



HAL
open science

Le rayonnement cosmique dans la région de formation stellaire du Cygne observé en rayons gamma avec le télescope spatial Fermi

Xan Astiasarain

► **To cite this version:**

Xan Astiasarain. Le rayonnement cosmique dans la région de formation stellaire du Cygne observé en rayons gamma avec le télescope spatial Fermi. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2023. Français. NNT : 2023TOU30083 . tel-04257794

HAL Id: tel-04257794

<https://theses.hal.science/tel-04257794>

Submitted on 25 Oct 2023

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.



THÈSE

En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE
Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

Présentée et soutenue par
Xan ASTIASARAIN

Le 22 mars 2023

**Le rayonnement cosmique dans la région de formation stellaire
du Cygne observé en rayons gamma avec le télescope spatial
Fermi**

Ecole doctorale : **SDU2E - Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de
l'Espace**

Spécialité : **Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie**

Unité de recherche :

IRAP - Institut de Recherche en Astrophysique et Planetologie

Thèse dirigée par
Luigi TIBALDO et Pierrick MARTIN

Jury

M. Alexandre MARCOWITH, Rapporteur
Mme Marianne LEMOINE-GOUMARD, Rapporteur
M. Vincent TATISCHEFF, Examinateur
M. Pierre JEAN, Examinateur
M. Luigi TIBALDO, Directeur de thèse
M. Pierrick MARTIN, Co-directeur de thèse

Les rayons cosmiques d'énergie inférieure à 1 PeV (10^{15} eV) sont considérés comme étant d'origine galactique. Plusieurs considérations théoriques et observationnelles suggèrent que la majorité des rayons cosmiques galactiques sont produits par les restes de supernovae. Cependant, cette idée montre ses limites lorsque l'on s'intéresse à la composition du rayonnement cosmique et à l'énergie maximale à laquelle les restes de supernovae peuvent accélérer des particules. D'autres sources de particules sont considérées pour pallier les difficultés rencontrées par le paradigme des restes de supernovae. Parmi elles, les régions de formation stellaire connaissent un intérêt croissant.

Les régions de formation stellaire sont issues de grands nuages moléculaires et hébergent la majorité des étoiles massives de la galaxie. Ce sont des régions où se concentrent de nombreux accélérateurs potentiels de particules, comme les restes de supernovae ou les pulsars et leurs nébuleuses. Pour des amas d'étoiles suffisamment compacts, l'action collective des vents stellaires et des restes de supernovae peut engendrer la formation d'une super-bulle en expansion dans le milieu interstellaire. La concentration d'accélérateurs potentiels garantit une production de rayons cosmiques dans les régions de formation stellaire. Cependant, toute la question est de savoir si ces régions jouent un rôle spécifique au-delà des accélérateurs individuels et si c'est le cas, par quels mécanismes les particules sont accélérées et transportées dans ces régions.

Il est possible d'étudier indirectement les rayons cosmiques près de leurs sources par le biais de l'observation des rayons gamma qu'ils produisent en interagissant avec le milieu interstellaire.

En 2011, un excès de rayons gamma a été détecté grâce au *Fermi* Large Area Telescope (LAT) dans la région de formation stellaire du Cygne interprété alors comme la présence de rayons cosmiques fraîchement accélérés possiblement par l'association Cygnus OB2. L'objectif de mon travail de thèse est de réaliser une étude spectromorphologique approfondie de la région du Cygne pour comprendre les mécanismes d'accélération et de propagation des particules dans cette région. Pour cela, j'ai utilisé 13 ans d'observations *Fermi* entre 0.5 GeV et 1 TeV.

Cette nouvelle analyse révèle une structure plus riche que précédemment, avec plusieurs composantes morphologiques et des différences spectrales. Notamment, une composante très étendue de $\sim 4^\circ$ de rayon, dont le centre est décalé par rapport à l'association Cygnus OB2, et une composante plus compacte, corrélée au gaz ionisé qui entoure les principaux amas stellaires de la région.

Nous montrons qu'un modèle simple de transport diffusif avec une seule population de particules injectées peut rendre compte des observables que nous avons produites, aussi bien dans des scénarios hadroniques que leptoniques. La composante centrale apparaît alors comme l'interaction des rayons cosmiques avec le gaz ionisé présent au voisinage (~ 50 pc) des amas stellaires et la composante étendue comme l'interaction des rayons cosmiques ayant diffusé plus loin de la source

(~ 200 pc) avec le gaz neutre ou le champ de rayonnement. De plus, nous montrons que l'éventail de scénarios viables va d'une injection continue avec suppression de la diffusion par un ou deux ordres de grandeurs par rapport à la diffusion moyenne dans le milieu interstellaire, ce qui est pertinent pour des amas stellaires, à des scénarios d'injection récente avec une diffusion de type interstellaire ou supprimée par un ordre de grandeur, ce qui est pertinent pour des restes de supernovae. Cette modélisation simple permet d'élargir le champ des possibilités pour l'origine des rayons cosmiques dans la région du Cygne par rapport aux interprétations des précédentes analyses.

Les futurs observatoires en rayons gamma dans le domaine du TeV mais aussi dans le domaine sous-exploité du MeV vont permettre de mieux comprendre l'évolution de la morphologie du cocon en fonction de l'énergie sur une bande large et de discriminer entre les scénarios hadroniques ou leptoniques. La comparaison de ces nouvelles observables avec des modèles auto-cohérents basés sur des paramètres physiques pertinents pour le Cygne pourrait permettre de progresser dans l'identification des mécanismes d'accélération et de propagation. L'influence de paramètres comme l'âge de la région ou la population stellaire sur l'émission gamma observée pourrait être étudiée en reproduisant cette analyse sur d'autres régions dans la galaxie, comme celle de Westerlund 1.

Mots-Clés

Rayons cosmiques, régions de formation stellaire, amas d'étoiles massives, rayons gamma, accélération de particules

Cosmic-rays with energies below 1 PeV (10^{15} eV) are thought to be of Galactic origin. Several theoretical and observational considerations suggest that the bulk of Galactic cosmic-rays is produced by supernova remnants. However, this idea faces several limitations concerning the cosmic-ray composition and the maximum energy at which supernova remnants can accelerate particles. Other sources of particles are considered to address the difficulties encountered by the supernova remnants paradigm. Among them, star-forming regions are gaining increasing interest. Star-forming regions are born in large molecular clouds and host most of the massive stars in the Galaxy. They concentrate numerous potential accelerators, such as supernova remnants or pulsars and their wind nebulae. For sufficiently compact star clusters, the collective action of stellar winds and supernova remnants can create a super-bubble expanding in the interstellar medium. This concentration of potential accelerators ensures the production of cosmic rays in star-forming regions. However, the question is whether these regions play a specific role in the acceleration and transport of particles beyond the presence of individual accelerators.

It is possible to indirectly study cosmic rays near their sources through the observation of gamma rays produced by their interactions with the interstellar medium. In 2011, a gamma-ray excess was detected in the Cygnus star-forming region using the *Fermi* Large Area Telescope (LAT), interpreted at that time as due to freshly accelerated cosmic rays, possibly by the Cygnus OB2 association. The goal of my thesis is to carry out a detailed spectro-morphological study of the Cygnus region to understand the acceleration and propagation mechanisms in this region. To achieve this goal, I used 13 years of *Fermi* observations between 0.5 GeV and 1 TeV. This new analysis reveals a richer structure than previously thought, with several morphological components and spectral differences. In particular, a very extended component of $\sim 4^\circ$ in radius, whose center is offset from the Cygnus OB2 association, and a more compact component correlated with the ionised gas surrounding the main stellar clusters in the region.

We show that a simple diffusive transport model with a single population of injected particles can account for the observables we have produced, both in hadronic and leptonic scenarios. The central component then arises from the interactions of cosmic rays with the ionised gas present in the vicinity (~ 50 pc) of star clusters, and the extended component from the interactions of cosmic rays that have diffused further from the source (~ 200 pc) with the neutral gas or the radiation field. Furthermore, we show that the range of viable scenarios ranges from continuous injection with diffusion suppressed by one or two orders of magnitude compared to the average diffusion in the interstellar medium, which is relevant for star clusters, to scenarios of recent injection with diffusion similar to the large-scale interstellar average or suppressed by one order of magnitude, which is relevant for supernova remnants. This simple modeling expands the scope of possibilities for the origin

of cosmic rays in the Cygnus region compared to the interpretations of previous analyses.

Future gamma-ray observatories in the TeV domain but also in the under-exploited MeV domain will allow for a better understanding of the evolution of the cocoon morphology with energy in a large band and for discrimination between hadronic and leptonic scenarios. By comparing these observables with self-consistent models based on physically relevant parameters for the Cygnus region, we may be able to make progress in identifying acceleration and propagation mechanisms. The influence on the observed gamma-ray emission of parameters such as the age of the region or the stellar population could be studied by reproducing this analysis in other regions in the Galaxy, such as Westerlund 1.

Keywords

Cosmic-rays, Star-forming regions, Massive-star clusters, gamma-rays, particle acceleration

Remerciements

J'aimerais remercier tout d'abord ceux qui m'ont permis de réaliser cette thèse, Pierrick et Luigi. Cette thèse, qui n'a pas commencé dans les meilleures conditions avec la pandémie de COVID-19, n'a pas été de tout repos, jusqu'à la fin. Malgré tout, vous avez toujours été présents pour m'aider et pour me pousser à faire mieux. Je peux affirmer avoir énormément appris à vos côtés, notamment à avoir un regard critique de mon travail et de celui des autres mais aussi beaucoup d'autres choses qui me seront utiles toute ma vie.

Je remercie bien sûr ceux qui m'ont accompagné tout au long de ma thèse en faisant parti de mon comité de thèse, Thierry Contini, Isabelle Grenier et Jean-François Olive, merci pour votre soutien. Un grand merci à mon jury, Marianne Lemoine-Goumard, Alexandre Marcowith, Vincent Tatischeff et Pierre Jean, pour vos suggestions et questions intéressantes mais aussi vos encouragements et votre bienveillance.

Je remercie également Jürgen Knödlseeder pour ses conseils et son expertise scientifique. De même, je remercie chaleureusement Soheila Abdollahy pour son aide, son soutien et ses conseils.

Merci à vous, Hugo, Erwan, Simon, Florent et Alexei, collègues du J014 et de son placard. Bien sûr, je n'oublie pas Quentin, membre honorifique du J014. Vous avez fait de ces trois années un moment bien plus agréable que je n'aurais pu l'espérer. "On est mal payé, mais qu'est-ce qu'on rigole."

Merci infiniment à toute ma famille et particulièrement à mon père, ma mère et ma sœur qui m'ont soutenu dans ce que je faisais, qui m'ont donné goût aux sciences et qui sont toujours restés curieux et intéressés par mon travail. Et enfin, merci à toi ma chérie pour avoir toujours réussi à être là, sans être là ni las malgré la distance. Ta détermination m'impressionne, tu m'as toujours motivé à faire mieux, à ne rien lâcher. Nos moments ensembles étaient certes rares mais ont été pendant cette thèse une bouffée d'air frais me rappelant ce qui était vraiment important dans la vie.

Toulouse, Mars 2023

Xan Astiasarain

Résumé	1
Abstract	3
Remerciements	5
I Introduction	9
1 Les rayons cosmiques	11
1.1 Observations directes	11
1.1.1 Spectre des rayons cosmiques au niveau de la Terre	11
1.1.2 Composition du rayonnement cosmique	14
1.2 Accélération et propagation	18
1.2.1 Accélération des rayons cosmiques	18
1.2.2 Propagation des rayons cosmiques	20
1.3 Observations indirectes	25
1.4 Le paradigme des restes de supernovae	27
1.4.1 Le paradigme	27
1.4.2 Les limites du paradigme	28
2 Contribution des régions de formation stellaire	33
2.1 Propriétés générales	33
2.1.1 Origine et caractéristiques des régions de formation stellaire	33
2.1.2 Énergétique des régions de formation stellaire	34
2.1.3 Formation et évolution des super-bulles	36
2.2 Leur rôle dans l'origine des rayons cosmiques	40
2.2.1 Modèles d'accélération et de transport	40
2.2.2 Abondances isotopiques et région de formation stellaire	43
2.3 Observation en gamma	47
2.3.1 Détections et non-détections d'émission gamma	47
2.3.2 Le cas de la région de formation stellaire Cygnus X	49
II Analyse et interprétations	57
3 Analyse et interprétation des données gamma dans la région du Cygne	59
3.1 Distribution du gaz	60
3.2 Analyse des données <i>Fermi</i>	60
3.3 Interprétations	61

III Conclusions et Perspectives	95
4 Conclusions et perspectives	97
4.1 Conclusions	97
4.2 Perspectives	99
4.2.1 Les observations avec CTA	99
4.2.2 Les observations en dessous du GeV	101
4.2.3 Détections de neutrino	103
4.2.4 Autres régions de formation stellaire	104
4.2.5 En résumé	106
Bibliographie	123

I

Introduction

Sommaire

1.1 Observations directes	11
1.1.1 Spectre des rayons cosmiques au niveau de la Terre	11
1.1.2 Composition du rayonnement cosmique	14
1.2 Accélération et propagation	18
1.2.1 Accélération des rayons cosmiques	18
1.2.2 Propagation des rayons cosmiques	20
1.3 Observations indirectes	25
1.4 Le paradigme des restes de supernovae	27
1.4.1 Le paradigme	27
1.4.2 Les limites du paradigme	28

Les rayons cosmiques sont des particules chargées que nous détectons au voisinage de la Terre, avec des énergies allant du mega-electronvolt¹ (MeV) au zetta-electronvolt (= 10^{21} eV). Les rayons cosmiques peuvent être d'origine galactique ou extragalactique et le consensus scientifique est que la transition entre ces deux classes se situe entre 10^{15} eV et 10^{18} eV. On trouve la majorité du flux de rayons cosmiques aux alentours du giga-electronvolt (GeV), où celui-ci se compose à 98% de noyaux totalement ionisés, les quelques pourcents restants étant des électrons, positrons et antiprotons. Nous allons voir dans ce chapitre ce que l'on peut apprendre de l'observation directe des rayons cosmiques, des questions que cela pose sur les mécanismes d'accélération et de propagation et des moyens que l'on a pour les observer indirectement, loin du système solaire. Nous nous intéresserons ensuite au paradigme des restes de supernova, principales sources supposées de rayons cosmiques galactiques puis aux limites rencontrées par ce modèle.

1.1 Observations directes

1.1.1 Spectre des rayons cosmiques au niveau de la Terre

L'observation directe des rayons cosmiques au niveau du système solaire se fait au travers d'une multitude d'instruments, spatiaux ou terrestres, en fonction de la gamme d'énergie à laquelle on s'intéresse. Grâce à ces instruments, nous pouvons alors mesurer le flux différentiel de particules arrivant jusqu'au système solaire en fonction de l'énergie, ce qui nous donne le spectre en énergie des rayons cosmiques de la Fig. 1.1 au niveau de la Terre. Sur ce spectre, la courbe du haut représente le spectre total des rayons cosmiques et est construite en additionnant le flux de tous les noyaux.

