*, 371(4) :1865–1872, Oct 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10817.x. [Cité page 16.]
- Berezhko, E. G. et Ellison, D. C. . A Simple Model of Nonlinear Diffusive Shock Acceleration. *ApJ*, 526(1) :385–399, Nov 1999. doi : 10.1086/307993. [Cité page 44.]
- Bergin, E. A. , Langer, W. D. , et Goldsmith, P. F. . Gas-Phase Chemistry in Dense Interstellar Clouds Including Grain Surface Molecular Depletion and Desorption. *ApJ*, 441 :222, Mar 1995. doi : 10.1086/175351. [Cité page 15.]
- Bergström, L. , Bringmann, T. , et Edsjö, J. . New positron spectral features from supersymmetric dark matter : A way to explain the PAMELA data ? *Phys. Rev. D*, 78(10) :103520, Nov 2008. doi : 10.1103/PhysRevD.78.103520. [Cité page 55.]
- Berkhuijsen, E. M. , Mitra, D. , et Mueller, P. . Filling factors and scale heights of the diffuse ionized gas in the Milky Way. *Astronomische Nachrichten*, 327(1) :82–96, Jan 2006. doi : 10.1002/asna.200510488. [Cité page 30.]
- Berlanas, S. R. et al. New massive members of Cygnus OB2. *A&A*, 612 :A50, Apr 2018a. doi : 10.1051/0004-6361/201731856. [Cité page 65.]
- Berlanas, S. R. et al. Oxygen and silicon abundances in Cygnus OB2. Chemical homogeneity in a sample of OB slow rotators. *A&A*, 620 :A56, Nov 2018b. doi : 10.1051/0004-6361/201833989. [Cité page 65.]
- Berlanas, S. R. et al. Disentangling the spatial substructure of Cygnus OB2 from Gaia DR2. *MNRAS*, 484(2) :1838–1842, Apr 2019. doi : 10.1093/mnras/stz117. [Cité pages 65 et 117.]
- Beuermann, K. , Kanbach, G. , et Berkhuijsen, E. M. . Radio structure of the Galaxy : thick disk and thin disk at 408 MHz. *A&A*, 153 :17–34, Dec 1985. [Cité page 41.]
- Binns, W. R. et al. OB Associations, Wolf Rayet Stars, and the Origin of Galactic Cosmic Rays. *Space Sci. Rev.*, 130(1-4) :439–449, Jun 2007. doi : 10.1007/s11214-007-9195-1. [Cité pages 59 et 65.]
- Blaauw, A. . The O Associations in the Solar Neighborhood. *ARA&A*, 2 :213, Jan 1964. doi : 10.1146/annurev.aa.02.090164.001241. [Cité page 68.]
- Blaauw, A. . OB Associations and the Fossil Record of Star Formation. In Lada, C. J. et Kylafis, N. D. , editors, *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, volume 342, page 125, Jan 1991. [Cité page 60.]

- Blandford, R. D. et Ostriker, J. P. . Particle acceleration by astrophysical shocks. *ApJ*, 221 :L29–L32, Apr 1978. doi : 10.1086/182658. [Cité page 42.]
- Blasi, P. . Origin of the Positron Excess in Cosmic Rays. *Phys. Rev. Lett.*, 103(5) : 051104, Jul 2009. doi : 10.1103/PhysRevLett.103.051104. [Cité page 55.]
- Blasi, P. . The origin of galactic cosmic rays. *A&A Rev.*, 21 :70, Nov 2013. doi : 10.1007/s00159-013-0070-7. [Cité page 50.]
- Blasi, P. , Amato, E. , et Serpico, P. D. . Spectral Breaks as a Signature of Cosmic Ray Induced Turbulence in the Galaxy. *Phys. Rev. Lett.*, 109(6) :061101, Aug 2012. doi : 10.1103/PhysRevLett.109.061101. [Cité page 54.]
- Bolatto, A. D. , Wolfire, M. , et Leroy, A. K. . The CO-to-H₂ Conversion Factor. *ARA&A*, 51(1) :207–268, Aug 2013. doi : 10.1146/annurev-astro-082812-140944. [Cité pages 15 et 23.]
- Boschini, M. J. et al. HelMod in the Works : From Direct Observations to the Local Interstellar Spectrum of Cosmic-Ray Electrons. *ApJ*, 854(2) :94, Feb 2018. doi : 10.3847/1538-4357/aaa75e. [Cité page 42.]
- Boulanger, F. et Perault, M. . Diffuse Infrared Emission from the Galaxy. I. Solar Neighborhood. *ApJ*, 330 :964, Jul 1988. doi : 10.1086/166526. [Cité page 22.]
- Bouy, H. et Alves, J. . Cosmography of OB stars in the solar neighbourhood. *A&A*, 584 :A26, Dec. 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201527058. [Cité pages 69, 71 et 116.]
- Bouy, H. et al. Orion revisited. II. The foreground population to Orion A. *A&A*, 564 : A29, Apr 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201323191. [Cité pages 68 et 70.]
- Braginskii, S. I. . Transport Processes in a Plasma. *Reviews of Plasma Physics*, 1 :205, Jan 1965. [Cité page 62.]
- Briceño, C. et al. 25 Orionis : A Kinematically Distinct 10 Myr Old Group in Orion OB1a. *ApJ*, 661(2) :1119–1128, Jun 2007. doi : 10.1086/513087. [Cité page 68.]
- Burger, R. A. , Potgieter, M. S. , et Heber, B. . Rigidity dependence of cosmic ray proton latitudinal gradients measured by the Ulysses spacecraft : Implications for the diffusion tensor. *J. Geophys. Res.*, 105(A12) :27447–27456, Dec 2000. doi : 10.1029/2000JA000153. [Cité page 48.]
- Burlaga, L. F. et al. Evidence for a Shock in Interstellar Plasma : Voyager 1. *ApJ*, 778 (1) :L3, Nov 2013. doi : 10.1088/2041-8205/778/1/L3. [Cité page 30.]
- Burn, B. J. . On the depolarization of discrete radio sources by Faraday dispersion. *MNRAS*, 133 :67, Jan 1966. doi : 10.1093/mnras/133.1.67. [Cité page 26.]
- Burrows, D. N. et al. A Multiwavelength Study of the Eridanus Soft X-Ray Enhancement. *ApJ*, 406 :97, Mar 1993. doi : 10.1086/172423. [Cité page 69.]
- Burton, W. B. et al. The overall distribution of carbon monoxide in the plane of the Galaxy. *ApJ*, 202 :30–49, Nov 1975. doi : 10.1086/153950. [Cité page 13.]
- Bykov, A. M. . Particle Acceleration and Nonthermal Phenomena in Superbubbles. *Space Sci. Rev.*, 99 :317–326, Oct 2001. [Cité pages 59, 63 et 64.]

- Bykov, A. M. . Nonthermal particles and photons in starburst regions and superbubbles. *A&A Rev.*, 22 :77, Nov 2014. doi : 10.1007/s00159-014-0077-8. [Cité page 59.]
- Bykov, A. M. et Fleishman, G. D. . On non-thermal particle generation in superbubbles. *MNRAS*, 255 :269–275, Mar 1992. doi : 10.1093/mnras/255.2.269. [Cité pages 59 et 63.]
- Bykov, A. M. et Toptygin, I. N. . The theory of particle acceleration in astrophysical objects containing shock waves and turbulent plasma motions. *Journal of Geophysics Zeitschrift Geophysik*, 50(3) :221–226, Jan 1982. [Cité page 51.]
- Bykov, A. M. et Toptygin, I. N. . A Model of Particle Acceleration to High Energies by Multiple Supernova Explosions in OB Associations. *Astronomy Letters*, 27(10) : 625–633, Oct 2001. doi : 10.1134/1.1404456. [Cité pages 63 et 64.]
- Bykov, A. M. et al. Ultrahard spectra of PeV neutrinos from supernovae in compact star clusters. *MNRAS*, 453(1) :113–121, Oct 2015. doi : 10.1093/mnras/stv1606. [Cité page 63.]
- Bykov, A. M. , Ellison, D. C. , et Osipov, S. M. . Nonlinear Monte Carlo model of superdiffusive shock acceleration with magnetic field amplification. *Phys. Rev. E*, 95(3) :033207, Mar 2017. doi : 10.1103/PhysRevE.95.033207. [Cité page 44.]
- Cabral, B. et Leedom, L. C. . Imaging Vector Fields Using Line Integral Convolution. In *Special Interest Group on GRAPHics and Interactive Techniques Proc.*, page 263, Aug. 1993. [Cité page 28.]
- Cardillo, M. et al. The Orion Region : Evidence of enhanced cosmic-ray density in a stellar wind forward shock interaction with a high density shell. *A&A*, 622 :A57, Feb 2019. doi : 10.1051/0004-6361/201833651. [Cité page 71.]
- Carruthers, G. R. . Rocket Observation of Interstellar Molecular Hydrogen. *ApJ*, 161 :L81, Aug 1970. doi : 10.1086/180575. [Cité page 13.]
- Casandjian, J.-M. . Diffuse galactic radiation. In Aharonian, F. A. , Hofmann, W. , et Rieger, F. M. , editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1505 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 37–45, Dec 2012. doi : 10.1063/1.4772218. [Cité page 36.]
- Casandjian, J.-M. . Local H i Emissivity Measured with Fermi-LAT and Implications for Cosmic-Ray Spectra. *The Astrophysical Journal*, 806(2) :240, Jun 2015. doi : 10.1088/0004-637X/806/2/240. [Cité pages 35, 36, 42, 71 et 72.]
- Casandjian, J. M. et Grenier, I. A. . A revised catalogue of EGRET γ -ray sources. *Astronomy and Astrophysics*, 489(2) :849–883, Oct 2008. doi : 10.1051/0004-6361:200809685. [Cité page 32.]
- Cash, W. . Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio. *ApJ*, 228 :939–947, Mar 1979. doi : 10.1086/156922. [Cité page 8.]
- Cash, W. et al. The X-ray superbubble in Cygnus. *ApJ*, 238 :L71–L76, Jun 1980. doi : 10.1086/183261. [Cité page 65.]
- Cassam-Chenaï, G. et al. Morphological Evidence for Azimuthal Variations of the Cosmic-Ray Ion Acceleration at the Blast Wave of SN 1006. *ApJ*, 680(2) :1180–1197, Jun 2008. doi : 10.1086/588015. [Cité page 45.]