Nous pouvons voir en niveau de gris sur la Fig. 1.1 le nombre de particules par unité de surface et par seconde. Ainsi, pour une surface collectrice de 1 m^2 ,

1. $1 \text{ eV} \simeq 1,6 \times 10^{19} \text{ J}$

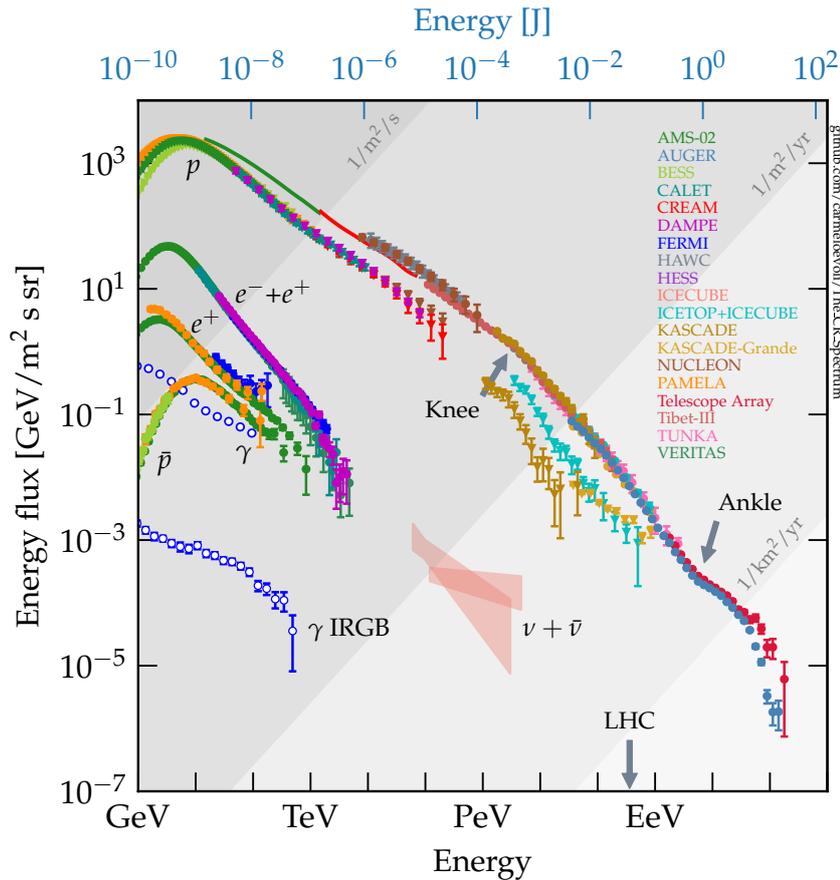


FIGURE 1.1 – Spectre en énergie du rayonnement cosmique (Evoli, 2020). Le spectre est multiplié par E^2 afin d’observer plus aisément la différence avec une loi de puissance de pente 2.

nous pouvons détecter environ une particule par seconde entre le GeV et le TeV. Les particules deviennent de plus en plus rares en fonction de l’énergie, le flux pouvant diminuer jusqu’à une particule par km^2 par an voire par siècle aux plus hautes énergies. Il devient donc extrêmement improbable de détecter des rayons cosmiques au-delà de quelques dizaines ou centaines de TeV avec des ballons et des télescopes spatiaux car ils ont des surfaces collectrices insuffisantes. À partir de ces énergies, la détection des rayons cosmiques se fait par des instruments au sol, dont la surface collectrice peut être de plusieurs km^2 , et qui identifient le passage de rayons cosmiques grâce aux cascades issues de leur interaction avec l’atmosphère. Les détecteurs au sol peuvent utiliser une ou plusieurs méthodes simultanément. Ils peuvent par exemple analyser le passage de particules secondaires chargées issues des gerbes dans des cuves d’eau grâce à la radiation Tcherenkov ou avec des scintillateurs, détecter la fluorescence ou la radiation Tcherenkov dans l’air, l’émission radio due à l’interaction des particules chargées avec le champ magnétique terrestre ou encore détecter les muons issus des cascades (e.g. Abreu et al., 2012; de Vries et al., 2011). Les instruments au sol détectant les produits secondaires de l’interaction des rayons cosmiques avec l’atmosphère ne peuvent pas déterminer la nature de la particule incidente, mais peuvent estimer approximativement la masse

atomique grâce à des études statistiques sur un grand nombre de particules (voir par exemple [Engel et al., 2011](#)).

Ce que l'on peut voir en Fig. 1.1 c'est que le spectre des nucléons au-delà de quelques dizaines de GeV peut être décrit par plusieurs lois de puissance séparées par des changements de pente. La forme en cloche au niveau du GeV est due à l'effet de la modulation solaire sur les rayons cosmiques de basse énergie. En effet, le plateau observé en dessous de 10 GeV correspond à un déficit de particules, car elles sont balayées par le vent solaire à l'intérieur de l'héliosphère (e.g. [Gabici, 2022](#)). La modulation solaire n'est pas le seul effet expliquant ce changement de pente. Les sondes Voyager I et II ayant possiblement quitté le système solaire², continuent de nous transmettre des mesures de rayons cosmiques de basse énergie en l'absence de modulation solaire ([Stone et al., 2013](#); [Cummings et al., 2016](#)). Même lorsque l'on s'affranchit de la modulation solaire, un changement de pente persiste à basse énergie qui, selon [Neronov et al. \(2017\)](#) pourrait être la conséquence d'une transition entre la population permanente de rayons cosmiques à grande échelle et une population locale injectée aléatoirement autour du système solaire qui gagne en importance avec l'énergie, où la quantité de rayons cosmiques diminue. Cependant, ces résultats sont à prendre avec précaution car les auteurs n'ont pas pris en compte les incertitudes sur la section efficace d'interaction des collisions hadroniques produisant les rayons gamma, mesures indirectes des rayons cosmiques. Il faut ajouter à cela que l'analyse de [Neronov et al. \(2017\)](#) souffre aussi de difficultés de modélisation du fond relevées par [Prokhorov & Colafrancesco \(2018\)](#).

Au-delà de quelques GeV, le spectre est bien décrit par une loi de puissance de pente ~ 2.7 jusqu'à environ 5 PeV où la pente se raidit avec un indice spectral de ~ 3.1 . Ce changement de pente est appelé le *genou* et son origine ne fait toujours pas consensus aujourd'hui. Une explication qui peut sembler naturelle est de dire que le genou correspond à la disparition progressive des noyaux les plus légers du spectre total (e.g. [Thoudam et al., 2016](#)). En effet, les processus d'accélération étant fonction de la rigidité des noyaux, pour une même rigidité, disons 100 GV, un proton sera accéléré jusqu'à 100 GeV alors qu'un noyau de fer sera accéléré à une énergie $Z = 26$ fois plus élevée, donc 2.6 TeV. Cependant, cette explication n'est pas tout à fait satisfaisante car elle n'explique pas le fait que le genou soit aussi présent dans le spectre des protons seuls. Une alternative est de dire que le genou est présent dans le spectre individuel de tous les noyaux, des protons aux éléments plus lourds. Son origine pourrait alors être de trois natures différentes. Le changement de pente pourrait être dû à un mécanisme au niveau des sources (e.g. [Kobayakawa et al., 2002](#); [O'C. Drury et al., 2003](#); [Hillas, 2005, 2006](#)), à des effets lors de la propagation des rayons cosmiques (e.g. [Candia et al., 2002](#); [Giacinti et al., 2014](#)) ou à l'influence de différentes sources. Dans ce dernier cas, il a été envisagé que le genou résulte de la présence d'une ou plusieurs sources proches (e.g. [Erlykin & Wolfendale, 2001](#); [Bouyahiaoui et al., 2019](#)) ou encore qu'il corresponde à la

2. cela n'est pas unanimement accepté par la communauté ([Gloeckler & Fisk, 2015](#))

transition entre deux classes de sources principales, galactiques-galactiques ou galactiques-extragalactiques (e.g. [Hillas, 2005](#)).

Un autre changement de pente se produit autour de quelques EeV (10^{18} eV) où la pente passe d'un indice spectral de 3.1 à 2.7 comme avant le genou. Ce changement de pente est appelé la *cheville*. Pour une valeur du champ magnétique interstellaire moyen de $\simeq 3\mu$ G, le rayon de Larmor des noyaux ($r_L = \frac{p}{ZeB}$) d'énergie 3 EeV est déjà supérieur au kiloparsec. Du fait de ce rayon de Larmor pouvant rapidement dépasser la taille typique de la galaxie, le consensus scientifique est que les rayons cosmiques au-delà de la cheville proviennent de sources extragalactiques. La transition entre l'origine galactique et extragalactique des rayons cosmiques est donc probablement située entre 10^{15} et 10^{18} eV, bien qu'on ne sache pas encore où exactement. Les travaux de ma thèse se concentrent exclusivement sur les rayons cosmiques d'origines galactiques, je m'intéresse donc aux particules avec des énergies $< 10^{15}$ eV, soit sous le genou.

Avec l'augmentation de la précision et des performances des détecteurs directs de rayons cosmiques en dessous du genou, sont apparues de nouvelles structures, moins visibles mais bien présentes. En 2010, la collaboration CREAM a publié les résultats des vols de ballons atmosphériques qu'ils ont effectués pour déterminer le spectre des noyaux entre 2.5 TeV et 250 TeV. Leurs résultats ont montré que le spectre des noyaux était systématiquement plus dur que celui extrapolé depuis les mesures à plus basse énergie, et ce, pour tous les noyaux. Ces résultats ont été ensuite confirmés par plusieurs instruments : PAMELA ([Adriani et al., 2011](#)) et AMS-02 ([Aguilar et al., 2015a,b](#)) ont mis en évidence la présence d'un nouveau changement de pente aux alentours de 200 GeV/n que l'on peut voir en Fig. 1.3. Le télescope spatial *Fermi* a aussi pu confirmer le durcissement du spectre des protons et de l'hélium à quelques centaines de GeV en observant l'albédo terrestre en rayons gamma, produit par les cascades atmosphériques des rayons cosmiques interagissant avec l'atmosphère et arrivant avec une incidence rasante ([Ackermann et al., 2014](#)). L'origine du changement de pente n'est pas claire et une multitude de modèles existent, les scénarios vont d'un changement dans la propagation des rayons cosmiques ([Blasi & Amato, 2012](#); [Aloisio et al., 2015](#); [Tomassetti, 2015](#); [Gaggero et al., 2015](#); [Génolini et al., 2017](#)), à la présence de plusieurs populations de sources différentes, dominant alternativement les énergies en dessous et au-dessus de la transition ([Zatsepin & Sokolskaya, 2006](#); [Thoudam & Hörandel, 2012](#)). Des indications d'un changement de pente à 10 TeV ont aussi été trouvées par l'expérience NUCLEON ([Atkin et al., 2018, 2019](#)) mais ces résultats restent à confirmer avec d'autres expériences.

1.1.2 Composition du rayonnement cosmique

Les protons et les noyaux constituent la majorité ($\sim 98\%$) des rayons cosmiques autour d'1 GeV, les quelques pourcents restants sont des électrons, des positrons et des antiprotons. Les protons constituent la grande majorité ($\sim 89\%$) des noyaux,

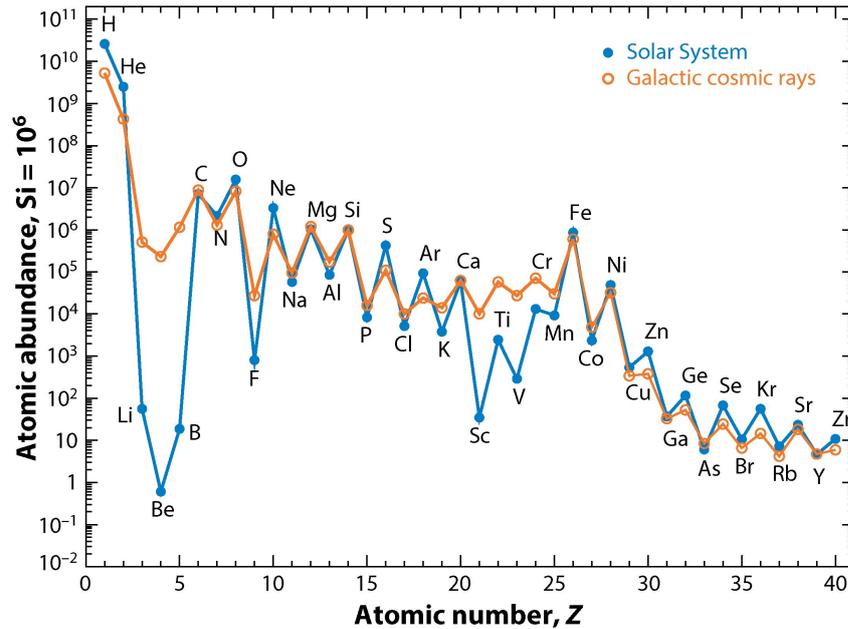


FIGURE 1.2 – Composition des rayons cosmiques en dessous d'un GeV par rapport aux abondances solaires (Tatischeff & Gabici, 2018)

ensuite viennent les noyaux d'héliums ($\sim 10\%$) et enfin les éléments plus lourds ($\sim 1\%$). La Fig. 1.2 montre la composition du rayonnement cosmique par rapport aux abondances solaires. On peut voir une surabondance de certains éléments dans le rayonnement cosmique, d'abord du côté des éléments légers, le lithium, le béryllium et le bore mais aussi de d'autres éléments plus lourds situés avant le fer : le scandium, le titane, le vanadium, le chrome et le manganèse.

Ces surabondances sont interprétées comme les résultats des multiples interactions entre les rayons cosmiques dits *primaires* et le milieu interstellaire. En effet, lorsqu'un noyau lourd entre en collision avec une particule, il peut se fragmenter pour produire des éléments dits *secondaires* plus légers, c'est le processus de *spallation*. Les abondances relatives entre les rayons cosmiques primaires et secondaires sont d'une très grande importance pour comprendre la manière dont se propagent les rayons cosmiques. Par exemple, avec quelques calculs simples (Gabici et al., 2019), nous pouvons voir comment déduire le temps de résidence des rayons cosmiques dans la galaxie à partir de rapports d'abondances secondaires sur primaires. En effet, le taux de production de secondaires peut s'écrire $q_s \simeq n_p n_{\text{MIS}} \sigma_s c$, avec n_p la densité de primaires, n_{MIS} la densité d'hydrogène dans le milieu interstellaire, c la vitesse de la lumière dans le vide et σ_s la section efficace de spallation. Or, la densité de secondaires s'écrit $n_s = q_s \tau_{\text{res}}$, avec τ_{res} le temps de résidence des rayons cosmiques dans le disque de la galaxie. On a finalement le ratio de secondaires par rapport aux primaires $n_s/n_p = n_{\text{MIS}} \sigma_s \tau_{\text{res}} c$. Nous pouvons donc déduire le temps de résidence dans le disque de la galaxie, à la condition de connaître les sections efficaces de spallation qui en l'occurrence, sont mesurées par des expériences en laboratoire. Le rapport bore sur carbone (B/C) dans le domaine

du GeV nous indique un temps de résidence de quelques millions d'années dans le disque galactique pour une densité moyenne du milieu interstellaire de l'ordre de 1 H cm^{-3} , ce qui donne une distance de l'ordre du Mpc pour le trajet des rayons cosmiques s'ils se déplaçaient en ligne droite. Cette distance étant bien plus grande que la taille de la galaxie, on en déduit que les rayons cosmiques sont déviés de multiples fois avant de nous parvenir, remplissant toute la galaxie dans laquelle ils sont confinés.

De plus, les rapports tels que B/C nous donnent aussi des indices sur l'origine physique des changements de pente. En effet, la magnitude des changements de pente dans le spectre des secondaires indique s'ils sont introduits dans le spectre des primaires au niveau des sources, pendant la propagation dans la galaxie ou encore s'ils sont causés par la présence de sources proches (e.g. [Serpico, 2015](#)).

Les détecteurs PAMELA et AMS-02 ont aussi rapporté une différence spectrale entre les protons et les héliums comme nous pouvons le voir en Fig. 1.3. Le spectre des héliums est légèrement plus dur que celui des protons et leur différence spectrale change en fonction de la rigidité. Au-delà de $\sim 45 \text{ GV}$, le rapport de leur flux peut être décrit par une loi de puissance. Reproduire cette anomalie par des effets de propagation semble incompatible avec le temps de résidence déduit du rapport B/C ([Evoli et al., 2019](#)). Cela indique alors que l'origine de cette anomalie spectrale serait plutôt au niveau de l'accélération ou de l'échappement des rayons cosmiques près des sources.

Une autre anomalie du spectre des rayons cosmiques est la surabondance de positrons à $10 - 100 \text{ GeV}$ (e.g. [Aguilar et al., 2019](#)). En effet, les positrons possèdent un spectre similaire à celui des antiprotons alors qu'il devrait être moins dur, à l'image du spectre des électrons par rapport à celui des protons. En effet, le spectre des leptons est attendu plus mou que celui des hadrons car ceux-ci subissent de fortes pertes en énergies lors de leur propagation et ces pertes augmentent avec l'énergie des leptons. Il n'y a pas de consensus sur l'origine de la ressemblance du spectre des antiprotons et des positrons, les uns comme les autres pourraient être des produits secondaires des interactions inélastiques hadroniques ([Lipari, 2017](#)) ou cela pourrait n'être qu'une coïncidence. En revanche, l'excès de positrons pourrait être dû à la présence de sources additionnelles de positrons comme des nébuleuses de vents de pulsar (e.g. [Di Mauro et al., 2019](#)), bien que d'autres scénarios existent et impliquent plutôt de l'annihilation de matière noire ([Bergström et al., 2008](#)), des jets de micro-quasars ([Gupta & Torres, 2014](#)) ou des effets de propagation ([Burch & Cowsik, 2010](#)).

Distribution du rayonnement cosmique sur le ciel

À partir des rapports secondaires sur primaires, nous pouvons aussi calculer le grammage, c'est-à-dire la densité de colonne totale traversée par les rayons cosmiques primaires pour produire la quantité de secondaires observée. On a alors le grammage $\Lambda = \mu m_p n_{\text{MIS}} \tau_{\text{res}} c$ avec μ la masse atomique moyenne du milieu inter-

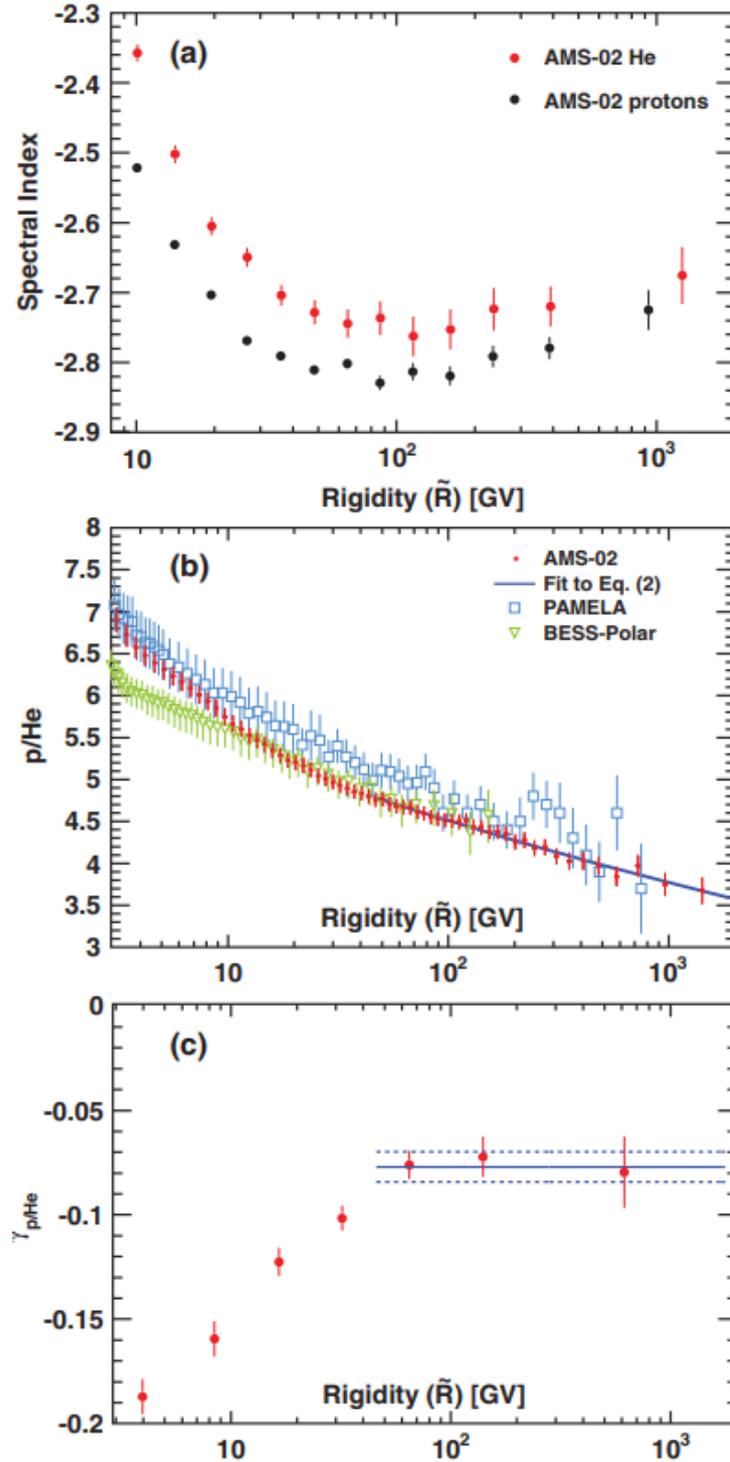


FIGURE 1.3 – (a) Indice spectral du spectre des protons et de l'hélium en fonction de la rigidité. (b) Rapport entre le flux de protons et celui de l'hélium en fonction de la rigidité. La courbe en bleu au-dessus de 45 GV correspond à une loi de puissance. (c) Indice spectral du rapport p/He en fonction de la rigidité. Au-dessus de 45 GV le rapport devient constant, comme illustré par la droite bleue. Source : [Aguilar et al. \(2015b\)](#)

stellaire (~ 1.4 pour de l'hydrogène avec 10% d'hélium) et m_p la masse du proton. Le rapport B/C donne un grammage d'environ 10 g cm^{-2} pour des particules au

GeV et décroît rapidement avec l'énergie (Evoli et al., 2019), ce qui indique que les rayons cosmiques primaires ne se propagent pas en ligne droite étant donné une densité de colonne dans la galaxie de l'ordre de $R_{\text{gal}}\mu m_p n_{\text{MIS}} = 0.1 \text{ g cm}^{-2}$. Par conséquent, les particules devraient grandement se diffuser et la distribution des rayons cosmiques dans le ciel devrait avoir un haut degré d'isotropie. Le mécanisme menant à un tel niveau de diffusion est l'interaction des rayons cosmiques, particules chargées, avec la turbulence magnétique du milieu interstellaire. Ce haut degré d'isotropie supposée est effectivement observé, avec des variations de l'ordre de 10^{-3} en dessous du PeV (e.g. Aartsen et al., 2013; Giacinti & Kirk, 2017; Ameno-mori et al., 2017) et des variations potentiellement plus élevées au-delà du EeV (e.g. Aab et al., 2018). Ces dernières pourraient être dues à des sources extragalactiques proches ou à l'influence du champ magnétique intergalactique et/ou interstellaire sur la trajectoire des rayons cosmiques extragalactiques.

1.2 Accélération et propagation

Nous avons vu qu'en dehors de quelques anomalies, le spectre total des rayons cosmiques peut être décrit par des lois de puissances dans différents intervalles d'énergie. Pour expliquer cette forme de loi de puissance, nous cherchons des mécanismes d'accélération et de transport de particules invariants d'échelle, c'est-à-dire des mécanismes universels pouvant s'appliquer à toutes les échelles.

1.2.1 Accélération des rayons cosmiques

Un mécanisme universel d'accélération dans les milieux magnétisés est proposé par Enrico Fermi au milieu du xx^e siècle (Fermi, 1949) et sera nommé plus tard, processus d'accélération de Fermi du second ordre (ou Fermi II). Un deuxième processus d'accélération universel, cette fois dans les chocs astrophysiques, sera décrit notamment par Blandford & Ostriker (1978) et par Bell (1978a,b). Ce mécanisme sera appelé processus d'accélération de Fermi du premier ordre (ou Fermi I).

Ces deux processus se basent fondamentalement sur le même mécanisme, qui est la diffusion de particules sur la turbulence magnétique. Dans le cas du processus de second ordre tel qu'il a été décrit par Fermi (1949), la particule suit une trajectoire aléatoire et va rencontrer des miroirs magnétiques en mouvement sur lesquels elle va se réfléchir. Si le miroir magnétique se déplace dans une direction et que la particule arrive en aval du miroir, elle va perdre de l'énergie et si la particule arrive en amont au miroir, de front, elle va gagner de l'énergie. Fermi montre qu'en moyenne, il y a un peu plus de chances d'avoir des collisions frontales même si le mouvement des particules est aléatoire. Il en résulte donc qu'en moyenne, les particules gagnent de l'énergie, le gain d'énergie moyen est $\Delta E/E \propto (v/c)^2$ avec v la vitesse du miroir magnétique, c'est la raison pour laquelle on qualifie ce processus de second ordre (voir Longair, 2011, pour une démonstration). Dans la version moderne de l'accélération de Fermi II, les particules interagissent avec des ondes

magnétohydrodynamiques, diffusent aléatoirement dessus et sont accélérées selon la même logique. Pour de la turbulence Alfvénique, le gain d'énergie devient alors fonction de la vitesse d'Alfvén du plasma v_A à la place de la vitesse des miroirs magnétiques.

Dans le cas du processus du premier ordre, on s'intéresse à une particule traversant une onde de choc depuis la région en amont ou en aval. Par conservation de la masse à la traversée du front d'onde, la vitesse du fluide en amont, v_1 , est $r = v_1/v_2$ fois supérieure à la vitesse du fluide en aval (Longair, 2011), v_2 , avec r le facteur de compression du choc. Par conséquent, dans le référentiel d'une particule en amont ou en aval, le fluide de l'autre côté du choc s'approche toujours d'elle avec une vitesse égale à $1 - 1/r$ fois la vitesse du choc. Étant donné que r est supérieur à 1, on a donc dans tous les cas, un gain d'énergie. Cependant, à la différence du processus de second ordre, les collisions avec l'onde de choc ne se font que de front ce qui induit un gain systématique en énergie moyen $\Delta E/E \propto (v/c)$ avec v la vitesse du choc, on qualifie donc ce mécanisme de processus du premier ordre.

Une caractéristique importante commune à ces deux processus, est que l'on obtient une distribution des particules dans l'espace des phases $f(p)$ sous forme de loi de puissance, indépendamment du spectre d'injection des particules :

$$f(p) \propto p^{-q} \quad 1.1$$

avec p l'impulsion des particules. Dans le cas de l'accélération du premier ordre, on peut aussi montrer que l'indice spectral de cette loi de puissance est :

$$q = \frac{3r}{r-1} \quad 1.2$$

avec r qui peut aussi s'écrire $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ avec γ l'indice adiabatique du gaz. Dans le cas d'un choc fort, $r \simeq 4$ donc $f(p) \propto p^{-4}$ et donc pour le spectre en énergie des particules relativistes $N(E) \propto E^{-2}$.

On remarque que l'accélération de Fermi du second ordre sera plutôt inefficace par rapport à celle du premier ordre, le gain d'énergie étant proportionnel à $(v_a/c)^2$ avec $v_a \ll c$. Pour l'accélération diffusive au choc (Fermi I), le gain en énergie est proportionnel à v/c avec v la vitesse du choc qui peut avoir des valeurs proches de 10% de la vitesse de la lumière dans le cas des restes de supernovae très jeunes. On va donc plus généralement considérer que Fermi II est de la réaccélération sur la turbulence magnétique de particules non-thermiques déjà accélérées par l'accélération diffusive par des chocs.

Enfin, la manière dont seront accélérés les rayons cosmiques dépend de la durée de leur confinement dans le site accélérateur, de l'amplification ou de l'atténuation de la turbulence par leur passage, de la compressibilité du choc pouvant varier face à la pression des rayons cosmiques. Nous allons voir par la suite comment décrire le transport des rayons cosmiques à grande échelle et préciser les particularités du transport au voisinage des sources.

1.2.2 Propagation des rayons cosmiques

La théorie quasi-linéaire

La densité locale d'énergie des rayons cosmiques est comparable à celle des autres composantes interstellaires, on s'attend donc à ce que les rayons cosmiques puissent influencer significativement les composantes de fond, comme le champ magnétique par exemple. Par conséquent, le transport des rayons cosmiques est non-linéaire et en faire une description est extrêmement complexe. Pour simplifier, le transport des rayons cosmiques à grande échelle est généralement décrit dans le cadre de la théorie quasi-linéaire.

La théorie quasi-linéaire implique que l'on va prendre l'approche perturbative pour décrire le champ magnétique du milieu. Cela suppose que le champ magnétique peut être décrit comme la superposition d'un champ moyen \mathbf{B}_0 et de petites perturbations $\delta\mathbf{B}$ à petites échelles devant l'échelle de cohérence du champ moyen tel que :

$$\mathbf{B}_{\text{tot}} = \mathbf{B}_0 + \delta\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \quad 1.3$$

Dans la plupart des cas, nous supposons aussi que la turbulence magnétique est purement Alfvénique. La théorie de Kolmogorov, dit que les remous ou tourbillons de la turbulence se scindent et transfèrent leur énergie de l'échelle d'injection à l'échelle de dissipation. Aux échelles intermédiaires, la viscosité et l'injection peuvent être négligées permettant à la théorie de Kolmogorov de prédire que pour de la turbulence non magnétisée, la forme de la densité spectrale d'énergie est une loi de puissance d'indice $\propto k^{-5/3}$. Il n'y a pas de valeur universelle de la pente dans le cas de turbulence magnétique mais elle reste invariante d'échelle entre les échelles d'injection et de dissipation donc nous pouvons tout de même dire que $w(k) \propto k^{-q}$ (e.g. [Iroshnikov, 1964](#); [Kraichnan, 1965](#); [Marsch & Tu, 1990](#)).