- Cerri, S. S. et al. A signature of anisotropic cosmic-ray transport in the gamma-ray sky. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2017(10) :019, Oct 2017. doi : 10.1088/1475-7516/2017/10/019. [Cité page 57.]
- Cesarsky, C. J., Casse, M., et Paul, J. A. . Cosmic rays, spiral structure and molecular clouds in the Galaxy. *Astronomy and Astrophysics*, 60(1) :139–145, Aug 1977. [Cité page 31.]
- Chandran, B. D. G. . Confinement and Isotropization of Galactic Cosmic Rays by Molecular-Cloud Magnetic Mirrors When Turbulent Scattering Is Weak. *ApJ*, 529 (1) :513–535, Jan 2000. doi : 10.1086/308232. [Cité page 49.]
- Chandrasekhar, S. et Fermi, E. . Magnetic Fields in Spiral Arms. *ApJ*, 118 :113, Jul 1953. doi : 10.1086/145731. [Cité page 28.]
- Cherenkov Telescope Array Consortium et al. *Science with the Cherenkov Telescope Array*. 2019. doi : 10.1142/10986. [Cité page 118.]
- Chieffi, A. et Limongi, M. . Pre-supernova Evolution of Rotating Solar Metallicity Stars in the Mass Range 13-120 $M_{\odot}$ and their Explosive Yields. *ApJ*, 764(1) :21, Feb 2013. doi : 10.1088/0004-637X/764/1/21. [Cité page 59.]
- Cho, J. et Yoo, H. . A Technique for Constraining the Driving Scale of Turbulence and a Modified Chandrasekhar-Fermi Method. *ApJ*, 821(1) :21, Apr 2016. doi : 10.3847/0004-637X/821/1/21. [Cité pages 29 et 117.]
- Chu, Y. H., Gruendl, R. A., et Guerrero, M. A. . An Inside-Out View of Bubbles. In Arthur, J. et Henney, W. J., editors, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, volume 15 of *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, pages 62–67, Jan 2003. [Cité page 62.]
- Clark, G. W., Garmire, G. P., et Kraushaar, W. L. . Observation of High-Energy Cosmic Gamma Rays. *The Astrophysical Journal*, 153 :L203, Sep 1968. doi : 10.1086/180252. [Cité page 31.]
- Combet, C. et al. Spallation-dominated propagation of heavy cosmic rays and the Local Interstellar Medium (LISM). *A&A*, 435(1) :151–160, May 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20042459. [Cité page 53.]
- Comerón, F. et Pasquali, A. . New members of the massive stellar population in Cygnus. *A&A*, 543 :A101, Jul 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201219022. [Cité page 65.]
- Comerón, F. et al. Red supergiants and the past of Cygnus OB2. *A&A*, 586 :A46, Feb 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527517. [Cité page 65.]
- Corti, C. et al. Solar Modulation of the Local Interstellar Spectrum with Voyager 1, AMS-02, PAMELA, and BESS. *ApJ*, 829(1) :8, Sep 2016. doi : 10.3847/0004-637X/829/1/8. [Cité page 42.]
- Cowie, L. L. et McKee, C. F. . The evaporation of spherical clouds in a hot gas. I. Classical and saturated mass loss rates. *ApJ*, 211 :135–146, Jan 1977. doi : 10.1086/154911. [Cité page 62.]
- Cowsik, R. et Burch, B. . Positron fraction in cosmic rays and models of cosmic-ray propagation. *Phys. Rev. D*, 82(2) :023009, Jul 2010. doi : 10.1103/PhysRevD.82.023009. [Cité page 55.]

- Crutcher, R. M. . Magnetic Fields in Molecular Clouds : Observations Confront Theory. *ApJ*, 520(2) :706–713, Aug 1999. doi : 10.1086/307483. [Cité page 30.]
- Crutcher, R. M. et al. Magnetic Fields in Interstellar Clouds from Zeeman Observations : Inference of Total Field Strengths by Bayesian Analysis. *ApJ*, 725(1) : 466–479, Dec 2010. doi : 10.1088/0004-637X/725/1/466. [Cité pages 30 et 31.]
- Dame, T. M. , Hartmann, D. , et Thaddeus, P. . The Milky Way in Molecular Clouds : A New Complete CO Survey. *ApJ*, 547(2) :792–813, Feb 2001. doi : 10.1086/318388. [Cité pages 16, 17 et 18.]
- D’Angelo, M. , Blasi, P. , et Amato, E. . Grammage of cosmic rays around Galactic supernova remnants. *Phys. Rev. D*, 94(8) :083003, Oct 2016. doi : 10.1103/PhysRevD.94.083003. [Cité page 53.]
- Davis, Leverett, J. et Greenstein, J. L. . The Polarization of Starlight by Aligned Dust Grains. *ApJ*, 114 :206, Sep 1951. doi : 10.1086/145464. [Cité pages 27 et 28.]
- Davis, L. . The Strength of Interstellar Magnetic Fields. *Physical Review*, 81(5) :890–891, Mar 1951. doi : 10.1103/PhysRev.81.890.2. [Cité page 28.]
- Dawson, J. R. et al. A Young Giant Molecular Cloud Formed at the Interface of Two Colliding Supershells : Observations Meet Simulations. *ApJ*, 799(1) :64, Jan 2015. doi : 10.1088/0004-637X/799/1/64. [Cité page 62.]
- Daylan, T. et al. The characterization of the gamma-ray signal from the central Milky Way : A case for annihilating dark matter. *Physics of the Dark Universe*, 12 :1–23, Jun 2016. doi : 10.1016/j.dark.2015.12.005. [Cité page 33.]
- De Angelis, A. , Giglietto, N. , et Stramaglia, S. . Domenico Pacini, the forgotten pioneer of the discovery of cosmic rays. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1002.2888, Feb 2010. [Cité page 39.]
- de Angelis, A. et al. Science with e-ASTROGAM. A space mission for MeV-GeV gamma-ray astrophysics. *Journal of High Energy Astrophysics*, 19 :1–106, Aug 2018. doi : 10.1016/j.jheap.2018.07.001. [Cité page 119.]
- Desiati, P. et Zweibel, E. G. . The Transport of Cosmic Rays Across Magnetic Field-lines. *ApJ*, 791(1) :51, Aug 2014. doi : 10.1088/0004-637X/791/1/51. [Cité page 48.]
- Di Sciascio, G. et LHAASO Collaboration. The LHAASO experiment : From Gamma-Ray Astronomy to Cosmic Rays. *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, 279 :166–173, Oct 2016. doi : 10.1016/j.nuclphysbps.2016.10.024. [Cité page 118.]
- Dickman, R. L. . A survey of carbon monoxide emission in dark clouds. *ApJ*, 202 : 50–57, Nov 1975. doi : 10.1086/153951. [Cité page 16.]
- Digel, S. W. et al. EGRET Observations of Monoceros : Diffuse Gamma-Ray Emission in the Outer Galaxy. *ApJ*, 555(1) :12–22, Jul 2001. doi : 10.1086/321446. [Cité page 55.]
- Dolan, C. J. et Mathieu, R. D. . A WIYN Lithium Survey for Young Stars in the λ Orionis Star-Forming Region. *AJ*, 118(5) :2409–2423, Nov 1999. doi : 10.1086/301075. [Cité page 69.]
- Dolginov, A. Z. et Mitrofanov, I. G. . Orientation of Cosmic Dust Grains. *Ap&SS*, 43 (2) :291–317, Sep 1976. doi : 10.1007/BF00640010. [Cité page 27.]

- Donato, F. , Maurin, D. , et Taillet, R. . beta -radioactive cosmic rays in a diffusion model : Test for a local bubble? *A&A*, 381 :539–559, Jan 2002. doi : 10.1051/0004-6361:20011447. [Cité page 53.]
- Dorfi, E. A. et Breitschwerdt, D. . Time-dependent galactic winds. I. Structure and evolution of galactic outflows accompanied by cosmic ray acceleration. *A&A*, 540 : A77, Apr 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201118082. [Cité page 50.]
- Draine, B. T. . Interstellar Dust Grains. *ARA&A*, 41 :241–289, Jan 2003. doi : 10.1146/annurev.astro.41.011802.094840. [Cité pages 11 et 22.]
- Drury, L. O. . REVIEW ARTICLE : An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas. *Reports on Progress in Physics*, 46(8) :973–1027, Aug 1983. doi : 10.1088/0034-4885/46/8/002. [Cité page 48.]
- Drury, L. O. C. et Strong, A. W. . Power requirements for cosmic ray propagation models involving diffusive reacceleration; estimates and implications for the damping of interstellar turbulence. *A&A*, 597 :A117, Jan 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201629526. [Cité page 53.]
- Dubois, Y. et Commerçon, B. . An implicit scheme for solving the anisotropic diffusion of heat and cosmic rays in the RAMSES code. *A&A*, 585 :A138, Jan 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527126. [Cité page 52.]
- Dwyer, J. R. et al. Perpendicular Transport of Low-Energy Corotating Interaction Region-associated Nuclei. *ApJ*, 490(1) :L115–L118, Nov 1997. doi : 10.1086/311003. [Cité page 48.]
- Désert, F. X. , Bazell, D. , et Boulanger, F. . An All-Sky Search for Molecular Cirrus Clouds. *ApJ*, 334 :815, Nov 1988. doi : 10.1086/166879. [Cité page 16.]
- El-Badry, K. et al. Evolution of supernovae-driven superbubbles with conduction and cooling. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1902.09547, Feb 2019. [Cité page 62.]
- Elmegreen, B. G. et Scalo, J. . Interstellar Turbulence I : Observations and Processes. *ARA&A*, 42(1) :211–273, Sep 2004. doi : 10.1146/annurev.astro.41.011802.094859. [Cité page 48.]
- Erlykin, A. D. et Wolfendale, A. W. . The spectral shapes of hydrogen and helium nuclei in cosmic rays. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 42(7) :075201, Jul 2015. doi : 10.1088/0954-3899/42/7/075201. [Cité page 54.]
- Everett, J. E. et al. The Milky Way’s Kiloparsec-Scale Wind : A Hybrid Cosmic-Ray and Thermally Driven Outflow. *ApJ*, 674(1) :258–270, Feb 2008. doi : 10.1086/524766. [Cité page 50.]
- Evoli, C. et Yan, H. . Cosmic Ray Propagation in Galactic Turbulence. *ApJ*, 782(1) : 36, Feb 2014. doi : 10.1088/0004-637X/782/1/36. [Cité page 52.]
- Evoli, C. et al. Common Solution to the Cosmic Ray Anisotropy and Gradient Problems. *Phys. Rev. Lett.*, 108(21) :211102, May 2012. doi : 10.1103/PhysRevLett.108.211102. [Cité page 57.]
- Evoli, C. , Gaggero, D. , et Grasso, D. . Secondary antiprotons as a Galactic Dark Matter probe. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2015(12) :039, Dec 2015. doi : 10.1088/1475-7516/2015/12/039. [Cité page 55.]

- Evoli, C. et al. Origin of the Cosmic Ray Galactic Halo Driven by Advected Turbulence and Self-Generated Waves. *Phys. Rev. Lett.*, 121(2) :021102, Jul 2018. doi : 10.1103/PhysRevLett.121.021102. [Cité pages 52, 54 et 55.]
- Ewen, H. I. et Purcell, E. M. . Observation of a Line in the Galactic Radio Spectrum : Radiation from Galactic Hydrogen at 1,420 Mc./sec. *Nature*, 168(4270) :356, Sep 1951. doi : 10.1038/168356a0. [Cité page 12.]
- Falgarone, E. et Puget, J. L. . Long Term Support and Gravitational Stability of Molecular Clouds. In Pudritz, R. E. et Fich, M. , editors, *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, volume 232, page 195, Jan 1988. doi : 10.1007/978-94-009-2973-9_10. [Cité page 120.]
- Falgarone, E. et al. CN Zeeman measurements in star formation regions. *A&A*, 487 (1) :247–252, Aug 2008. doi : 10.1051/0004-6361:200809577. [Cité page 30.]
- Fermi, E. . On the Origin of the Cosmic Radiation. *Physical Review*, 75(8) :1169–1174, Apr 1949. doi : 10.1103/PhysRev.75.1169. [Cité page 42.]
- Fermi-LAT Collaboration. Fermi-LAT observations of the LIGO/Virgo event GW170817. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1710.05450, Oct 2017. [Cité page 33.]
- Fermi-LAT Collaboration et al. A gamma-ray determination of the Universe’s star formation history. *Science*, 362(6418) :1031–1034, Nov 2018. doi : 10.1126/science.aat8123. [Cité page 33.]
- Ferrand, G. et Marcowith, A. . On the shape of the spectrum of cosmic rays accelerated inside superbubbles. *A&A*, 510 :A101, Feb 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200913520. [Cité page 63.]
- Ferreira, S. E. S. et al. Modulation of Jovian and galactic electrons in the heliosphere : 2. Radial transport of a few MeV electrons. *J. Geophys. Res.*, 106(A12) :29313–29322, Dec 2001. doi : 10.1029/2001JA000170. [Cité page 48.]
- Ferrière, K. M. . The interstellar environment of our galaxy. *Reviews of Modern Physics*, 73(4) :1031–1066, Oct 2001. doi : 10.1103/RevModPhys.73.1031. [Cité page 11.]
- Ferriere, K. M. , Mac Low, M.-M. , et Zweibel, E. G. . Expansion of a Superbubble in a Uniform Magnetic Field. *ApJ*, 375 :239, Jul 1991. doi : 10.1086/170185. [Cité page 62.]
- Fichtel, C. E. , Simpson, G. A. , et Thompson, D. J. . Diffuse gamma radiation. *The Astrophysical Journal*, 222 :833–849, Jun 1978. doi : 10.1086/156202. [Cité page 31.]
- Finkbeiner, D. P. . A Full-Sky H α Template for Microwave Foreground Prediction. *ApJS*, 146 :407–415, June 2003. doi : 10.1086/374411. [Cité pages 20 et 70.]
- Finkbeiner, D. P. , Davis, M. , et Schlegel, D. J. . Extrapolation of Galactic Dust Emission at 100 Microns to Cosmic Microwave Background Radiation Frequencies Using FIRAS. *ApJ*, 524(2) :867–886, Oct 1999. doi : 10.1086/307852. [Cité page 22.]
- Finke, J. D. et Dermer, C. D. . Cosmic-Ray Electron Evolution in the Supernova Remnant RX J1713.7-3946. *ApJ*, 751(1) :65, May 2012. doi : 10.1088/0004-637X/751/1/65. [Cité page 45.]

- Flagey, N. et al. Evidence for Dust Evolution Within the Taurus Complex from Spitzer Images. *ApJ*, 701(2) :1450–1463, Aug 2009. doi : 10.1088/0004-637X/701/2/1450. [Cité page 22.]
- Fosalba, P. et al. Statistical Properties of Galactic Starlight Polarization. *ApJ*, 564(2) : 762–772, Jan 2002. doi : 10.1086/324297. [Cité page 27.]
- Foster, J. B. et al. Evidence for grain growth in molecular clouds : A Bayesian examination of the extinction law in Perseus. *MNRAS*, 428(2) :1606–1622, Jan 2013. doi : 10.1093/mnras/sts144. [Cité page 21.]
- Gabici, S. et Aharonian, F. A. . Hadronic gamma-rays from RX J1713.7-3946? *MNRAS*, 445 :L70–L73, Nov 2014. doi : 10.1093/mnras/flu132. [Cité page 45.]
- Gaggero, D. et al. Gamma-ray sky points to radial gradients in cosmic-ray transport. *Phys. Rev. D*, 91(8) :083012, Apr 2015. doi : 10.1103/PhysRevD.91.083012. [Cité pages 56 et 57.]
- Gaia Collaboration et al. Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties. *A&A*, 616 :A1, Aug 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201833051. [Cité pages 21 et 65.]
- Gaisser, T. K. , Engel, R. , et Resconi, E. . *Cosmic Rays and Particle Physics*. 2016. [Cité page 53.]
- Génolini, Y. et al. Indications for a High-Rigidity Break in the Cosmic-Ray Diffusion Coefficient. *Phys. Rev. Lett.*, 119(24) :241101, Dec 2017. doi : 10.1103/PhysRevLett.119.241101. [Cité page 54.]
- Gerin, M. et al. Interstellar CH absorption in the diffuse interstellar medium along the sight-lines to G10.6-0.4 (W31C), W49N, and W51. *A&A*, 521 :L16, Oct 2010. doi : 10.1051/0004-6361/201015115. [Cité page 17.]
- Giesen, G. et al. AMS-02 antiprotons, at last! Secondary astrophysical component and immediate implications for Dark Matter. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2015 (9) :023, Sep 2015. doi : 10.1088/1475-7516/2015/09/023. [Cité page 55.]
- Girichidis, P. et al. Cooler and smoother - the impact of cosmic rays on the phase structure of galactic outflows. *MNRAS*, 479(3) :3042–3067, Sep 2018. doi : 10.1093/mnras/sty1653. [Cité page 52.]
- Glover, S. C. O. et Mac Low, M. M. . On the relationship between molecular hydrogen and carbon monoxide abundances in molecular clouds. *MNRAS*, 412(1) : 337–350, Mar 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.17907.x. [Cité page 16.]
- Gold, T. . The alignment of galactic dust. *MNRAS*, 112 :215, Jan 1952. doi : 10.1093/mnras/112.2.215. [Cité page 27.]
- Green, G. M. et al. Galactic reddening in 3D from stellar photometry - an improved map. *MNRAS*, 478(1) :651–666, Jul 2018. doi : 10.1093/mnras/sty1008. [Cité pages 21, 73 et 119.]
- Greisen, K. . End to the Cosmic-Ray Spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, 16(17) :748–750, Apr 1966. doi : 10.1103/PhysRevLett.16.748. [Cité page 40.]