Nous l'avons vu, les rayons cosmiques subissent de nombreuses interactions durant leur trajet, les retenant près des sources ou dans la galaxie pendant des millions d'années. Nous pouvons donc considérer que leur trajectoire est aléatoire et utiliser le formalisme de la diffusion de particules pour décrire leur mouvement. De plus, nous n'allons pas nous intéresser à la trajectoire des particules individuellement mais plutôt regarder comment l'ensemble des particules interagit avec le plasma, statistiquement. Nous allons donc chercher à décrire comment la densité de particules dans l'espace des phases change au cours du temps ou dans l'espace lorsque celles-ci interagissent avec le plasma.

On va considérer la densité de particule dans l'espace des phases isotrope par rapport à l'angle d'attaque, c'est-à-dire que l'on fait une approximation sur la diffusion des particules en ne gardant que la partie moyennée sur les angles d'attaque (voir [Schlickeiser, 2002](#)). On suppose aussi la présence d'un mouvement d'ensemble du plasma. On se place dans le référentiel mixte où la position \mathbf{x} est donnée dans le référentiel de l'observateur et l'impulsion \mathbf{p} est donnée dans le référentiel des

centres de diffusion ou de manière équivalente, dans le référentiel co-mobile du plasma. La densité de particule dans l'espace des phases mixte f est alors :

$$\partial_t f + \mathbf{u} \cdot \nabla f = \nabla \cdot (\mathbf{D} \cdot \nabla f) + \frac{p}{3} \partial_p (f \nabla \cdot \mathbf{u}) + \frac{1}{p^2} \partial_p (p^2 D_{pp} \partial_p f) - \frac{1}{p^2} \partial_p (p^2 \dot{p} f) - \frac{f}{\tau_c} + Q \quad 1.4$$

avec p la quantité de mouvement des particules, \mathbf{D} le tenseur de diffusion spatial, \mathbf{u} la vitesse du plasma, D_{pp} le coefficient de diffusion des impulsions, τ_c le temps de pertes catastrophiques et Q le terme d'injection par des sources. Cette équation peut être dérivée à partir de l'équation de la force de Lorentz décrivant l'interaction d'une particule avec un champ magnétique et un champ électrique et de l'équation de Liouville qui décrit la conservation de la densité de particules dans un volume de l'espace des phases le long de la trajectoire. Une dérivation complète peut être trouvée par exemple dans [Schlickeiser \(2002\)](#).

Nous avons dans cette équation simplifiée, la majorité des processus modifiant la densité de rayons cosmiques :

- . $\partial_t f + \mathbf{u} \cdot \nabla f$: les deux termes représentent la dérivée Lagrangienne de la distribution le long de sa trajectoire. Par ailleurs, le deuxième terme comprend l'opérateur $\mathbf{u} \cdot \nabla$ correspondant à un terme d'advection, c'est-à-dire une dérive de la distribution de particule dans l'espace.
- . $\nabla \cdot (\mathbf{D} \cdot \nabla f)$: ce terme représente la diffusion spatiale de la distribution de particules.
- . $\frac{p}{3} \partial_p (f \nabla \cdot \mathbf{u})$: c'est un terme équivalent à de la convection dans l'espace des impulsions. Remarquablement, Fermi I est un cas particulier d'un flux convergent, c'est-à-dire $\nabla \cdot \mathbf{u} < 0$.
- . $\frac{1}{p^2} \partial_p (p^2 D_{pp} \partial_p f)$: Ce terme représente la diffusion dans l'espace des impulsions. À nouveau, le mécanisme de (ré-)accélération de Fermi II sur la turbulence magnétique est un cas particulier de la diffusion dans l'espace des impulsions ([Thornbury & Drury, 2014](#)).
- . $\frac{1}{p^2} \partial_p (p^2 \dot{p} f)$: C'est un terme de perte continue d'impulsion via des interactions conservant le nombre total de particules comme les interactions avec le champ de rayonnement ou le champ magnétique, les interactions avec le gaz ou encore les interactions Coulombiennes.
- . $\frac{f}{\tau_c}$: Ce terme représente les pertes en impulsion dites "catastrophiques" c'est-à-dire qui ne conservent pas le nombre total de particules, comme les spallations, les annihilations ou les désintégrations.

Nous pouvons définir et même mettre en relation les coefficients de diffusion c'est-à-dire, dans le tenseur de diffusion \mathbf{D} , les coefficients de diffusion parallèle D_{\parallel}

et perpendiculaire D_{\perp} au champ magnétique local et le coefficient de diffusion des impulsions D_{pp} . En suivant la démonstration donnée par [Schlickeiser \(2002\)](#), on obtient la relation suivant :

$$D_{\parallel} D_{pp} \simeq \frac{p^2 v_a^2}{9} \quad 1.5$$

Ce que l'on peut voir à travers cette relation c'est que si les particules se propagent peu dans l'espace, c'est-à-dire qu'elles sont souvent diffusées sur la turbulence, alors la diffusion des impulsions est plus élevée.

La théorie quasi-linéaire nous permet aussi d'écrire la relation suivante pour la diffusion spatiale parallèle :

$$D_{\parallel} = \frac{v \lambda_{\parallel}}{3} = \left(\frac{\delta B_{\text{res}}}{B_0} \right)^{-2} \frac{v r_L}{3} \quad 1.6$$

avec δB_{res}^2 l'amplitude de la turbulence à la résonance et r_L le rayon de Larmor. Or, l'intégrale du spectre de la densité d'énergie de la turbulence $w(k)dk \propto k^{2+\alpha} dk$ (e.g. [Strong et al., 2007](#)) est égale au rapport $\left(\frac{\delta B_{\text{res}}}{B_0} \right)^2$. On peut alors réécrire le coefficient de diffusion en fonction de la rigidité $R = r_L B$:

$$D_{\parallel} = D_0 \beta \left(\frac{R}{R_0} \right)^{\alpha} \quad 1.7$$

avec $\beta = v/c$ et R_0 la rigidité à une énergie de référence donnée.

Une valeur typique de α utilisée notamment pour le milieu interstellaire est $1/3$ correspondant à un spectre de turbulence de Kolmogorov mais d'autres types de spectre sont possibles pour décrire le milieu interstellaire comme celui d'Iroshnikov-Kraichnan avec $\alpha = 1/2$. Dans le cas d'un spectre de turbulence de Kolmogorov, on a une valeur typique du coefficient de diffusion de $D_{\parallel} \simeq 10^{28} \beta \left(\frac{R}{1 \text{ GV}} \right)^{1/3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Différentes analyses ont donné des valeurs de α entre 0.3 et 0.6 et des valeurs de D_0 entre $3 - 5 \times 10^{28}$ à 1 GeV ([Strong et al., 2007](#)) et $0.6 - 1.2 \times 10^{29} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ à quelques GeV dans notre galaxie ([Trotta et al., 2011](#); [Ackermann et al., 2012](#)).

Généralement pour la propagation à grande échelle, on considère la diffusion anisotrope et particulièrement efficace parallèlement aux lignes de champ magnétique, on néglige donc la diffusion perpendiculaire.

Modélisation de la propagation à grande échelle

On peut modéliser en bonne approximation la densité de rayons cosmiques dans la galaxie à l'aide de l'équation 1.4. Plutôt que de chercher à résoudre cette équation de manière analytique, il est possible de passer par des solutions numériques. C'est ce que font les codes de propagation comme GALPROP ([Strong & Moskalenko, 1998](#)), DRAGON ([Evoli et al., 2017, 2018](#)), PICARD ([Kissmann, 2014](#)) ou encore USINE ([Putze et al., 2009](#); [Maurin, 2020](#)) avec son approche semi-analytique. Ces modèles supposent en général que la propagation des rayons cosmiques est isotrope avec un coefficient de diffusion homogène sous la forme de l'équation 1.7. Ces codes

comparent les modèles aux données astrophysiques disponibles, comme le spectre des différents éléments du rayonnement cosmique, les rapports secondaires sur primaires au niveau de la Terre ou encore l'émission électromagnétique dans la galaxie due aux différentes interactions entre les rayons cosmiques et les ingrédients du milieu interstellaire.

Cependant, nos connaissances sur les rayons cosmiques grandissent et ont apporté leur lot de nouvelles anomalies. Ces codes de propagation évoluent donc pour essayer de prendre en compte ces anomalies. Notamment, la description 2D de la galaxie, considérée comme un cylindre où les ingrédients des modèles sont fonction du rayon galacto-centrique et de la coordonnée normale au plan, est progressivement délaissée au profit d'une description 3D plus réaliste de la galaxie avec des bras spiraux (voir [Gaggero et al., 2013](#); [Kissmann et al., 2015, 2017](#); [Porter et al., 2017](#)).

L'hypothèse d'un coefficient de diffusion homogène dans la galaxie n'a aucune raison d'être correcte, [Evoli et al. \(2012\)](#) ont étudié l'impact d'un coefficient de diffusion inhomogène, corrélé aux variations spatiales du spectre de la turbulence et sont parvenus à expliquer le *problème du gradient*. Ce problème vient du fait que la décroissance de la densité de rayons cosmiques, déduite des observations en rayons gamma dont on parlera dans la prochaine section, au-delà du rayon galacto-centrique du système solaire soit moins forte que la décroissance des sites accélérateurs ([Strong et al., 1988](#)). La diffusion est aussi considérée comme isotrope dans la plupart des codes de propagation car on manque d'une description fine du milieu interstellaire pour toute la galaxie. De plus, on suppose généralement de la turbulence purement Alfvénique mais en réalité, les modes magnéto-soniques pourraient être plus efficace pour, notamment, confiner les particules. Il est possible de décrire la diffusion des rayons cosmiques sur les ondes magnéto-soniques en considérant des effets non-linéaires à la théorie quasi-linéaire (e.g. [Yan & Lazarian, 2008](#)).

DRAGON, qui est une version de GALPROP avec plus de fonctionnalités, peut prendre en compte le transport inhomogène et anisotrope des rayons cosmiques mais aussi quelques effets non-linéaires comme la dissipation des ondes magnétohydrodynamiques par résonance avec les rayons cosmiques ([Evoli et al., 2017](#)). La turbulence sur les modes magnéto-soniques a également été implémentée ([Fornieri et al., 2021](#)).

L'amélioration constante de ces codes de propagation est cruciale, car en ajustant des modèles complexes physiquement motivés aux données que nous avons, nous pouvons essayer d'expliquer les anomalies que nous observons par des processus physiques et non pas en ajoutant des ruptures de pentes *ad hoc*.

Ces codes donnent une image approximativement correcte de la distribution des rayons cosmiques à des échelles du kiloparsec. Ils ne sont donc pas recommandés pour essayer de caractériser la population de rayons cosmiques à des échelles inférieures, au voisinage des sources.

Propagation près des sources

La propagation des rayons cosmiques près des sources pose de nouveaux problèmes. En effet, l'environnement très proche des sources peut-être particulièrement dynamique et énergétique, avec des chocs, un niveau de turbulence élevé ou encore un champ magnétique intense. C'est un environnement significativement différent du milieu interstellaire moyen dans la galaxie où nous allons retrouver une plus grande densité de rayons cosmiques, qui évolue dans le temps et avec l'énergie et qui exerce une influence forte sur le milieu environnant.

Je vais me concentrer sur la propagation des rayons cosmiques après leur sortie de l'accélérateur, c'est-à-dire dans une zone de 50 – 100 pc autour des sources, en me basant sur la revue [Tibaldo et al. \(2021\)](#). La propagation à l'intérieur et l'échappement hors du site d'accélération sont intimement liés aux mécanismes d'accélération, sa caractérisation nécessite donc une compréhension claire des mécanismes d'accélération, ce dont nous manquons encore aujourd'hui.

La croissance de la densité de rayons cosmiques au fur et à mesure que l'on s'approche de la source induit un gradient de pression dû aux rayons cosmiques. Ces gradients de pression peuvent donner lieu à des instabilités d'écoulements résonantes ([Zweibel, 1979](#); [Achterberg, 1983](#)) ou non résonantes ([Bell, 2004](#); [Matthews et al., 2017](#)). Ces processus non-linéaires participent à l'amplification du champ magnétique et de la turbulence et donc au confinement des particules. Ce confinement se traduit par une suppression du coefficient de diffusion par rapport au niveau de diffusion dans le milieu interstellaire. Des processus d'atténuation de ces instabilités, comme la friction ion-neutre, vont réduire leur impact sur le confinement sans pour autant le supprimer.

Dans un milieu totalement ionisé la suppression de la diffusion par rapport au niveau de diffusion moyen dans le milieu interstellaire peut atteindre des facteurs 10 – 100 à proximité des sources et en fonction de l'énergie. Par exemple, [Nava et al. \(2019\)](#) montrent une suppression d'un facteur 20 dans les 50 – 100 pc autour d'un reste de supernova pendant plusieurs dizaines de milliers d'années à 1 TeV et plusieurs centaines de milliers d'années à 10 GeV. De la même manière, l'intérieur des amas stellaires ou des super-bulles (dont nous parlerons par la suite) est un milieu particulièrement turbulent où un certain niveau de confinement est attendu. Récemment, [Zhang et al. \(2020\)](#) ont montré dans la région de formation stellaire du Cygne, la dominance des modes magnéto-soniques sur la turbulence Alfvénique. Dans le cadre du transport de particules, cela se traduit par une diffusion isotrope, plus efficace pour confiner les rayons cosmiques ([Yan & Lazarian, 2008](#)).

Pour espérer comprendre la manière dont les particules sont confinées et se propagent à proximité des sources, nous devons nous intéresser aux mesures indirectes de rayons cosmiques dont certaines nous permettent de les étudier près de leurs sources.

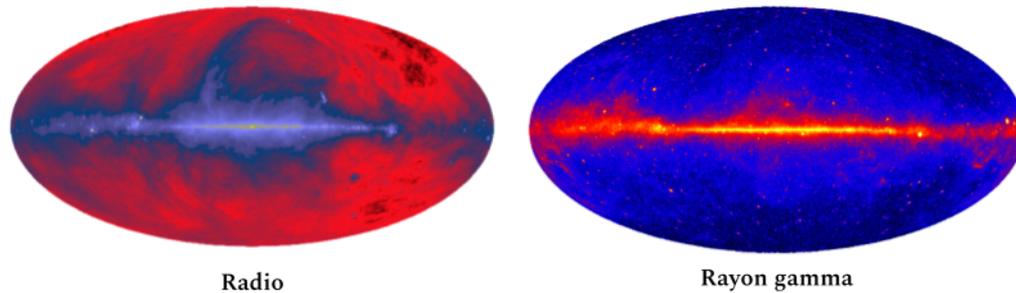


FIGURE 1.4 – Images du ciel dans 2 domaines du spectre électromagnétique. À gauche, image en radio (Haslam et al., 1982), à droite, image en rayons gamma par Fermi (crédit : “NASA/DOE/Fermi LAT Collaboration”)

1.3 Observations indirectes

Les rayons cosmiques galactiques subissent de multiples diffusions au cours de leur trajet entre les accélérateurs et nos détecteurs, ce qui fait disparaître toute information sur la direction de leur source d’origine. Cela constitue le principal obstacle à la recherche des sources de rayons cosmiques, car les flux de particules observés au niveau de la Terre ou du système solaire sont quasi-isotropes.