- Grenier, I. A. , Casandjian, J.-M. , et Terrier, R. . Unveiling Extensive Clouds of Dark Gas in the Solar Neighborhood. *Science*, 307(5713) :1292–1295, Feb 2005. doi : 10.1126/science.1106924. [Cité pages 17 et 33.]
- Grenier, I. A. , Black, J. H. , et Strong, A. W. . The Nine Lives of Cosmic Rays in Galaxies. *ARA&A*, 53 :199–246, Aug 2015. doi : 10.1146/annurev-astro-082214-122457. [Cité pages 32, 34, 36 et 67.]
- Guarcello, M. G. et al. Optical Photometric GTC/OSIRIS Observations of the Young Massive Association Cygnus OB2. *ApJS*, 202(2) :19, Oct 2012. doi : 10.1088/0067-0049/202/2/19. [Cité page 65.]
- Gupta, S. et al. Lack of thermal energy in superbubbles : hint of cosmic rays? *MNRAS*, 473(2) :1537–1553, Jan 2018. doi : 10.1093/mnras/stx2427. [Cité page 62.]
- H. E. S. S. Collaboration et al. Revisiting the Westerlund 2 field with the HESS telescope array. *A&A*, 525 :A46, Jan 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201015290. [Cité page 118.]
- H. E. S. S. Collaboration et al. Discovery of VHE emission towards the Carina arm region with the H.E.S.S. telescope array : HESS J1018-589. *A&A*, 541 :A5, May 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201218843. [Cité page 118.]
- H. E. S. S. Collaboration et al. Characterising the VHE diffuse emission in the central 200 parsecs of our Galaxy with H.E.S.S. *A&A*, 612 :A9, Apr 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201730824. [Cité page 118.]
- Hall, J. S. . Observations of the Polarized Light from Stars. *Science*, 109(2825) :166–167, Feb 1949. doi : 10.1126/science.109.2825.166. [Cité page 28.]
- Han, J. L. . Observing Interstellar and Intergalactic Magnetic Fields. *ARA&A*, 55(1) :111–157, Aug 2017. doi : 10.1146/annurev-astro-091916-055221. [Cité page 24.]
- Han, J. L. , Ferriere, K. , et Manchester, R. N. . The Spatial Energy Spectrum of Magnetic Fields in Our Galaxy. *ApJ*, 610(2) :820–826, Aug 2004. doi : 10.1086/421760. [Cité page 30.]
- Han, J. L. et al. Pulsar Rotation Measures and the Large-Scale Structure of the Galactic Magnetic Field. *ApJ*, 642(2) :868–881, May 2006. doi : 10.1086/501444. [Cité page 30.]
- Hanasz, M. et al. The PIERNIK MHD code - a multi-fluid, non-ideal extension of the relaxing-TVD scheme (I). In Goździewski, K. , Niedzielski, A. , et Schneider, J. , editors, *EAS Publications Series*, volume 42 of *EAS Publications Series*, pages 275–280, Apr 2010. doi : 10.1051/eas/1042029. [Cité page 52.]
- Hanson, M. M. . A Study of Cygnus OB2 : Pointing the Way toward Finding Our Galaxy’s Super-Star Clusters. *ApJ*, 597(2) :957–969, Nov 2003. doi : 10.1086/378508. [Cité page 65.]
- Hanusch, A. , Liseykina, T. V. , et Malkov, M. . Acceleration of Cosmic Rays in Supernova Shocks : Elemental Selectivity of the Injection Mechanism. *ApJ*, 872 (1) :108, Feb 2019. doi : 10.3847/1538-4357/aafdae. [Cité page 54.]
- Harper-Clark, E. et Murray, N. . One-Dimensional Dynamical Models of the Carina Nebula Bubble. *ApJ*, 693(2) :1696–1712, Mar 2009. doi : 10.1088/0004-637X/693/2/1696. [Cité page 62.]

- Heiles, C. . A Holistic View of the Magnetic Field in the Eridanus/Orion Region. *ApJS*, 111(1) :245–288, Jul 1997. doi : 10.1086/313010. [Cité page 116.]
- Heiles, C. et Crutcher, R. . *Magnetic Fields in Diffuse HI and Molecular Clouds*, volume 664, page 137. Springer, Berlin, Heidelberg, 2005. doi : 10.1007/11369875_7. [Cité page 25.]
- Heiles, C. et Troland, T. H. . The Millennium Arecibo 21 Centimeter Absorption-Line Survey. III. Techniques for Spectral Polarization and Results for Stokes V. *ApJS*, 151(2) :271–297, Apr 2004. doi : 10.1086/381753. [Cité page 30.]
- Heiles, C. et Troland, T. H. . The Millennium Arecibo 21 Centimeter Absorption-Line Survey. IV. Statistics of Magnetic Field, Column Density, and Turbulence. *ApJ*, 624 (2) :773–793, May 2005. doi : 10.1086/428896. [Cité page 30.]
- Heiles, C. et al. The interstellar medium : the key component in galactic evolution and modern cosmology. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 19(2) :017, Feb 2019. doi : 10.1088/1674-4527/19/2/17. [Cité page 115.]
- Heyer, M. et Dame, T. M. . Molecular Clouds in the Milky Way. *ARA&A*, 53 :583–629, Aug 2015. doi : 10.1146/annurev-astro-082214-122324. [Cité page 14.]
- HI4PI Collaboration et al. HI4PI : A full-sky H I survey based on EBHIS and GASS. *A&A*, 594 :A116, Oct 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201629178. [Cité page 13.]
- Higdon, J. C. et Lingenfelter, R. E. . OB Associations, Supernova-generated Superbubbles, and the Source of Cosmic Rays. *ApJ*, 628(2) :738–749, Aug 2005. doi : 10.1086/430814. [Cité pages 59 et 60.]
- Higdon, J. C. , Lingenfelter, R. E. , et Ramaty, R. . Cosmic-Ray Acceleration from Supernova Ejecta in Superbubbles. *ApJ*, 509(1) :L33–L36, Dec 1998. doi : 10.1086/311757. [Cité page 59.]
- Hildebrand, R. H. et al. Dispersion of Magnetic Fields in Molecular Clouds. I. *ApJ*, 696(1) :567–573, May 2009. doi : 10.1088/0004-637X/696/1/567. [Cité pages 29 et 117.]
- Hiltner, W. A. . Polarization of Light from Distant Stars by Interstellar Medium. *Science*, 109(2825) :165, Feb 1949. doi : 10.1126/science.109.2825.165. [Cité page 28.]
- Hoang, T. et Lazarian, A. . Radiative torque alignment : essential physical processes. *MNRAS*, 388(1) :117–143, Jul 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13249.x. [Cité page 27.]
- Hollenbach, D. et Salpeter, E. E. . Surface Recombination of Hydrogen Molecules. *ApJ*, 163 :155, Jan 1971. doi : 10.1086/150754. [Cité page 20.]
- Holmes, J. A. . The confinement of galactic cosmic rays by Alfvén waves. *MNRAS*, 170 :251–260, Feb 1975. doi : 10.1093/mnras/170.2.251. [Cité page 49.]
- Houde, M. et al. Dispersion of Magnetic Fields in Molecular Clouds. II. *ApJ*, 706(2) :1504–1516, Dec 2009. doi : 10.1088/0004-637X/706/2/1504. [Cité pages 29 et 117.]
- IceCube Collaboration et al. Neutrino emission from the direction of the blazar TXS 0506+056 prior to the IceCube-170922A alert. *Science*, 361(6398) :147–151, Jul 2018. doi : 10.1126/science.aat2890. [Cité page 41.]

- Ipavich, F. M. . Galactic winds driven by cosmic rays. *ApJ*, 196 :107–120, Feb 1975. doi : 10.1086/153397. [Cité page 50.]
- Ivlev, A. V. et al. Penetration of Cosmic Rays into Dense Molecular Clouds : Role of Diffuse Envelopes. *The Astrophysical Journal*, 855(1) :23, Mar 2018. doi : 10.3847/1538-4357/aaadb9. [Cité page 34.]
- Jogler, T. et Funk, S. . Revealing W51C as a Cosmic Ray Source Using Fermi-LAT Data. *ApJ*, 816(2) :100, Jan 2016. doi : 10.3847/0004-637X/816/2/100. [Cité page 33.]
- Jóhannesson, G. , Porter, T. A. , et Moskalenko, I. V. . Cosmic-Ray Propagation in Light of the Recent Observation of Geminga. *ApJ*, 879(2) :91, Jul 2019. doi : 10.3847/1538-4357/ab258e. [Cité page 52.]
- Johnson, P. G. . Extensive nebulosity and the giant radio loops. *MNRAS*, 184 :727–732, Sept. 1978. doi : 10.1093/mnras/184.4.727. [Cité page 69.]
- Jokipii, J. R. . Cosmic-Ray Propagation. I. Charged Particles in a Random Magnetic Field. *The Astrophysical Journal*, 146 :480, Nov 1966. doi : 10.1086/148912. [Cité page 48.]
- Jones, A. P. et al. The global dust modelling framework THEMIS. *A&A*, 602 :A46, Jun 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201630225. [Cité page 22.]
- Juvela, M. et Montillaud, J. . Allsky NICER and NICEST extinction maps based on the 2MASS near-infrared survey. *A&A*, 585 :A38, Jan 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201425112. [Cité page 21.]
- Kachelriess, M. et Semikoz, D. V. . Cosmic Ray Models. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1904.08160, Apr 2019. [Cité page 40.]
- Kachelriess, M. , Moskalenko, I. V. , et Ostapchenko, S. S. . Nuclear Enhancement of the Photon Yield in Cosmic Ray Interactions. *ApJ*, 789(2) :136, Jul 2014. doi : 10.1088/0004-637X/789/2/136. [Cité page 33.]
- Kamae, T. et al. Parameterization of γ , $e^{+/-}$, and Neutrino Spectra Produced by p-p Interaction in Astronomical Environments. *ApJ*, 647(1) :692–708, Aug 2006. doi : 10.1086/505189. [Cité page 42.]
- Kim, C.-G. , Ostriker, E. C. , et Raileanu, R. . Superbubbles in the Multiphase ISM and the Loading of Galactic Winds. *ApJ*, 834(1) :25, Jan 2017. doi : 10.3847/1538-4357/834/1/25. [Cité pages 60, 61, 62 et 116.]
- Kiminki, D. C. et al. A Radial Velocity Survey of the Cyg OB2 Association. *ApJ*, 664 (2) :1102–1120, Aug 2007. doi : 10.1086/513709. [Cité page 65.]
- Kissmann, R. . PICARD : A novel code for the Galactic Cosmic Ray propagation problem. *Astroparticle Physics*, 55 :37–50, Mar 2014. doi : 10.1016/j.astropartphys.2014.02.002. [Cité page 52.]
- Knödseder, J. . Cygnus OB2 - a young globular cluster in the Milky Way. *A&A*, 360 :539–548, Aug 2000. [Cité page 65.]
- Köhler, M. , Ysard, N. , et Jones, A. P. . Dust evolution in the transition towards the denser ISM : impact on dust temperature, opacity, and spectral index. *A&A*, 579 : A15, Jul 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201525646. [Cité pages 21 et 22.]

- Kolmogorov, A. . The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds' Numbers. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 30 :301–305, Jan 1941. [Cité page 47.]
- Kompaneets, A. S. . A Point Explosion in an Inhomogeneous Atmosphere. *Soviet Physics Doklady*, 5 :46, Jul 1960. [Cité page 69.]
- Koyama, K. et al. Evidence for shock acceleration of high-energy electrons in the supernova remnant SN1006. *Nature*, 378(6554) :255–258, Nov 1995. doi : 10.1038/378255a0. [Cité page 45.]
- Koyama, K. et al. 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–L11, Jun 1997. doi : 10.1093/pasj/49.3.L7. [Cité page 45.]
- Kraichnan, R. H. . Inertial-Range Spectrum of Hydromagnetic Turbulence. *Physics of Fluids*, 8(7) :1385–1387, Jul 1965. doi : 10.1063/1.1761412. [Cité page 47.]
- Krause, M. et al. Feedback by massive stars and the emergence of superbubbles. I. Energy efficiency and Vishniac instabilities. *A&A*, 550 :A49, Feb 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201220060. [Cité pages 60 et 61.]
- Krause, M. et al. Feedback by massive stars and the emergence of superbubbles. II. X-ray properties. *A&A*, 566 :A94, Jun 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201423871. [Cité page 60.]
- Krymskii, G. F. . A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 234 :1306–1308, Jun 1977. [Cité page 42.]
- Kubiak, K. et al. Orion revisited. III. The Orion Belt population. *A&A*, 598 :A124, Feb 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201628920. [Cité pages 68 et 116.]
- Kulsrud, R. et Pearce, W. P. . The Effect of Wave-Particle Interactions on the Propagation of Cosmic Rays. *ApJ*, 156 :445, May 1969. doi : 10.1086/149981. [Cité page 49.]
- Lallement, R. et al. 3D maps of the local ISM from inversion of individual color excess measurements. *A&A*, 561 :A91, Jan 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201322032. [Cité page 68.]
- Lallement, R. et al. Three-dimensional maps of interstellar dust in the Local Arm : using Gaia, 2MASS, and APOGEE-DR14. *A&A*, 616 :A132, Sep 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201832832. [Cité page 69.]
- Landecker, T. L. , Roger, R. S. , et Higgs, L. A. . Atomic hydrogen in a field in Cygnus X containing the supernova remnant G78.2+2.1. *A&AS*, 39 :133–151, Feb 1980. [Cité page 66.]
- Lebrun, F. et al. Gamma-rays from atomic and molecular gas in the first galactic quadrant. *ApJ*, 274 :231–236, Nov 1983a. doi : 10.1086/161440. [Cité pages 15 et 36.]
- Lebrun, F. et al. Gamma-rays from atomic and molecular gas in the first galactic quadrant. *The Astrophysical Journal*, 274 :231–236, Nov 1983b. doi : 10.1086/161440. [Cité page 31.]

- Lee, M. A. et Völk, H. J. . Damping and Non-Linear Wave-Particle Interactions of Alfvén-Waves in the Solar Wind. *Astrophysics and Space Science*, 24(1) :31–49, Sep 1973. doi : 10.1007/BF00648673. [Cité page 49.]
- Leger, A. et Puget, J. L. . Identification of the “unidentified” IR emission features of interstellar dust? *A&A*, 500 :279–282, Aug 1984. [Cité page 20.]
- Levrier, F. et al. UV-driven chemistry in simulations of the interstellar medium. I. Post-processed chemistry with the Meudon PDR code. *A&A*, 544 :A22, Aug 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201218865. [Cité page 16.]
- Li, D. et al. Where is OH and Does It Trace the Dark Molecular Gas (DMG)? *ApJS*, 235(1) :1, Mar 2018. doi : 10.3847/1538-4365/aaa762. [Cité page 17.]
- Lin, Y. C. et al. EGRET Observations of the Region to the South of B = -30 degrees in Phase 1 and Phase 2 of the Compton Gamma Ray Observatory Viewing Program. *ApJS*, 105 :331, Aug 1996. doi : 10.1086/192316. [Cité page 41.]
- Lingenfelter, R. E. . Cosmic rays from supernova remnants and superbubbles. *Advances in Space Research*, 62(10) :2750–2763, Nov 2018. doi : 10.1016/j.asr.2017.04.006. [Cité page 66.]
- Liszt, H. , Gerin, M. , et Grenier, I. . Molecular gas and dark neutral medium in the outskirts of Chamaeleon. *A&A*, 617 :A54, Sep 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201833167. [Cité page 17.]
- Liszt, H. , Gerin, M. , et Grenier, I. . Standing in the shadow of dark gas : ALMA observations of absorption from dark CO in the molecular dark neutral medium of Chamaeleon. *A&A*, 627 :A95, Jul 2019. doi : 10.1051/0004-6361/201935436. [Cité pages 17 et 121.]
- Liszt, H. S. , Pety, J. , et Lucas, R. . The CO luminosity and CO-H₂ conversion factor of diffuse ISM : does CO emission trace dense molecular gas? *A&A*, 518 :A45, Jul 2010. doi : 10.1051/0004-6361/201014510. [Cité page 16.]
- Liszt, H. S. et al. HCO, c-C₃H and CF⁺ : three new molecules in diffuse, translucent and “spiral-arm” clouds. *A&A*, 564 :A64, Apr 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201323320. [Cité page 17.]
- Mac Low, M.-M. et McCray, R. . Superbubbles in Disk Galaxies. *ApJ*, 324 :776, Jan 1988. doi : 10.1086/165936. [Cité page 59.]
- Maeder, A. et al. The basic role of magnetic fields in stellar evolution. In Strassmeier, K. G. , Kosovichev, A. G. , et Beckman, J. E. , editors, *Cosmic Magnetic Fields : From Planets, to Stars and Galaxies*, volume 259 of *IAU Symposium*, pages 311–322, Apr 2009. doi : 10.1017/S1743921309030671. [Cité page 59.]
- Malkov, M. A. , Diamond, P. H. , et Sagdeev, R. Z. . Proton-Helium Spectral Anomaly as a Signature of Cosmic Ray Accelerator. *Phys. Rev. Lett.*, 108(8) :081104, Feb 2012. doi : 10.1103/PhysRevLett.108.081104. [Cité page 54.]
- Malkov, M. A. et al. Analytic Solution for Self-regulated Collective Escape of Cosmic Rays from Their Acceleration Sites. *ApJ*, 768(1) :73, May 2013. doi : 10.1088/0004-637X/768/1/73. [Cité pages 46 et 53.]

- Marchili, N. et al. A new gamma-ray source unveiled by AGILE in the region of Orion. *A&A*, 615 :A82, Jul 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201732333. [Cité page 71.]
- Marshall, D. J. et al. Modelling the Galactic interstellar extinction distribution in three dimensions. *A&A*, 453(2) :635–651, Jul 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20053842. [Cité page 21.]
- Matthews, J. H. et al. Amplification of perpendicular and parallel magnetic fields by cosmic ray currents. *MNRAS*, 469(2) :1849–1860, Aug 2017. doi : 10.1093/mnras/stx905. [Cité page 44.]
- Maurin, D. . USINE : semi-analytical models for Galactic cosmic-ray propagation. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1807.02968, Jul 2018. [Cité page 52.]
- Maurin, D. , Putze, A. , et Derome, L. . Systematic uncertainties on the cosmic-ray transport parameters. Is it possible to reconcile B/C data with $\delta = 1/3$ or $\delta = 1/2$? *A&A*, 516 :A67, Jun 2010. doi : 10.1051/0004-6361/201014011. [Cité page 53.]
- Maurin, G. et al. Embedded star clusters as sources of high-energy cosmic rays . Modelling and constraints. *A&A*, 591 :A71, Jun 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201628465. [Cité page 42.]
- Mignone, A. et al. A Particle Module for the PLUTO Code. I. An Implementation of the MHD-PIC Equations. *ApJ*, 859(1) :13, May 2018. doi : 10.3847/1538-4357/aabccd. [Cité page 52.]
- Miller, J. A. et Roberts, D. A. . Stochastic Proton Acceleration by Cascading Alfvén Waves in Impulsive Solar Flares. *ApJ*, 452 :912, Oct 1995. doi : 10.1086/176359. [Cité page 49.]
- Mizuno, A. et Fukui, Y. . Physical properties of molecular clouds as revealed by NANTEN CO survey : from the galactic center to the galactic warp. In Clemens, D. , Shah, R. , et Brainerd, T. , editors, *Milky Way Surveys : The Structure and Evolution of our Galaxy*, volume 317 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 59, Dec 2004. [Cité page 18.]
- Moiseev, A. . New Mission Concept : Investigation of the Galactic Center with GalacticCenterExplorer (GalCenEx). In *36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019)*, volume 36 of *International Cosmic Ray Conference*, page 585, Jul 2019. [Cité page 119.]
- Montmerle, T. . On gamma-ray sources, supernova remnants, OB associations, and the origin of cosmic rays. *ApJ*, 231 :95–110, Jul 1979. doi : 10.1086/157166. [Cité page 63.]
- Mori, M. . Nuclear enhancement factor in calculation of Galactic diffuse gamma-rays : A new estimate with DPMJET-3. *Astroparticle Physics*, 31(5) :341–343, Jun 2009. doi : 10.1016/j.astropartphys.2009.03.004. [Cité pages 33 et 42.]
- Morlino, G. et al. Spatial structure of X-ray filaments in SN 1006. *MNRAS*, 405(1) :L21–L25, Jun 2010. doi : 10.1111/j.1745-3933.2010.00851.x. [Cité page 45.]
- Murray, C. E. et al. The 21-SPONGE HI Absorption Survey I : Techniques and Initial Results. *ApJ*, 804(2) :89, May 2015. doi : 10.1088/0004-637X/804/2/89. [Cité page 13.]