Cependant, cette quasi-isotropie est aussi la preuve que les rayons cosmiques interagissent au cours de leur trajet dans la galaxie. Nous pouvons alors espérer voir les traces de ces interactions en explorant le spectre électromagnétique.

Dans le domaine radio et micro-onde, nous pouvons observer (Fig. 1.4, à gauche) l’émission synchrotron des leptons du rayonnement cosmiques avec des énergies en dessous ou autour du GeV, interagissant avec un champ magnétique. La caractérisation de l’émission synchrotron est importante car elle permet de déduire la distribution des leptons du rayonnement cosmique et donc permet aussi de contraindre l’émission Compton inverse en rayon gamma (Orlando, 2019) pour un modèle de champ magnétique donné. La difficulté réside dans la séparation de l’émission synchrotron des émissions de fond, notamment thermique, mais aussi dans la caractérisation du champ magnétique.

De plus, nous pouvons observer certaines raies d’ionisation moléculaires, en radio et en infrarouge (Grenier et al., 2015). Les molécules sont ionisées par des rayons cosmiques d’énergie < 100 MeV ce qui permet d’étudier indirectement les rayons cosmiques de basse énergie. Cependant, le taux d’ionisation déduit de ces raies dépend de notre connaissance de la composition du milieu interstellaire et des autres sources de rayonnement ionisant.

En rayon X, nous pouvons détecter l’émission synchrotron des leptons de haute énergie (10 – 100 TeV) lorsqu’ils interagissent avec un champ magnétique intense. Généralement, nous observerons ces rayonnements plus près des sources de rayons cosmiques à cause de l’efficacité des pertes énergétiques des leptons ce qui permet notamment d’étudier l’accélération de rayons cosmiques dans les chocs de supernova. La Fig. 1.5 montre un exemple de ce que l’on peut voir en rayons X pour un

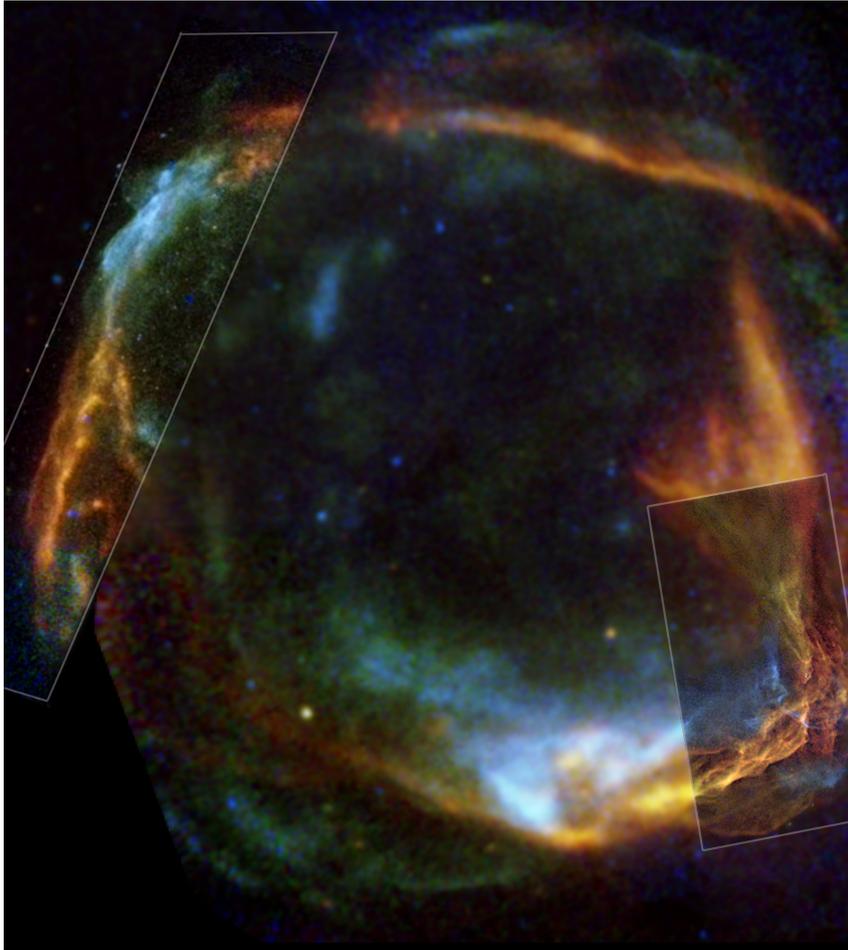


FIGURE 1.5 - Image en rayons X du reste de supernova RCW 86. Ici les parties à plus hautes résolutions proviennent d'observations Chandra et le reste d'observation XMM. En rouge nous voyant l'émission thermique du gaz et en bleu l'émission non-thermique. Crédit : Chandra : NASA/CXC/Univ. of Utrecht/J.Vink et al. ; XMM-Newton : ESA/Univ. of Utrecht/J.Vink et al.

reste de supernova. Ce que nous voyons en bleu est l'émission synchrotron et en rouge l'émission thermique du gaz.

Cependant, c'est surtout dans le domaine des rayons gamma que l'on va trouver le maximum d'informations indirectes sur les rayons cosmiques (voir la revue [Tibaldo et al., 2021](#)). En effet, on observe dans les données gamma (image de droite dans la Fig. 1.4) une émission diffuse interstellaire largement dominante dans le ciel entre quelques dizaines de MeV et quelques centaines de GeV ([Ackermann et al., 2012](#)). La production de rayons gamma jusqu'à quelques centaines de GeV par les rayons cosmiques se fait majoritairement *via* trois processus. Le processus majoritaire est la décroissance de pions neutres en photons gamma, produits lors de la collision inélastique de noyaux du rayonnement cosmique avec des noyaux du gaz interstellaire. Les autres processus sont le Compton-inverse, c'est-à-dire le *boost* de photons de basse énergie par des leptons du rayonnement cosmique et le rayonnement de "freinage" ou *Bremsstrahlung* non-thermique, dû à l'interaction électromagnétique d'un électron dans le champ coulombien d'un noyau. Au-delà du

TeV, le rayonnement de freinage devient minoritaire.

Nous nous attendons aussi à ce que les sources de rayons cosmiques brillent particulièrement en gamma grâce à la densité de rayons cosmiques plus élevée (en supposant qu'il n'y ait pas de suppression de la densité de cibles) à leur voisinage. Avec une bonne connaissance de la densité du gaz interstellaire et des sections efficaces d'interaction, nous pouvons donc déduire la densité de rayons cosmiques à partir des données gamma. C'est notamment ce qui a permis de mettre en évidence le problème du gradient évoqué dans la section précédente (Strong et al., 1988). Les photons gamma n'interagissant que très rarement durant leur trajet jusqu'à nos détecteurs, la direction dans laquelle nous détectons un rayon gamma est aussi la direction dans laquelle se trouve le point d'interaction qui lui a donné naissance.

À plus basse énergie, toujours en rayons gamma mais en dessous du pic d'émission de la désintégration du pion neutre (~ 67.5 MeV), nous pourrions théoriquement trouver les raies d'émission de désexcitations nucléaires dues à la collision de rayons cosmiques avec le gaz et la poussière du milieu interstellaire dans la gamme d'énergie 0.1 – 10 MeV (Tatischeff & Kiener, 2004; Liu et al., 2021).

Enfin, outre les signaux électromagnétiques, un autre canal pour l'étude des rayons cosmiques est les neutrinos de très hautes énergies dont la première détection a été faite par IceCube Collaboration (2013). En effet les neutrinos sont aussi produits lors des collisions inélastiques hadroniques et nous pouvons utiliser leur détection pour contraindre les modèles de production et de transport de rayons cosmiques. Cependant le manque de statistique fait que même en combinant plusieurs détecteurs comme ANTARES et IceCube, seules des limites supérieures sur le flux de neutrinos Galactiques attendu ont pu être données (Albert et al., 2018).

1.4 Le paradigme des restes de supernovae

1.4.1 Le paradigme

Nous avons vu que les rayons cosmiques entre quelques MeV et jusqu'à ~ 5 PeV sont d'origine galactique. Nous connaissons des mécanismes d'accélération basiques qui peuvent expliquer la forme de loi de puissance du spectre des rayons cosmiques, une fois couplés à un modèle de propagation dont le coefficient de diffusion est lui aussi représenté par une loi de puissance en fonction de la rigidité. Cependant, à ce stade nous ne connaissons toujours pas les sites potentiels d'accélération des rayons cosmiques. Nous allons voir pourquoi les restes de supernova (SN) sont considérés depuis Baade & Zwicky (1934) comme les sources responsables de la majorité du rayonnement cosmique galactique.

Un premier argument simple est de regarder les grandeurs énergétiques mises en jeu. En intégrant le spectre des rayons cosmiques au niveau de la Terre, nous avons déterminé que la densité locale d'énergie des rayons cosmiques était d'environ $1 \text{ eV}/\text{cm}^3$. En prenant un rayon de la galaxie de ~ 16 kpc et une épaisseur du disque de ~ 300 pc, on peut calculer l'énergie des rayons cosmiques totale dans la galaxie

$W_{CR} \simeq 10^{55}$ erg. La puissance à injecter pour maintenir une telle énergie par les rayons cosmiques de manière constante est $P_{CR} = W_{CR}/\tau_{res} \simeq 10^{41}$ erg/s avec τ_{res} de l'ordre de quelques millions d'années (comme on l'a vu en section 1.1.2). Or, nous pouvons aussi estimer la puissance libérée par les supernovae de notre galaxie dans le milieu interstellaire. L'énergie libérée par une supernova est typiquement $W_{SN} = 10^{51}$ erg (e.g. [Woosley & Weaver, 1995](#)) et le taux de supernovae dans la galaxie est d'environ 3 par siècle, nous pouvons alors calculer la puissance libérée par les supernovae $P_{SN} \simeq 10^{42}$ erg/s. Par conséquent, une efficacité de $\sim 10\%$ est suffisante pour expliquer l'énergie portée par les rayons cosmiques galactiques.

Un deuxième argument en faveur de l'accélération des rayons cosmiques dans les restes de supernovae est l'existence d'un mécanisme permettant cette accélération. En effet, le mécanisme d'accélération de Fermi du premier ordre est particulièrement adapté aux restes de supernova qui forment un choc en expansion pendant quelques dizaines de milliers d'années dans le milieu interstellaire. Ce mécanisme, combiné à des processus permettant l'amplification du champ magnétique au niveau du choc pourrait théoriquement permettre d'atteindre des énergies de l'ordre du PeV. Des observations de l'émission en rayons X du choc ont déterminé des valeurs de plusieurs ordres de grandeurs au-dessus du champ magnétique interstellaire pour les restes de supernova ([Uchiyama et al., 2007](#); [Vink, 2012](#)).

Enfin, un dernier argument, est la détection de plusieurs restes de supernovae dans le domaine gamma (et plus généralement dans le domaine non-thermique, en X et en radio), permettant de montrer, au minimum la présence de particules accélérées, au mieux des régions d'accélération (synchrotron en X). Il est difficile de dire si des noyaux sont effectivement accélérés dans les chocs de supernova car il est souvent possible d'expliquer l'émission gamma observée par des scénarios leptoniques ou hadroniques.

Un exemple permettant d'illustrer ces difficultés est RX J1713.7-3946. Les mesures d'une précision sans précédent faites par le réseau de télescope Tcherenkov HESS ont permis de mettre en évidence une extension de l'émission gamma supérieure à celle de l'émission en rayon X traçant le rayonnement synchrotron dans le choc ([H. E. S. S. Collaboration et al., 2018](#)). Cependant comme nous pouvons le voir en Fig. 1.6, il n'a pas été possible de conclure sur la nature des particules accélérées, car les scénarios hadroniques et leptoniques sont viables.

Dans d'autres cas, des preuves de l'accélération de noyaux ont été obtenues par l'émission gamma dans les restes de supernova IC 443, W44 ([Ackermann et al., 2013](#)) et W51 ([Jogler & Funk, 2016](#)). En effet, des profils de décroissance de pions neutres ont pu être mis en évidence possiblement produits par l'interaction de particules accélérées par le choc avec des nuages moléculaires proches.

1.4.2 Les limites du paradigme

Les restes de supernovae permettent d'expliquer simplement un certain nombre d'éléments cependant nous allons voir que d'autres sources doivent nécessairement

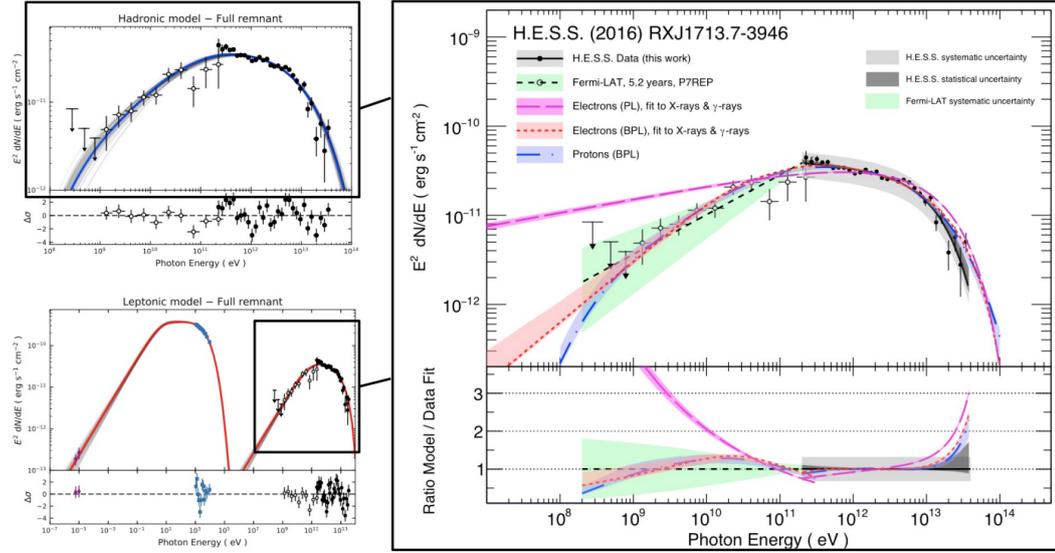


FIGURE 1.6 – Spectre en énergie du reste de supernova RX J1713.7-3946. Nous pouvons voir l'adéquation des modèles leptoniques et hadroniques avec les données Fermi et H.E.S.S. en rayons gamma. Pour le modèle leptonique, il y a aussi les données dans les autres longueurs d'ondes, en rayons X et en radio. Source : H. E. S. S. Collaboration et al. (2018).

jouer un rôle dans l'accélération et le transport des rayons cosmiques pour expliquer certaines des anomalies que nous avons mentionnées en section 1.1.

La première limitation est que les spectres observés de restes de supernova sont systématiquement plus raides que ceux prédits par la théorie de l'accélération diffuse aux chocs (Caprioli & Haggerty, 2019). Ce mécanisme produit, comme on l'a vu en section 1.2.1, un taux de particules accélérées q_{inj} en loi de puissance avec une pente 2. Une autre preuve de cette incohérence est obtenue par l'analyse du transport galactique du rayonnement cosmique, en lien avec les flux mesurés à la Terre. Avec un coefficient de diffusion $D \propto R^{0.3...0.6}$ (voir section 1.2.2) et un spectre de rayons cosmiques mesuré au niveau de la Terre $n_{CR} \propto R^{-2.7}$, nous déduisons que $q_{inj} \propto n_{CR} D \propto R^{-2.1...2.4}$. Pour obtenir un spectre plus cohérent avec les observations, il faut des alternatives au mécanisme de base. Par exemple, l'indice spectral peut s'éloigner de la valeur fiducielle de 2 en considérant l'impact que peut avoir le flux de rayons cosmiques accélérés sur le choc lui-même (e.g. Caprioli et al., 2009; Recchia & Gabici, 2018). La présence de particules neutres dans le gaz balayé par le reste de supernova peut aussi affecter le choc et donc l'indice spectral du spectre des particules accélérées, à travers deux processus, l'échange de charges entre ions et neutres et par ionisation (Blasi et al., 2012). Malgré ces récents développements, aucun consensus n'a encore été atteint et la question des mécanismes d'accélération permettant de reproduire les observations est toujours ouverte.

Le spectre des électrons et celui des protons sont très différents, le premier étant bien plus mou que le second. Cela s'explique facilement par le fait que les leptons

subissent des pertes en énergie particulièrement élevées à haute énergie par rapport aux protons. Malgré la prise en compte de cette différence de pertes en énergie, il faut tout de même supposer un spectre d'injection différent pour les électrons et les protons (e.g. [Strong et al., 2011](#); [Orlando, 2018](#)) ce qui indiquerait qu'ils sont injectés par différentes sources, donc que les restes de supernovae ne sont pas les seuls sites d'accélération. On retrouve le même argument lorsque l'on s'intéresse au rapport $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$ qui est 5 fois plus élevé que dans le système solaire ([Binns et al., 2005](#)). Cette abondance est difficilement explicable si l'on ne considère que les restes de supernova comme accélérateurs.

Mais là où le paradigme des supernovae rencontre ses plus sérieuses difficultés c'est lorsque l'on s'intéresse à l'énergie maximale à laquelle ils peuvent accélérer les rayons cosmiques. En effet, nous nous intéressons ici seulement aux rayons cosmiques galactiques ayant une énergie inférieure à quelques PeV. Les particules accélérées dans les restes de supernovae peuvent-elles atteindre de telles énergies? On utilise en première approximation le critère quantitatif d'Hillas ([Hillas, 1984, 2005](#)) pour déterminer cette énergie maximale en fonction de la vitesse du choc v_c , le rayon du choc R_c et le champ magnétique en amont du choc B_0 :

$$E_{max} \simeq Z \times 10^{13} \left(\frac{R_c}{\text{pc}} \right) \left(\frac{v_c}{1000 \text{ km/s}} \right) \left(\frac{B_0}{\mu\text{G}} \right) \text{ eV} \quad \text{1.8}$$

Nous remarquons que pour des valeurs typiques des paramètres d'un reste de supernova, l'énergie maximale atteignable par les particules est au moins un ordre de grandeur en dessous du genou. Comme nous l'avons dit dans la section précédente, si l'on a un champ magnétique fortement amplifié ([Bell et al., 2013](#)) il est possible d'atteindre le PeV. C'est un résultat qui est aussi retrouvé par des calculs plus rigoureux (e.g. [Cristofari et al., 2020](#)) où nous voyons que seuls de très rares restes de supernova pourraient atteindre le PeV en réunissant les bonnes conditions. En effet, si les restes de supernova peuvent être des PeVatrons à un moment de leur vie, ils ne peuvent l'être que pour un court moment au début de leur phase Sedov-Taylor. Typiquement, le nombre de restes de supernova PeVatrons devrait être $\lesssim 0.1$ par siècle et ils seraient actifs seulement pendant une durée typique d'un siècle ([Cristofari, 2021](#)). Enfin, pour que ces rares restes de supernova soient la contribution dominante au niveau du genou, il faut qu'ils le soient aussi entre $10^2 - 10^4$ GeV, laissant alors peu de place aux restes de supernova plus communs.

Une classe de source alternative : les régions de formation stellaire

Les amas stellaires sont issus de nuages moléculaires dans lesquels il y a eu de la formation d'étoiles créant des groupes plus ou moins compacts d'étoiles. On y retrouve environ 80% des étoiles les plus massives, de type O et B, particulièrement intéressantes du point de vue de l'accélération des rayons cosmiques de par les vents stellaires très puissants qu'elles produisent. C'est aussi dans ces régions que l'on va trouver la plupart des supernovae à effondrement de coeur, des pulsars et leurs

nébuleuses de vents ou encore les binaires à collision de vents. La présence de ce cocktail d'accélérateurs potentiels dans une région compacte, déposant une grande quantité d'énergie dans leur environnement et rendant le milieu particulièrement turbulent, est idéale pour accélérer les rayons cosmiques.

Nous allons d'abord voir dans le prochain chapitre comment se forment et évoluent les régions de formation stellaire. Ensuite, nous allons voir comment ces régions peuvent jouer un rôle dans le cycle de vie du rayonnement cosmique et quelles sont les preuves observationnelles de leur implication.

Sommaire

2.1 Propriétés générales	33
2.1.1 Origine et caractéristiques des régions de formation stellaire	33
2.1.2 Énergétique des régions de formation stellaire	34
2.1.3 Formation et évolution des super-bulles	36
2.2 Leur rôle dans l'origine des rayons cosmiques	40
2.2.1 Modèles d'accélération et de transport	40
2.2.2 Abondances isotopiques et région de formation stellaire . . .	43
2.3 Observation en gamma	47
2.3.1 Détections et non-détections d'émission gamma	47
2.3.2 Le cas de la région de formation stellaire Cygnus X	49

2.1 Propriétés générales

2.1.1 Origine et caractéristiques des régions de formation stellaire

Les régions de formation stellaire naissent à l'intérieur de grands nuages moléculaires denses, de masse 10^3 à $10^7 M_{\odot}$ dont les plus massifs se trouvent dans la zone moléculaire centrale (e.g. [Pierce-Price et al., 2000](#); [Ferrière et al., 2007](#); [Hatchfield et al., 2020](#)). Les nuages moléculaires ont une structure hiérarchique que l'on peut qualifier de fractale, avec des régions denses entourées de régions moins denses dans lesquelles on retrouve la même structure ([Elmegreen & Falgarone, 1996](#); [Blitz & Williams, 1999](#)). Des accumulations de matière se forment à toutes les échelles, les petites échelles étant nourries par les échelles plus grandes à la manière d'une cascade de turbulence ([Vázquez-Semadeni et al., 2019](#)). Aux petites échelles, les surdensités peuvent s'effondrer sous l'effet de la gravité si la pression due à la turbulence supersonique et aux champs magnétiques ne la contre-balance plus, notamment à cause de l'apport continu de matière.

À un stade plus avancé de l'évolution du nuage, nous allons retrouver un réseau de filaments et d'accumulations de matière à leur croisement ([Myers, 2009](#)). Les filaments se forment suite à l'effondrement anisotrope des surdensités qui se déforment à cause de mouvements de cisaillement dans le gaz à petites échelles ([Smith et al., 2016](#)). La majorité des amas stellaires se forment à l'intérieur des filaments et des amoncellements ([Könyves et al., 2015](#)). L'accumulation de matière dans les amoncellements grâce aux filaments (e.g. [Peretto et al., 2014](#); [Chen et al., 2019](#)) permettrait ensuite la formation d'étoiles de plus en plus massives (e.g. [Vázquez-Semadeni et al., 2017](#)).

La rétroaction des étoiles sur le milieu environnant va finalement stopper l'afflux de matière, repousser le gaz environnant et va isoler le système ainsi formé de son

environnement transformant le nuage parent en une structure complexe de cavités et d'amas.

Les propriétés importantes des amas ainsi formés sont sa masse et l'âge de sa ou ses populations stellaires s'il y a eu plusieurs épisodes de formation stellaire. L'autre propriété importante est la distribution spatiale des étoiles qui va déterminer la taille de l'amas, définie comme le rayon contenant la moitié de la masse de l'amas. La distribution en masse, taille et âge des amas est déterminée à l'aide d'études statistiques sur les populations d'amas dans notre galaxie et dans les galaxies proches.

Pour être appelé *amas stellaire*, un système d'étoiles ne doit pas être dominé par la matière noire, doit contenir au moins 12 étoiles et ces étoiles doivent être gravitationnellement liées (Krumholz et al., 2019). Dans le cas où les étoiles ne seraient pas gravitationnellement liées, le système est appelé *association* (e.g. Gieles & Portegies Zwart, 2011). On distingue les *amas ouverts*, présents dans le disque, jeunes ($\lesssim 1$ Ga) et peu massifs ($\lesssim 10^5 M_\odot$) des *amas globulaires*, présents dans le bulbe et le halo galactique et qui sont plus vieux (> 1 Ga) et massifs ($\gtrsim 10^4 M_\odot$). Il existe une troisième population d'amas stellaires qui fait le lien entre les deux précédentes, les amas stellaires jeunes ($\lesssim 0.1$ Ga) et massifs ($\gtrsim 10^4 M_\odot$), présents dans toute la galaxie mais plus rares car ils correspondent à des épisodes de formation stellaire particulièrement intenses et localisés (pour une revue Portegies Zwart et al., 2010). Dans le cadre de ce manuscrit, nous allons laisser de côté les amas globulaires qui sont composés généralement d'étoiles de faibles masses ne libérant que peu d'énergie dans le milieu interstellaire et qui donc ne sont pas des lieux propices à l'accélération de rayons cosmiques.

2.1.2 Énergétique des régions de formation stellaire

L'énergie présente dans ces régions vient principalement des étoiles qui composent les amas stellaires et associations, grâce à la lumière qu'elles rayonnent, les vents stellaires qu'elles éjectent mais aussi par la création de pulsars et de supernovae. Le nombre d'étoiles dans un amas ou une association est décrit par une quantité appelée *fonction de masse stellaire initiale* et définie comme :

$$\phi(m) \equiv \frac{dN}{dm} \propto M^{-\beta} \quad 2.1$$

avec β un indice dont la valeur standard trouvée dans l'environnement solaire pour des étoiles de masse supérieure à $\sim 1 M_\odot$ est 2.35 (Salpeter, 1955; Miller & Scalo, 1979; Kroupa, 2001). Cependant, cette valeur s'est avérée être relativement universelle avec des variations entre 2.3 et 2.7 dans une gamme de masse $1 - 150 M_\odot$ (e.g. Bastian et al., 2010). Pour des étoiles de plus faible masse, la distribution est plus incertaine, les études tendent vers des distributions log-normales autour de $0.2 - 0.3 M_\odot$ avec une dispersion de $0.5 - 0.6 M_\odot$ (Bastian et al., 2010). Typiquement, nous allons trouver quelques dizaines à quelques millions d'étoiles de toutes masses dans un amas.

Ce sont les étoiles massives qui vont être particulièrement importantes dans le bilan énergétique des amas. La majorité d'entre elles sont formées dans des amas stellaires ou associations. Gies (1987) montre que $\sim 70\%$ des étoiles O dans la galaxie sont regroupées dans des amas stellaires ou associations et $\sim 50\%$ des étoiles restantes sont des étoiles en fuite possiblement nées dans un amas ou une association (de Wit et al., 2005) dont elles ont été éjectées. Les étoiles sont considérées comme massives au-delà de $8 M_{\odot}$, les types d'étoiles que cela englobe sont donc une partie des étoiles B avec des masses de $8 M_{\odot}$ à $16 M_{\odot}$ et les étoiles O avec des masses de $16 M_{\odot}$ à $120 M_{\odot}$. La particularité des étoiles massives est que leur zone radiative se trouve plus près des couches externes ce qui signifie que les photons transfèrent leur énergie à la matière en surface de l'étoile, l'accélérant ainsi pour produire des vents extrêmement puissants (Conti, 1978).

Pendant leur temps sur la séquence principale, ces étoiles vont perdre une quantité significative de leur masse sous forme de vent. Les pertes de masse au cours du temps \dot{M} vont de 10^{-10} à $10^{-5} M_{\odot} \text{ a}^{-1}$ suivant la masse de l'étoile, les plus massives perdant plus de matière (Seo et al., 2018). Ces pertes de masses sont plus ou moins constantes sur la séquence principale mais augmentent fortement pendant la phase supergéante rouge, pour les étoiles avec $M \lesssim 40 M_{\odot}$ et Wolf-Rayet (WR), pour les étoiles avec $M \gtrsim 20 M_{\odot}$ pour atteindre des valeurs de $10^{-5.5} - 10^{-4} M_{\odot} \text{ a}^{-1}$ (Seo et al., 2018) voire une fraction de masse solaire avant l'explosion.

La vitesse des vents varie peu en fonction de la masse de l'étoile, sur la séquence principale elle peut prendre des valeurs de $v_v \sim 1000 - 2500 \text{ km s}^{-1}$ et pendant la phase WR $\sim 1000 - 6000 \text{ km s}^{-1}$ (Seo et al., 2018). Les étoiles dans la phase supergéante rouge ne nous intéresseront pas ici car la vitesse de leur vent n'est que de quelques dizaines de kilomètres par seconde ce qui donne une luminosité mécanique des vents faible.

On peut alors calculer la luminosité mécanique des vents de ces étoiles L_v qui s'écrit $L_v = \frac{1}{2} \dot{M} v_v^2$. Ainsi, les étoiles avec des masses de $10 M_{\odot}$ à $150 M_{\odot}$ dans la séquence principale ont des luminosités mécaniques de vent de $10^{32} - 10^{37.5} \text{ erg s}^{-1}$ respectivement. Les étoiles WR ont des luminosités de vent allant de 10^{36} à $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ pour des masses initiales d'étoiles allant approximativement de 20 à $150 M_{\odot}$ (Seo et al., 2018). On obtient l'énergie déposée dans l'environnement en intégrant la luminosité du vent sur la durée de vie d'une étoile, c'est-à-dire environ 38 Ma pour les étoiles B les moins massives, 3 Ma pour les étoiles O les plus massives (Schaller et al., 1992) et celle des étoiles WR n'est que de quelques centaines de milliers d'années. Seo et al. (2018) montrent que l'énergie déposée dans l'environnement par les étoiles massives va de $\sim 10^{43}$ à 10^{51} erg en fonction de la masse initiale de l'étoile.