- Murray, C. E. et al. Optically Thick H I Does Not Dominate Dark Gas in the Local ISM. *ApJ*, 862(2) :131, Aug 2018. doi : 10.3847/1538-4357/aaccfe. [Cité page 17.]
- Nan, R. et al. The Five-Hundred Aperture Spherical Radio Telescope (fast) Project. *International Journal of Modern Physics D*, 20(6) :989–1024, Jan 2011. doi : 10.1142/S0218271811019335. [Cité page 115.]
- Naranan, S. et al. Soft X-ray emission in Eridanus : an old supernova remnant? *ApJ*, 208 :718–726, Sep 1976. doi : 10.1086/154655. [Cité page 69.]
- Nava, L. et al. Non-linear diffusion of cosmic rays escaping from supernova remnants - I. The effect of neutrals. *MNRAS*, 461(4) :3552–3562, Oct 2016. doi : 10.1093/mnras/stw1592. [Cité page 53.]
- Negueruela, I. et al. New very massive stars in Cygnus OB2. *A&A*, 487(2) :575–581, Aug 2008. doi : 10.1051/0004-6361/200810094. [Cité page 65.]
- Neronov, A. et Meynet, G. . Abundances of ^{59}Co and ^{59}Ni in the cosmic ray flux. *A&A*, 588 :A86, Apr 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527762. [Cité page 65.]
- Neyman, J. et Pearson, E. S. . On the Problem of the Most Efficient Tests of Statistical Hypotheses. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 231 : 289–337, Jan 1933. doi : 10.1098/rsta.1933.0009. [Cité page 9.]
- Nguyen, H. et al. Dust-Gas Scaling Relations and OH Abundance in the Galactic ISM. *The Astrophysical Journal*, 862(1) :49, Jul 2018. doi : 10.3847/1538-4357/aac82b. [Cité page 13.]
- Ntormousi, E. et al. The role of magnetic fields in the structure and interaction of supershells. *A&A*, 599 :A94, Mar 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201629268. [Cité pages 62 et 116.]
- Ochsendorf, B. B. et al. Nested Shells Reveal the Rejuvenation of the Orion-Eridanus Superbubble. *ApJ*, 808(2) :111, Aug 2015. doi : 10.1088/0004-637X/808/2/111. [Cité page 69.]
- Ohira, Y. et Ioka, K. . Cosmic-ray Helium Hardening. *ApJ*, 729(1) :L13, Mar 2011. doi : 10.1088/2041-8205/729/1/L13. [Cité page 54.]
- Ohira, Y. , Kawanaka, N. , et Ioka, K. . Cosmic-ray hardenings in light of AMS-02 data. *Phys. Rev. D*, 93(8) :083001, Apr 2016. doi : 10.1103/PhysRevD.93.083001. [Cité page 65.]
- Ohno, H. et Shibata, S. . The random magnetic field in the Galaxy. *MNRAS*, 262(4) : 953–962, Jun 1993. doi : 10.1093/mnras/262.4.953. [Cité page 30.]
- Onaka, T. et al. Detection of the Mid-Infrared Unidentified Bands in the Diffuse Galactic Emission by IRTS. *PASJ*, 48 :L59–L63, Oct 1996. doi : 10.1093/pasj/48.5. L59. [Cité page 22.]
- Orlando, E. et Strong, A. . Galactic synchrotron emission with cosmic ray propagation models. *MNRAS*, 436(3) :2127–2142, Dec 2013. doi : 10.1093/mnras/stt1718. [Cité page 30.]
- Osterbrock, D. E. . *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*. 1989. [Cité page 18.]

- Ostriker, E. C. , Stone, J. M. , et Gammie, C. F. . Density, Velocity, and Magnetic Field Structure in Turbulent Molecular Cloud Models. *ApJ*, 546(2) :980–1005, Jan 2001. doi : 10.1086/318290. [Cité page 29.]
- Panov, A. D. et al. Energy spectra of abundant nuclei of primary cosmic rays from the data of ATIC-2 experiment : Final results. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences, Physics*, 73(5) :564–567, Jun 2009. doi : 10.3103/S1062873809050098. [Cité page 41.]
- Parizot, E. . Galactic Cosmic Rays and the Light Elements. *Space Sci. Rev.*, 99 :61–71, Oct 2001. [Cité page 64.]
- Parizot, E. et Drury, L. . Superbubbles as the source of (6) Li, Be and B in the early Galaxy. *A&A*, 349 :673–684, Sep 1999. [Cité page 64.]
- Parizot, E. et al. Superbubbles and energetic particles in the Galaxy. I. Collective effects of particle acceleration. *A&A*, 424 :747–760, Sep 2004. doi : 10.1051/0004-6361:20041269. [Cité page 63.]
- Parker, E. N. . The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planet. Space Sci.*, 13(1) :9–49, Jan 1965. doi : 10.1016/0032-0633(65)90131-5. [Cité page 39.]
- Pellizza, L. J. et al. On the local birth place of <ASTROBJ>Geminga</ASTROBJ>. *A&A*, 435(2) :625–630, May 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20042377. [Cité pages 68 et 69.]
- Perez, J. C. et al. On the Energy Spectrum of Strong Magnetohydrodynamic Turbulence. *Physical Review X*, 2(4) :041005, Oct 2012. doi : 10.1103/PhysRevX.2.041005. [Cité page 48.]
- Pfrommer, C. et al. Simulating cosmic ray physics on a moving mesh. *MNRAS*, 465 (4) :4500–4529, Mar 2017. doi : 10.1093/mnras/stw2941. [Cité page 52.]
- Pierre Auger Collaboration et al. Observation of a large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays above 8×10^{18} eV. *Science*, 357(6357) :1266–1270, Sep 2017. doi : 10.1126/science.aan4338. [Cité page 41.]
- Pineda, J. L. et al. A Herschel [C ii] Galactic plane survey. I. The global distribution of ISM gas components. *A&A*, 554 :A103, Jun 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321188. [Cité page 15.]
- Planck Collaboration et al. Planck early results. XXIV. Dust in the diffuse interstellar medium and the Galactic halo. *A&A*, 536 :A24, Dec. 2011a. doi : 10.1051/0004-6361/201116485. [Cité page 18.]
- Planck Collaboration et al. Planck early results. XIX. All-sky temperature and dust optical depth from Planck and IRAS. Constraints on the “dark gas” in our Galaxy. *A&A*, 536 :A19, Dec 2011b. doi : 10.1051/0004-6361/201116479. [Cité pages 16 et 23.]
- Planck Collaboration et al. Planck 2013 results. XI. All-sky model of thermal dust emission. *A&A*, 571 :A11, Nov 2014a. doi : 10.1051/0004-6361/201323195. [Cité pages 32 et 122.]

- Planck Collaboration et al. Planck intermediate results. XVII. Emission of dust in the diffuse interstellar medium from the far-infrared to microwave frequencies. *A&A*, 566 :A55, June 2014b. doi : 10.1051/0004-6361/201323270. [Cité page 23.]
- Planck Collaboration et al. Planck intermediate results. XIX. An overview of the polarized thermal emission from Galactic dust. *A&A*, 576 :A104, Apr 2015a. doi : 10.1051/0004-6361/201424082. [Cité page 28.]
- Planck Collaboration et al. Planck intermediate results. XXVIII. Interstellar gas and dust in the Chamaeleon clouds as seen by Fermi LAT and Planck. *A&A*, 582 :A31, Oct. 2015b. doi : 10.1051/0004-6361/201424955. [Cité pages 17, 22, 23, 33, 36, 120, 122 et 124.]
- Planck Collaboration et al. Planck intermediate results. XXXV. Probing the role of the magnetic field in the formation of structure in molecular clouds. *A&A*, 586 : A138, Feb 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201525896. [Cité page 29.]
- Planck Collaboration et al. Planck 2018 results. XII. Galactic astrophysics using polarized dust emission. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1807.06212, Jul 2018a. [Cité pages 27 et 28.]
- Planck Collaboration et al. Planck 2018 results. XII. Galactic astrophysics using polarized dust emission. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1807.06212, July 2018b. [Cité page 30.]
- Pon, A. et al. The origin of ionized filaments within the Orion-Eridanus superbubble. *MNRAS*, 441(2) :1095–1104, Jun 2014. doi : 10.1093/mnras/stu620. [Cité pages 69 et 71.]
- Pon, A. et al. Kompaneets Model Fitting of the Orion-Eridanus Superbubble. II. Thinking Outside of Barnard’s Loop. *ApJ*, 827 :42, Aug 2016. doi : 10.3847/0004-637X/827/1/42. [Cité pages 68, 69 et 71.]
- Porter, T. A. et al. Inverse Compton Origin of the Hard X-Ray and Soft Gamma-Ray Emission from the Galactic Ridge. *ApJ*, 682(1) :400–407, Jul 2008. doi : 10.1086/589615. [Cité page 52.]
- Profumo, S. . Dissecting cosmic-ray electron-positron data with Occam’s razor : the role of known pulsars. *Central European Journal of Physics*, 10(1) :1–31, Feb 2012. doi : 10.2478/s11534-011-0099-z. [Cité page 55.]
- Ptuskin, V. S. et Zirakashvili, V. N. . Limits on diffusive shock acceleration in supernova remnants in the presence of cosmic-ray streaming instability and wave dissipation. *A&A*, 403 :1–10, May 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20030323. [Cité page 49.]
- Ptuskin, V. S. et al. Dissipation of Magnetohydrodynamic Waves on Energetic Particles : Impact on Interstellar Turbulence and Cosmic-Ray Transport. *ApJ*, 642(2) : 902–916, May 2006. doi : 10.1086/501117. [Cité page 53.]
- Ptuskin, V. S. , Zirakashvili, V. N. , et Plessner, A. A. . Non-linear diffusion of cosmic rays. *Advances in Space Research*, 42(3) :486–490, Aug 2008. doi : 10.1016/j.asr.2007.12.007. [Cité page 53.]
- Putze, A. et al. A Markov Chain Monte Carlo technique to sample transport and source parameters of Galactic cosmic rays. I. Method and results for the Leaky-Box model. *A&A*, 497(3) :991–1007, Apr 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200810824. [Cité page 52.]