La coeur de l'étoile fusionne progressivement des éléments de plus en plus lourds. La fusion nucléaire du fer étant endothermique, lorsque le coeur de l'étoile massive fusionne le silicium en fer, celle-ci ne peut plus continuer la fusion sans un apport d'énergie. Sans fusion pour contre-balancer la force gravitationnelle de l'étoile, elle s'effondre et forme un coeur de neutrons par capture électronique des

protons. Une fois la densité nucléaire atteinte, la matière qui tombe sur le noyau forme une onde de choc vers l'extérieur, possiblement accéléré par les neutrinos issus de la capture électronique, pouvant atteindre quelques dizaines de pourcents de la vitesse de la lumière (pour une revue sur les mécanismes à l'oeuvre [Janka et al., 2016](#)). Les couches extérieures reçoivent environ 1% de l'énergie totale libérée par l'effondrement et sont expulsées, alors que $\sim 99\%$ du reste de l'énergie est évacuée par les neutrinos. Enfin, seulement $\sim 0.01\%$ de l'énergie est libérée sous forme de photons mais cela est suffisant pour que la supernova soit aussi lumineuse qu'une galaxie entière. Enfin, on considère généralement qu'au-delà de $\sim 40 M_{\odot}$, l'étoile peut directement s'effondrer en trou noir ne produisant alors aucune explosion. En réalité les scénarios sont bien plus contrastés, nous ne les aborderons pas ici mais une description plus précise peut être retrouvée dans [Sukhbold et al. \(2016\)](#).

Au niveau énergétique, le matériel éjecté avec des vitesses supersoniques de quelques milliers de kilomètres par seconde reçoit environ 10^{51} erg d'énergie cinétique (e.g. [Chevalier, 1977](#); [Woosley & Weaver, 1995](#)) ce qui comme nous l'avons vu est comparable à l'énergie libérée par les vents stellaires d'une étoile très massive ($\gtrsim 80 M_{\odot}$) au cours de son existence ([Seo et al., 2018](#)). Notamment, les simulations de [Fierlinger et al. \(2016\)](#) montrent que l'énergie totale libérée par une étoile de $60 M_{\odot}$ au cours de sa vie est égale à 2.34 fois l'énergie de la supernova qu'elle va produire. On voit donc que les étoiles massives jouent un rôle essentiel durant leur vie, au-delà de leur impact au moment de leur mort. Il faut noter que l'impact des vents stellaires sur le milieu environnant est différent de celui des supernovae du fait des échelles de temps très différentes, les supernovae déposant leur énergie en un temps très court (~ 100 ka) par rapport aux vents ($\sim 3 - 38$ Ma).

2.1.3 Formation et évolution des super-bulles

Avec une telle quantité d'énergie produite dans les amas et associations, nous pouvons nous interroger sur l'impact que peuvent avoir les régions de formation stellaire sur leur environnement et sur la galaxie. Les éjections de matière, provenant des vents stellaires et des supernovae, à des vitesses supersoniques vont repousser la matière environnante issue du nuage parent. Dans une représentation idéalisée et simplifiée, il se forme une structure appelée *super-bulle*. Dans un premier temps, la super-bulle va être alimentée par les vents stellaires des étoiles massives puis par les explosions de supernovae lorsque les étoiles les plus massives commencent à mourir.

Les vents d'étoiles massives comme moteur

En Fig. 2.1 est représentée une vue schématique de la bulle formée par un vent super-sonique permanent d'une étoile massive. Les vents créent un choc de terminaison au-delà duquel la vitesse du fluide devient subsonique. L'énergie cinétique des vents est transformée en énergie thermique à cette interface, ce qui a pour conséquence de chauffer le gaz après le choc jusqu'à 10^{6-7} K. Le milieu

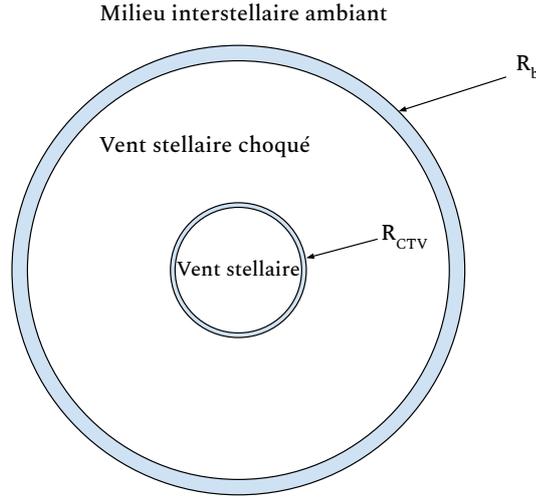


FIGURE 2.1 – Vue schématique d'une bulle formée par le vent d'une étoile massive. Le rayon R_{CTV} correspond au choc de terminaison du vent et R_b au rayon de la bulle.

chaud et ionisé forme la région du vent choqué et sa pression thermique conduit à l'expansion du vent choqué qui forme alors un choc frontal qui progresse dans le milieu interstellaire. Pour des densités de milieu interstellaire typique, le gaz balayé par le choc frontal refroidit rapidement et se condense pour former une coquille froide et dense. Koo & McKee (1992) estime que la coquille se forme à un temps $t_c \simeq 13(L_{38}^3/n^8)^{1/11}$ ka après la formation de la bulle, avec L_{38} la luminosité mécanique en unités de 10^{38} erg s^{-1} et n la densité du milieu en $H \text{ cm}^{-3}$.

D'après Weaver et al. (1977), en supposant un apport constant en énergie et en négligeant les pertes en énergie dans la bulle, nous pouvons décrire le rayon du choc de terminaison du vent R_{CTV} au cours du temps en fonction du taux de perte de masse de l'étoile \dot{M} , de la vitesse du vent v_v et de la densité du milieu interstellaire ρ comme :

$$R_{CTV}(t) = 0.9\alpha^{3/2} \left(\frac{\dot{M}}{\rho} \right)^{3/10} v_v^{1/10} t^{2/5} \quad 2.2$$

où α est une constante proche de l'unité, que l'on va considérer ici égale à 1. Pour des valeurs typiques de $v_v = 2000 \text{ km s}^{-1}$, $\rho = 1m_p \text{ H cm}^{-3}$ avec m_p la masse du proton et $\dot{M} = 10^{-5} M_{\odot} a^{-1}$ on obtient un rayon pour le choc de terminaison du vent de 12 – 30 pc après 1 – 10 Ma. Le rayon de la bulle correspondant peut aussi être décrit avec ces quantités comme :

$$R_b(t) = \alpha \left(\frac{1}{2} \frac{\dot{M}}{\rho} v_v^2 t^3 \right)^{1/5} \quad 2.3$$

ce qui donne pour les mêmes valeurs typiques, un rayon de bulle de 58 – 232 pc après 1 – 10 Ma.

La concentration de nombreuses étoiles dans un amas stellaire ou une association de quelques parsecs ou quelques dizaines de parsecs va donc avoir son

importance. Dans un amas ou une association suffisamment compact, c'est-à-dire que la taille de l'amas est inférieure à la taille typique des chocs de terminaison des vents, les bulles individuelles vont entrer en collision, fusionner et former un super-vent. Par les mêmes mécanismes que ceux permettant la formation d'une bulle, le super-vent va conduire à la formation d'une super-bulle. La taille de cette super-bulle peut aussi être décrite par l'équation 2.3 en considérant non pas une seule étoile massive au centre mais un amas d'étoiles massives. La luminosité mécanique alimentant la super-bulle est alors estimée comme étant la somme des luminosités mécaniques individuelles des étoiles dans l'amas. Pour des amas très massifs on obtient des luminosités mécaniques typiques de $\gtrsim 10^{38}$ erg s⁻¹. L'équation 2.3 nous permet donc de prédire des tailles de super-bulles de plusieurs centaines de parsecs pour une densité de 1 H cm⁻³ après quelques millions d'années.

A contrario, si l'amas n'est pas suffisamment compact, on parle alors d'associations lâches (*loose associations*) ou amas ouverts. Dans ces cas, un choc de terminaison collectif ne peut pas se former et chaque étoile massive aura son propre choc de terminaison. Cependant, les chocs frontaux, plus étendus, peuvent fusionner et finalement aussi conduire à la formation d'une super-bulle à l'intérieur de laquelle nous trouverons de multiples chocs de terminaison individuels (Gupta et al., 2020).

Cependant, comme nous l'avons vu précédemment, les amas se forment dans les nuages moléculaires géants. Le milieu environnant a donc une structure fractale, avec des zones plus ou moins denses et des densités pouvant atteindre plusieurs dizaines voir centaines de fois la densité moyenne interstellaire. Cela va conduire à l'apparition de mélange turbulent à l'interface de la super-bulle menant à du refroidissement radiatif. Ce refroidissement va permettre une évacuation efficace de l'énergie thermique à l'intérieur de la super-bulle et va limiter la taille de celle-ci (Lancaster et al., 2021a,b). Pour des paramètres typiques, on obtient un rayon de super-bulle réduit de près de 50% par rapport au cas sans refroidissement de Weaver et al. (1977).

Les supernovae comme moteur

Lorsque des amas ou associations forment des super-bulles, celles-ci seront alimentées quasi exclusivement par les vents des étoiles massives durant les ~ 3 premiers millions d'années. Ensuite des explosions de supernovae commencent à se produire. Ces supernovae alimentent aussi en énergie la super-bulle et deviennent même le moteur principal de celle-ci à environ $\sim 4 - 5$ Ma de sa vie et pour les ~ 40 Ma suivantes (McCray & Kafatos, 1987; Vieu et al., 2022) avec une variation en fonction de la fonction initiale de masse stellaire $\phi(m)$ de l'amas. En moyenne, les supernovae contribuent à $\sim 90\%$ dans le budget en énergie, le reste provenant des vents (e.g. Krause et al., 2013). La phase de la super-bulle où le moteur de l'expansion est les supernovae peut être traitée de la même manière que précédemment sous deux conditions ; le taux de supernovae doit être suffisamment élevé pour que l'on ait un apport constant en énergie et les restes de supernovae doivent devenir

subsoniques avant d’atteindre les bords de la super-bulle. L’énergie des supernovae est totalement dissipée dans la super-bulle en ~ 1 Ma (Krause et al., 2013) donc pour valider la première condition, il faut quelques supernovae par millions d’années pour être dans le régime d’injection continue. De plus, dans cet environnement 10 – 100 fois moins dense que le milieu interstellaire (e.g. Townsley et al., 2006) les restes de supernovae s’étendent de manière adiabatique pendant quelques 100 ka et atteignent des rayons de l’ordre de 100 pc, insuffisant dans la majorité des cas pour atteindre les bords de la super-bulle (e.g. Mac Low & McCray, 1988; Vieu et al., 2022). L’énergie de la supernovae est alors totalement libérée à l’intérieur de la super-bulle, qui agit comme un réservoir d’énergie. Dans cette description équivalente à celle de Weaver et al. (1977), la luminosité mécanique des vents L_v est remplacée par la luminosité mécanique apportée par les supernovae, qui peut être approximée comme $L_{SN} = N_* E_{SN} / t_{OB}$ (Mac Low & McCray, 1988), avec N_* le nombre d’étoiles massives qui vont produire une supernovae, $E_{SN} = 10^{51}$ erg l’énergie mécanique moyenne libérée par une supernovae et t_{OB} la durée de vie de la plus petite étoile massive de l’amas ou de l’association.

Évolution de la super-bulle

Alimentée par les supernovae se produisant à un rythme régulier, la super-bulle continue de s’étendre. Cette expansion se poursuit tant qu’il n’y a pas d’équilibre entre la pression à l’intérieur de la super-bulle, due à la pression thermique du gaz à $10^6 - 10^7$ K, et celle du gaz dans le milieu environnant.

Pendant son expansion, différents types d’instabilités (Vishniac, Richtmyer-Meshkov, Kelvin-Helmholtz, thermiques) de fluide vont venir perturber l’interface entre la coquille et le milieu environnant, la déformant et pouvant même conduire à la fragmentation de la coquille dans certains cas. Des simulations ont aussi montré que ces instabilités conduisaient à un épaississement de la coquille, qui aura alors une épaisseur de $\sim 10\%$ du rayon total de la super-bulle (Krause et al., 2013). D’un autre côté, les simulations numériques 3D de Ntormousi et al. (2017) montrent que la présence d’un champ magnétique permet de rendre la coquille plus stable contre ces instabilités mais peut aussi entraîner une déformation de la coquille et réduire son épaisseur. De plus, la compression des lignes de champs magnétiques dans la coquille va freiner l’expansion de la super-bulle jusqu’à l’arrêter complètement si celle-ci n’est pas soutenue par une luminosité mécanique suffisante. L’arrêt de l’expansion de la super-bulle dans le milieu interstellaire va aussi se produire lorsque la dernière supernova de l’amas aura explosé. En effet, une fois l’énergie de la dernière supernovae diluée, la super-bulle va progressivement ralentir jusqu’à être complètement mélangée au milieu interstellaire, laissant derrière elle des amas de matière condensée (Kim et al., 2017; El-Badry et al., 2019).

Cependant, le milieu interstellaire est stratifié, c’est-à-dire qu’il n’est pas totalement homogène et que la densité dans le disque décroît avec la hauteur par rapport au plan moyen de la galaxie. L’expansion de la super-bulle est donc anisotrope

car elle peut s'étendre plus facilement dans la direction perpendiculaire au disque quand dans la direction parallèle. Si la super-bulle a pu se développer et grandir suffisamment pour avoir une taille verticale comparable au disque de la galaxie, le choc frontal va alors pénétrer dans le halo galactique (Mac Low et al., 1989), bien moins dense que le disque et va libérer le gaz chaud qui était contenu dans la super-bulle comme une cheminée. Ce mécanisme pourrait expliquer la présence des vents galactiques (e.g. Fielding et al., 2018; Kim & Ostriker, 2018).

Nous voyons que tout au long de leur vie, les super-bulles vont influencer le milieu interstellaire de différentes manières. Elles vont chauffer le milieu interstellaire par radiation, vont mener à la formation de trois phases (gaz chaud, tiède et froid) mais aussi injecter de la turbulence dans les nuages moléculaires, catalysant ainsi la formation stellaire. La condensation du gaz dans la coquille va permettre la formation de nouvelles étoiles. Par exemple, un anneau d'émission H_α a été identifié autour de l'association Cyg OB1 correspondant probablement à une coquille formée par l'activité stellaire (Brand & Zealey, 1975) et des preuves de formation d'étoiles ont été détectées sur les bords de cette coquille (Sitnik et al., 2019). L'enrichissement du milieu interstellaire par les super-bulles va impacter la fonction de masse stellaire des futurs amas (e.g. Tanaka et al., 2018). Et enfin pour les super-bulles les plus puissantes, elles vont participer à la formation des vents galactiques, à l'enrichissement du halo et l'injection de gaz dans le milieu intergalactique.

2.2 Leur rôle dans l'origine des rayons cosmiques

La présence de nombreuses étoiles massives dans les amas stellaires et les associations OB permet la concentration dans une région compacte d'un grand nombre d'accélérateurs de particules, les supernovae, les pulsars et leurs nébuleuses, les vents d'étoiles massives ou encore les binaires compacts. Cependant, au-delà des accélérateurs individuels, les super-bulles peuvent avoir un rôle spécifique dans l'accélération ou le transport des rayons cosmiques.

2.2.1 Modèles d'accélération et de transport

Les modèles d'accélération dans les super-bulles reposent essentiellement sur les mécanismes d'accélération de Fermi du premier et du second ordre, tels que nous les avons abordés en Section 1.2. De nombreux modèles théoriques prévoient l'accélération de particules dans les super-bulles en différents sites. Parmi ces sites nous pouvons lister l'accélération par le choc de terminaison collectif des vents, l'accélération par des collisions de chocs notamment entre les vents d'une étoile massive et un reste de supernova, l'accélération par chocs successifs (Fermi I) et l'accélération ou réaccélération stochastique sur la turbulence magnétique (Fermi II).