- Rand, R. J. et Kulkarni, S. R. . The Local Galactic Magnetic Field. *ApJ*, 343 :760, Aug 1989. doi : 10.1086/167747. [Cité page 30.]
- Recchia, S. , Blasi, P. , et Morlino, G. . On the radial distribution of Galactic cosmic rays. *MNRAS*, 462(1) :L88–L92, Oct 2016. doi : 10.1093/mnras/1slw136. [Cité page 57.]
- Remy, Q. et al. Cosmic rays, gas and dust in nearby anticentre clouds. I. CO-to-H₂ conversion factors and dust opacities. *A&A*, 601 :A78, May 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201629632. [Cité pages 16, 17, 23, 33, 34, 36, 119, 123 et 124.]
- Remy, Q. et al. Cosmic-rays, gas, and dust in nearby anticentre clouds. II. Interstellar phase transitions and the dark neutral medium. *A&A*, 611 :A51, Mar 2018a. doi : 10.1051/0004-6361/201730797. [Cité pages 17, 18, 19, 121 et 122.]
- Remy, Q. et al. Cosmic-rays, gas, and dust in nearby anti-centre clouds. III. Dust extinction, emission, and grain properties. *A&A*, 616 :A71, Aug 2018b. doi : 10.1051/0004-6361/201731488. [Cité pages 22, 23 et 122.]
- Robin, A. C. et al. A synthetic view on structure and evolution of the Milky Way. *A&A*, 409 :523–540, Oct 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20031117. [Cité page 21.]
- Rogers, H. et Pittard, J. M. . Feedback from winds and supernovae in massive stellar clusters - I. Hydrodynamics. *MNRAS*, 431(2) :1337–1351, May 2013. doi : 10.1093/mnras/stt255. [Cité pages 60 et 61.]
- Rogers, H. et Pittard, J. M. . Feedback from winds and supernovae in massive stellar clusters - II. X-ray emission. *MNRAS*, 441(2) :964–982, Jun 2014. doi : 10.1093/mnras/stu625. [Cité pages 60 et 61.]
- Rowles, J. et Froebrich, D. . The structure of molecular clouds - I. All-sky near-infrared extinction maps. *MNRAS*, 395(3) :1640–1648, May 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.14655.x. [Cité page 21.]
- Roy, A. et al. Changes of Dust Opacity with Density in the Orion A Molecular Cloud. *ApJ*, 763(1) :55, Jan 2013. doi : 10.1088/0004-637X/763/1/55. [Cité page 22.]
- Russeil, D. et al. Morphology and kinematics of Lynds 1642. Multivariate analysis of CO maps of a translucent cloud. *A&A*, 409 :135–146, Oct 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20030884. [Cité page 120.]
- Salem, M. et Bryan, G. L. . Cosmic ray driven outflows in global galaxy disc models. *MNRAS*, 437(4) :3312–3330, Feb 2014. doi : 10.1093/mnras/stt2121. [Cité page 52.]
- Schaller, G. et al. New grids of stellar models from 0.8 to 120 M_{solar} at Z=0.020 and Z=0.001. *A&AS*, 96 :269, Dec 1992. [Cité page 59.]
- Schlickeiser, R. . *Cosmic Ray Astrophysics*. 2002. [Cité pages 40 et 50.]
- Scoville, N. Z. et Solomon, P. M. . Molecular clouds in the Galaxy. *ApJ*, 199 :L105–L109, Jul 1975. doi : 10.1086/181859. [Cité page 13.]
- Shalchi, A. . *Nonlinear Cosmic Ray Diffusion Theories*, volume 362. Jan 2009. doi : 10.1007/978-3-642-00309-7. [Cité page 47.]

- Shalchi, A. et al. Nonlinear Parallel and Perpendicular Diffusion of Charged Cosmic Rays in Weak Turbulence. *ApJ*, 616(1) :617–629, Nov 2004. doi : 10.1086/424839. [Cité page 48.]
- Shebalin, J. V. , Matthaeus, W. H. , et Montgomery, D. . Anisotropy in MHD turbulence due to a mean magnetic field. *Journal of Plasma Physics*, 29(3) :525–547, Jun 1983. doi : 10.1017/S0022377800000933. [Cité page 49.]
- Sheffer, Y. et al. Ultraviolet Survey of CO and H₂ in Diffuse Molecular Clouds : The Reflection of Two Photochemistry Regimes in Abundance Relationships. *ApJ*, 687 (2) :1075–1106, Nov 2008. doi : 10.1086/591484. [Cité pages 14 et 16.]
- Shneider, C. et al. Depolarization of synchrotron radiation in a multilayer magnetionic medium. *A&A*, 567 :A82, Jul 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201423470. [Cité page 26.]
- Shull, J. M. et Beckwith, S. . Interstellar molecular hydrogen. *ARA&A*, 20 :163–190, Jan 1982. doi : 10.1146/annurev.aa.20.090182.001115. [Cité page 20.]
- Skilling, J. . Cosmic Rays in the Galaxy : Convection or Diffusion? *ApJ*, 170 :265, Dec 1971. doi : 10.1086/151210. [Cité page 49.]
- Skilling, J. et Strong, A. W. . Cosmic ray exclusion from dense molecular clouds. *Astronomy and Astrophysics*, 53(2) :253–258, Dec 1976. [Cité page 34.]
- Smith, R. J. et al. CO-dark gas and molecular filaments in Milky Way-type galaxies. *MNRAS*, 441(2) :1628–1645, Jun 2014. doi : 10.1093/mnras/stu616. [Cité page 17.]
- Snowden, S. L. et al. Analysis Procedures for ROSAT XRT/PSPC Observations of Extended Objects and the Diffuse Background. *ApJ*, 424 :714, Apr 1994. doi : 10.1086/173925. [Cité page 20.]
- Snowden, S. L. et al. Progress on Establishing the Spatial Distribution of Material Responsible for the 1 4 keV Soft X-Ray Diffuse Background Local and Halo Components. *ApJ*, 493(2) :715–729, Jan 1998. doi : 10.1086/305135. [Cité page 20.]
- Sokoloff, D. D. et al. Depolarization and Faraday effects in galaxies. *MNRAS*, 299 (1) :189–206, Aug 1998. doi : 10.1046/j.1365-8711.1998.01782.x. [Cité page 26.]
- Soler, J. D. , Bracco, A. , et Pon, A. . The magnetic environment of the Orion-Eridanus superbubble as revealed by Planck. *A&A*, 609 :L3, Feb 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201732203. [Cité page 29.]
- Sonnentrucker, P. et al. Abundances and Behavior of ¹²CO, ¹³CO, and C₂ in Translucent Sight Lines. *ApJS*, 168(1) :58–99, Jan 2007. doi : 10.1086/508687. [Cité page 16.]
- Sreekumar, P. et al. EGRET Observations of the Extragalactic Gamma-Ray Emission. *The Astrophysical Journal*, 494(2) :523–534, Feb 1998. doi : 10.1086/305222. [Cité page 33.]
- Sridhar, S. et Goldreich, P. . Toward a Theory of Interstellar Turbulence. I. Weak Alfvénic Turbulence. *ApJ*, 432 :612, Sep 1994. doi : 10.1086/174600. [Cité page 49.]
- Stahler, S. W. et Palla, F. . *The Formation of Stars*. 2005. [Cité page 56.]

- Stepanov, R. et al. An observational test for correlations between cosmic rays and magnetic fields. *MNRAS*, 437(3) :2201–2216, Jan 2014. doi : 10.1093/mnras/stt2044. [Cité page 25.]
- Stil, J. et al. Three-dimensional Simulations of Magnetized Superbubbles : New Insights into the Importance of MHD Effects on Observed Quantities. *ApJ*, 701(1) : 330–347, Aug 2009. doi : 10.1088/0004-637X/701/1/330. [Cité pages 62 et 71.]
- Strong, A. . Truths universally acknowledged? reflections on some common notions in cosmic rays. *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, 297-299 :165 – 170, 2018. ISSN 2405-6014. doi : <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2018.07.025>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2405601418301147>. Cosmic Ray Origin - Beyond the Standard Models. [Cité page 36.]
- Strong, A. W. . Local interstellar cosmic-ray spectra derived from gamma-ray emissivities. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1507.05006, Jul 2015. [Cité page 42.]
- Strong, A. W. et Moskalenko, I. V. . Propagation of Cosmic-Ray Nucleons in the Galaxy. *ApJ*, 509(1) :212–228, Dec 1998. doi : 10.1086/306470. [Cité page 53.]
- Strong, A. W. et al. The radial distribution of galactic gamma rays. IV. The whole galaxy. *A&A*, 207 :1–15, Dec 1988. [Cité pages 31, 35 et 55.]
- Su, M. , Slatyer, T. R. , et Finkbeiner, D. P. . Giant Gamma-ray Bubbles from Fermi-LAT : Active Galactic Nucleus Activity or Bipolar Galactic Wind? *ApJ*, 724(2) : 1044–1082, Dec 2010. doi : 10.1088/0004-637X/724/2/1044. [Cité page 35.]
- Tabatabaei, F. S. et al. High-resolution radio continuum survey of M 33. II. Thermal and nonthermal emission. *A&A*, 475(1) :133–143, Nov 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20078174. [Cité page 25.]
- Tanaka, M. et al. IRTS Observation of the Unidentified 3.3-Micron Band in the Diffuse Galactic Emission. *PASJ*, 48 :L53–L57, Oct 1996. doi : 10.1093/pasj/48.5.L53. [Cité page 22.]
- Tassis, K. et al. PASIPHAE : A high-Galactic-latitude, high-accuracy optopolarimetric survey. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1810.05652, Oct 2018. [Cité page 117.]
- The Fermi-LAT collaboration. Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1902.10045, Feb 2019. [Cité page 32.]
- Thornbury, A. et Drury, L. O. . Power requirements for cosmic ray propagation models involving re-acceleration and a comment on second-order Fermi acceleration theory. *MNRAS*, 442(4) :3010–3012, Aug 2014. doi : 10.1093/mnras/stu1080. [Cité page 51.]
- Tibaldo, L. . *Diffuse γ -ray Emission Observed by the Fermi Large Area Telescope*. PhD thesis, Université de Padoue, Université Paris Diderot, 2011. [Cité page 12.]
- Tibaldo, L. et al. Fermi-LAT Observations of High- and Intermediate-velocity Clouds : Tracing Cosmic Rays in the Halo of the Milky Way. *ApJ*, 807(2) :161, Jul 2015. doi : 10.1088/0004-637X/807/2/161. [Cité page 119.]
- Tolksdorf, T. et al. Cosmic Rays in Superbubbles. *ApJ*, 879(2) :66, Jul 2019. doi : 10.3847/1538-4357/ab24c6. [Cité pages 117 et 125.]

- Tomassetti, N. . Origin of the Cosmic-Ray Spectral Hardening. *ApJ*, 752(1) :L13, Jun 2012. doi : 10.1088/2041-8205/752/1/L13. [Cité page 54.]
- Tomassetti, N. . Origin of the Proton-to-helium Ratio Anomaly in Cosmic Rays. *ApJ*, 815(1) :L1, Dec 2015. doi : 10.1088/2041-8205/815/1/L1. [Cité page 54.]
- Tomisaka, K. . The Evolution of a Magnetized Superbubble. *PASJ*, 44 :177–191, Jun 1992. [Cité page 62.]
- Troland, T. H. et Crutcher, R. M. . Magnetic Fields in Dark Cloud Cores : Arecibo OH Zeeman Observations. *ApJ*, 680(1) :457–465, Jun 2008. doi : 10.1086/587546. [Cité page 30.]
- Uchiyama, Y. , Takahashi, T. , et Aharonian, F. A. . Flat Spectrum X-Ray Emission from the Direction of a Molecular Cloud Associated with SNR RX J1713.7-3946. *PASJ*, 54 :L73–L77, Oct 2002a. doi : 10.1093/pasj/54.5.L73. [Cité page 46.]
- Uchiyama, Y. et al. ASCA View of the Supernova Remnant γ Cygni (G78.2+2.1) : Bremsstrahlung X-Ray Spectrum from Loss-flattened Electron Distribution. *ApJ*, 571(2) :866–875, Jun 2002b. doi : 10.1086/340121. [Cité page 66.]
- Uchiyama, Y. et al. Extremely fast acceleration of cosmic rays in a supernova remnant. *Nature*, 449(7162) :576–578, Oct 2007. doi : 10.1038/nature06210. [Cité page 45.]
- Uyaniker, B. et al. The Cygnus superbubble revisited. *A&A*, 371 :675–697, May 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20010387. [Cité pages 65 et 66.]
- Vaillancourt, J. E. et Andersson, B. G. . A Far-infrared Observational Test of the Directional Dependence in Radiative Grain Alignment. *ApJ*, 812(1) :L7, Oct 2015. doi : 10.1088/2041-8205/812/1/L7. [Cité page 28.]
- van Dishoeck, E. F. et Black, J. H. . The Photodissociation and Chemistry of Interstellar CO. *ApJ*, 334 :771, Nov 1988. doi : 10.1086/166877. [Cité page 14.]
- Vecchi, M. et al. Is the B/C slope in AMS-02 data actually telling us something about the diffusion coefficient slope? In *36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019)*, volume 36 of *International Cosmic Ray Conference*, page 145, Jul 2019. [Cité page 53.]
- Vink, J. . Supernova remnants : the X-ray perspective. *A&A Rev.*, 20 :49, Dec 2012. doi : 10.1007/s00159-011-0049-1. [Cité pages 41, 45 et 50.]
- Visser, R. , van Dishoeck, E. F. , et Black, J. H. . The photodissociation and chemistry of CO isotopologues : applications to interstellar clouds and circumstellar disks. *A&A*, 503(2) :323–343, Aug 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200912129. [Cité page 14.]
- Voss, R. et al. Probing the evolving massive star population in Orion with kinematic and radioactive tracers. *A&A*, 520 :A51, Sep 2010. doi : 10.1051/0004-6361/201014408. [Cité page 69.]
- Walsh, N. et al. SuperTIGER Abundances of Galactic Cosmic-Rays for the Charge Interval $Z=41-56$. In *36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019)*, volume 36 of *International Cosmic Ray Conference*, page 147, Jul 2019. [Cité page 39.]

- Walter, F. M. et al. *The σ Orionis Cluster*, volume 4, page 732. 2008. [Cité page 68.]
- Warren, J. S. et al. Cosmic-Ray Acceleration at the Forward Shock in Tycho's Supernova Remnant : Evidence from Chandra X-Ray Observations. *ApJ*, 634(1) : 376–389, Nov 2005. doi : 10.1086/496941. [Cité pages 45 et 46.]
- Wegner, W. . The total-to-selective extinction ratio determined from near IR photometry of OB stars. *Astronomische Nachrichten*, 324(3) :219–237, Jan 2003. doi : 10.1002/asna.200310081. [Cité page 21.]
- Welsh, B. Y. , Sallmen, S. , et Jelinsky, S. . NaI and CaII absorption components observed towards the Orion-Eridanus Superbubble. *A&A*, 440 :547–557, Sep 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20052691. [Cité page 69.]
- Whittet, D. C. B. et al. The Efficiency of Grain Alignment in Dense Interstellar Clouds : a Reassessment of Constraints from Near-Infrared Polarization. *ApJ*, 674 (1) :304–315, Feb 2008. doi : 10.1086/525040. [Cité page 28.]
- Wilks, S. S. . The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses. *Ann. Math. Statist.*, 9(1) :60–62, 03 1938. doi : 10.1214/aoms/1177732360. URL <https://doi.org/10.1214/aoms/1177732360>. [Cité page 9.]
- Wilson, R. W. , Jefferts, K. B. , et Penzias, A. A. . Carbon Monoxide in the Orion Nebula. *ApJ*, 161 :L43, Jul 1970. doi : 10.1086/180567. [Cité page 13.]
- Winner, G. et al. Evolution of cosmic ray electron spectra in magnetohydrodynamical simulations. *MNRAS*, 488(2) :2235–2252, Sep 2019. doi : 10.1093/mnras/stz1792. [Cité page 52.]
- Wolfire, M. G. , Hollenbach, D. , et McKee, C. F. . The Dark Molecular Gas. *ApJ*, 716(2) :1191–1207, Jun 2010. doi : 10.1088/0004-637X/716/2/1191. [Cité pages 16 et 18.]
- Wright, N. J. , Drew, J. E. , et Mohr-Smith, M. . The massive star population of Cygnus OB2. *MNRAS*, 449(1) :741–760, May 2015. doi : 10.1093/mnras/stv323. [Cité pages 65 et 66.]
- Xu, D. et al. Evolution of OH and CO-Dark Molecular Gas Fraction across a Molecular Cloud Boundary in Taurus. *ApJ*, 819(1) :22, Mar 2016. doi : 10.3847/0004-637X/819/1/22. [Cité page 19.]
- Yan, H. et Lazarian, A. . Scattering of Cosmic Rays by Magnetohydrodynamic Interstellar Turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 89(28) :281102, Dec 2002. doi : 10.1103/PhysRevLett.89.281102. [Cité page 49.]
- Yan, H. et Lazarian, A. . Grain Acceleration by Magnetohydrodynamic Turbulence : Gyroresonance Mechanism. *ApJ*, 592(1) :L33–L36, Jul 2003. doi : 10.1086/377487. [Cité page 27.]
- Yao, J. M. , Manchester, R. N. , et Wang, N. . A New Electron-density Model for Estimation of Pulsar and FRB Distances. *ApJ*, 835(1) :29, Jan 2017. doi : 10.3847/1538-4357/835/1/29. [Cité page 20.]
- Ysard, N. et al. Dust variations in the diffuse interstellar medium : constraints on Milky Way dust from Planck-HFI observations. *A&A*, 577 :A110, May 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201425523. [Cité page 22.]

- Ysard, N. et al. Mantle formation, coagulation, and the origin of cloud/core shine. II. Comparison with observations. *A&A*, 588 :A44, Apr 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527487. [Cité pages 22 et 122.]
- Zari, E. et al. Mapping young stellar populations toward Orion with Gaia DR1. *A&A*, 608 :A148, Dec 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201731309. [Cité pages 69 et 116.]
- Zatsepin, G. T. et Kuz'min, V. A. . Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 4 :78, Aug 1966. [Cité page 40.]
- Zhang, M. , Jokipii, J. R. , et McKibben, R. B. . Perpendicular Transport of Solar Energetic Particles in Heliospheric Magnetic Fields. *ApJ*, 595(1) :493–499, Sep 2003. doi : 10.1086/377301. [Cité page 48.]
- Zhou, Y. et Matthaeus, W. H. . Models of inertial range spectra of interplanetary magnetohydrodynamic turbulence. *J. Geophys. Res.*, 95(A9) :14881–14892, Sep 1990. doi : 10.1029/JA095iA09p14881. [Cité page 49.]
- Zucker, C. et al. A Large Catalog of Accurate Distances to Local Molecular Clouds : The Gaia DR2 Edition. *ApJ*, 879(2) :125, Jul 2019. doi : 10.3847/1538-4357/ab2388. [Cité pages 21, 68, 119 et 120.]