Nous allons voir comment certaines études traitent ces modèles pour prédire les caractéristiques de la distribution de rayons cosmiques dans les super-bulles.

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à l'accélération de particules au choc de terminaison collectif des vents d'étoiles massives, sans tenir compte de la présence de supernovae. Un tel modèle a été étudié par [Morlino et al. \(2021\)](#). Les auteurs modélisent l'accélération diffusive au choc de terminaison en négligeant les pertes en énergies de la bulle et l'accélération stochastique sur la turbulence. Ils montrent notamment que la diffusion autour du choc est réduite si $\sim 10\%$ de l'énergie cinétique des vents est dissipée dans la turbulence magnétique et que l'accélération de particules au PeV est possible si la luminosité mécanique totale des vents est $\gtrsim 3 \cdot 10^{38}$ erg/s. Cependant, la prise en compte de la géométrie sphérique du modèle peut engendrer une coupure en énergie, jusqu'à quelques ordres de grandeurs avant l'énergie maximale en fonction de la forme du spectre de turbulence magnétique. Cet effet est particulièrement important dans le cas d'une diffusion sur une turbulence de type Kolmogorov. Le spectre des rayons cosmiques obtenus autour du choc peut être plus raide que E^{-2} ce qui est plus cohérent avec les observations comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent.

Nous allons maintenant nous intéresser à l'accélération de particules dans une super-bulle en incluant la contribution des supernovae. L'accélération de particules par des chocs successifs de supernovae a été étudiée par [Ferrand & Marcowith \(2010\)](#). Les auteurs ont réalisé des simulations Monte-Carlo d'association OB en prenant en compte l'accélération diffusive au choc des restes de supernovae, la réaccélération stochastique sur la turbulence magnétique, la diffusion et l'échappement des particules. Cette étude conclut notamment que dans ce modèle, la forme du spectre des rayons cosmiques dans la super-bulle est dictée par les contributions relatives de l'accélération ou la réaccélération stochastique sur la turbulence et de l'échappement des particules. Les spectres obtenus sont généralement durs à basse énergie et plus mou à haute énergie. Le point de bascule, qui augmente avec l'intensité du champ magnétique et la taille de la région où se produit l'accélération, est dépendant des paramètres de la super-bulle. Dans le cas d'une super-bulle hautement magnétisée et turbulente, nous pouvons obtenir des spectres particulièrement dur sur une grande gamme d'énergie et la super-bulle se comporte comme un accélérateur global et non comme la somme d'accélérateurs individuels.

Un autre modèle a été étudié par [Bykov et al. \(2015\)](#) mettant en oeuvre des collisions entre les vents d'étoiles massives et des restes de supernovae. Ce mécanisme n'est pas spécifique aux super-bulles ou amas stellaires mais pourrait être amené à se produire majoritairement dans ces environnements. [Bykov et al. \(2015\)](#) simulent l'accélération diffusive au choc dans des plasmas en collision dans un cadre non-linéaire et montrent notamment que l'on peut obtenir un spectre de protons dur ($\gamma < 2$), avec une énergie maximale pouvant dépasser ~ 40 PeV. Les auteurs concluent que ce modèle appliqué au cas de l'amas compact Westerlund 1 pourrait expliquer les détections de neutrino de très haute énergie ([Aartsen et al., 2014](#)) dans des directions compatibles avec la position de Westerlund 1.

Un mécanisme d'accélération dans les super-bulles que nous avons évoqué est la (ré)-accélération stochastique sur la turbulence magnétique aussi appelée méca-

nisme d'accélération de Fermi du second ordre. Par rapport au milieu interstellaire, la turbulence est particulièrement forte pendant les premiers millions d'années à l'intérieur de la super-bulle, notamment grâce à l'énergie dissipée dans la turbulence par les étoiles les plus massives et les étoiles Wolf-Rayet. Après la mort de la plupart des étoiles massives d'un amas, la turbulence diminue progressivement et la réaccélération stochastique devient moins importante. Tolksdorf et al. (2019) ont modélisé le transport et la réaccélération de particules à l'intérieur d'une super-bulle en prenant en compte différentes pertes en énergie. En particulier, ils ont modélisé la réaccélération stochastique de rayons cosmiques pré-accélérés provenant du milieu interstellaire et entrant dans la super-bulle avec un spectre en loi de puissance. L'efficacité de la réaccélération dépend de l'échelle de temps des réaccélération par rapport à l'échelle de temps de la diffusion. Pour un niveau de turbulence suffisamment élevé, les auteurs montrent que la réaccélération stochastique peut être particulièrement efficace, au point de durcir très significativement le spectre des rayons cosmiques injectés aux deux extrémités du spectre.

Enfin, combinant les différents mécanismes dont nous avons parlé, Vieu et al. (2022) décrivent l'accélération des particules à l'intérieur d'une super-bulle à l'aide d'un modèle autocohérent prenant en compte l'accélération par les chocs de supernovae, la contribution des vents stellaires, la réaccélération stochastique sur la turbulence magnétique, les pertes en énergies et la rétroaction des particules accélérées sur les chocs dans un cadre où l'aspect non-linéaire est pris en compte. Leurs simulations montrent que la contribution des vents stellaires est importante dans les 5 premiers millions d'années de l'amas. Ensuite, alors que les étoiles les plus massives explosent, ce sont les supernovae qui contribuent majoritairement. Les rayons cosmiques sont majoritairement injectés par les restes de supernovae alors que les vents stellaires contribuent indirectement en injectant de l'énergie dans la turbulence magnétique et donc en favorisant la réaccélération stochastique. Celle-ci est plus efficace à basse énergie ($\lesssim 0.1$ GeV) et aux énergies intermédiaires (dans le domaine du GeV) où les particules sont efficacement confinées alors que celles de haute énergie s'échappent rapidement. Au niveau spectral, on retrouve des résultats similaires à Ferrand & Marcowith (2010) avec un spectre dur à basse énergie et plus raide à haute énergie ($\propto E^{-2.2}$) avec une transition qui se situe autour de quelques dizaines de GeV et qui décroît au fur et à mesure que la super-bulle grandit. Cependant, en prenant en compte la réaccélération par des chocs successifs de supernovae, on observe pour les amas les plus massifs un spectre de forme concave avec une diminution de la dureté du spectre à basse énergie et un spectre plus dur à haute énergie. Les simulations montrent aussi que le spectre des particules accélérées varie significativement en fonction du temps.

Les régions de formation stellaire ne donnent pas seulement vie à de nouveaux mécanismes d'accélération spécifique à ces environnements, elles modifient aussi le transport des rayons cosmiques en leur sein. En effet, au-delà de la réaccélération stochastique, la turbulence magnétique accrue a aussi pour effet de confiner les particules lorsqu'elles diffusent par opposition à un échappement balistique. Cette

suppression de la diffusion spatiale des particules à l'intérieur de la super-bulle est en fait la conséquence d'une augmentation de l'intensité de la turbulence magnétique. En effet, l'amortissement ion-neutre des ondes électromagnétiques n'a pas lieu à l'intérieur d'une super-bulle où le milieu est totalement ionisé. De même, l'amortissement onde-onde est compensé par l'injection continue de turbulence par les étoiles massives. Nous pouvons alors théoriquement prédire des intensités de champ magnétique de l'ordre de $10 - 20 \mu\text{G}$ (e.g. Parizot et al., 2004) et un coefficient de diffusion supprimé par un facteur $10 - 100$ ce qui est supporté par les observations (e.g. H. E. S. S. Collaboration et al., 2015; Aharonian et al., 2019; Abeyssekara et al., 2021).

La super-bulle peut aussi agir sur le confinement des particules grâce à la coquille dont elle est entourée. En effet, les simulations de Vieu et al. (2022) montrent que les lignes de champ magnétique compressées dans la coquille augmentent le confinement des particules. Le confinement est moins efficace lorsque la coquille est mince ou que l'amas est peu massif, dans ce cas le spectre à une forme en cloche dans la gamme du GeV et une loi de puissance ($\propto E^{-2.2}$) à plus haute énergie. Dans le cas d'un confinement plus efficace par la coquille, le spectre durcit et peut atteindre un indice spectral de 1.8 à haute énergie.

Ce qu'il faut retenir de ces différents modèles c'est que les amas stellaires ou les super-bulles sont effectivement des environnements avec leurs propres mécanismes d'accélération et de transport de particules. Le degré de complexité de ces modèles diffère mais nous pouvons constater généralement qu'il est possible d'obtenir des spectres plus ou moins durs, qui peuvent s'étendre au-delà d'un PeV et avec des formes qui peuvent plus ou moins ressembler à une loi de puissance, le tout pouvant varier significativement dans le temps. Cependant, ces modèles sont fortement dépendants des valeurs que l'on choisit pour les paramètres physiques liés aux amas stellaires simulés. En particulier, nous pouvons constater l'importance qu'a la turbulence magnétique dans tous ces mécanismes. Nous avons à disposition une panoplie de modèles théoriques qu'il faut maintenant comparer à des observables précises pour contraindre les différents paramètres physiques que nous leur injectons.

2.2.2 Abondances isotopiques et région de formation stellaire

Au-delà des observations de rayons gamma dans certains amas stellaires et associations OB que nous aborderons par la suite, une preuve observationnelle de l'impact des étoiles massives dans l'accélération des rayons cosmiques a été apportée par l'étude de la composition du rayonnement cosmique au niveau de la Terre.

En effet, une anomalie d'une grande importance dans la composition du rayonnement cosmique est le ratio $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$ environ 5 fois plus élevé que dans le système solaire (Binns et al., 2005). Cette surabondance indique que les rayons cosmiques ne sont pas totalement accélérés à partir de matériel présent dans le milieu inter-

stellaire mais plutôt qu'une partie provient du matériel présent dans le vent des étoiles Wolf-Rayet (Casse & Paul, 1982). Cependant, le lien entre cette surabondance de ^{22}Ne et l'accélération de rayons cosmiques dans les super-bulles n'est pas évident et est toujours sujet à débat (Binns et al., 2005; Prantzos, 2012; Lingenfelter, 2019; Gupta et al., 2020; Morlino et al., 2021). Un excès d'éléments réfractaires par rapport aux éléments volatiles a aussi été mis en évidence (Meyer et al., 1997), mettant la lumière sur le rôle que pourraient jouer les grains de poussières dans les mécanismes d'accélération. À nouveau, un scénario impliquant que 20% du matériel accéléré provient d'étoiles massives a été avancé pour expliquer cet excès (Murphy et al., 2016).

Récemment, Tatischeff et al. (2021) ont modélisé les données des abondances dans le rayonnement cosmique de l'hydrogène au zirconium. Les auteurs montrent que la majorité des éléments volatiles serait accélérée par le passage d'un ou plusieurs restes de supernova dans un milieu de température $> 10^6$ K, typique de l'intérieur d'une super-bulle. En revanche, ils concluent que l'excès de ^{22}Ne n'est probablement pas lié à l'accélération du matériel enrichi dans les super-bulles mais plutôt à l'accélération des vents d'étoiles massives au niveau du choc de terminaison de chaque étoile. D'une part à cause du ratio N/Ne qui serait plus élevé dans le premier scénario et qui conduirait à une surabondance d'azote dans la composition du rayonnement cosmique. La raison à cela est que l'efficacité d'accélération des accélérateurs dans la super-bulle est supérieure à celle du choc de terminaison d'une étoile massive. D'autre part, il faudrait que $\sim 50\%$ du matériel dans la super-bulle soit enrichi par les vents d'étoiles Wolf-Rayet pour expliquer l'excès de ^{22}Ne . Cela est en contradiction avec les observations en rayons X montrant que le plasma à l'intérieur de la super-bulle a une métallicité proche de celle du milieu interstellaire et donc qu'il ne peut pas être enrichi à ce point par le matériel provenant des étoiles WR.

Enfin, une preuve potentielle de la provenance d'une partie du matériel des rayons cosmiques de super-bulle est la détection récente de ^{60}Fe (Binns et al., 2016). En effet, le ^{60}Fe est un élément instable avec une demi-vie de 2.62 Ma principalement produit dans les supernovae à effondrement de coeur. Nous pouvons donc dire que les noyaux ont été produits il y a moins de quelques millions d'années, ce qui indique une distance $\lesssim 1$ kpc depuis la source jusqu'à nous. Il a donc été avancé que ces noyaux de ^{60}Fe pouvaient provenir des nombreuses associations OB proches ($< 620\text{pc}$) (Binns et al., 2016). De plus, à partir de mesure de ^{59}Ni et de ^{59}Co il a aussi été montré qu'un délai d'au moins 10^5 ans existe entre la nucléosynthèse et l'accélération des noyaux (Wiedenbeck et al., 1999). Une fois qu'une supernova produit du ^{59}Ni il faut qu'au moins une autre supernova accélère le matériel de la première, dans un temps suffisamment court pour que le ^{60}Fe n'ait pas disparu. Un environnement favorable à ce scénario pourrait alors être une super-bulle. Il faut noter cependant que ce dernier argument ne fait pas consensus et que d'autres points de vue existent sur l'abondance de ^{59}Ni et de ^{59}Co dans le rayonnement cosmique (e.g. Neronov & Meynet, 2016).

TABLE 2.1 – Liste des régions de formation stellaire coïncidente avec une émission gamma.

Nom RFS	$l(^{\circ})$	$b(^{\circ})$	d (kpc)	$M_s (M_{\odot})$	τ (Ma)	L_v (erg s $^{-1}$)
Centre Galactique (CG)	359.94	0.04	8.5			
Westerlund 1 (Wd1) ^(a)	339.55	-0.40	~ 2.9	$4 - 6 \times 10^4$	5 - 10	10^{39}
Westerlund 2 (Wd2)	284.27	-0.34	~ 4.16	3.7×10^4	1 - 2	$1 - 3 \times 10^{38}$
W43	30.76	0.02	5 - 6	~ 10^4	5 - 10	~ 3×10^{37}
Cygne	79.60	1.40	1.3 - 1.7		5 - 10	2×10^{38}
NGC 3603	291.62	-0.52	6 - 8		2 - 3	8.5×10^{38}
30 Doradus C (LH90) ^(b)	279.62	-31.91	50.1		3 - 7	$1.4 - 2.1 \times 10^{38}$
G25.18+0.26	24.97	-0.04	7.7	$\gtrsim 10^4$	$\lesssim 3$	~ 10^{38}
RSGC 1	25.27	-0.16	6 - 7	$2 - 4 \times 10^4$	10 - 14	
NGC 6618	15.10	-0.75	~ 2		< 3	5×10^{37}
W40 ^(c)	28.80	3.50	0.45 - 0.53		< 1	$\gtrsim 10^{37}$
W30	8.60	-0.21	3.2 - 6		> 3	
Carina Nebula Complex (CNC)	287.36	-0.70	~ 2.3	$> 10^4$	1 - 10	10^{38}
Mc20	44.17	-0.07	3.8 - 5.1	~ 10^3	3 - 8	
Masgomas-6a	37.29	-0.22	3.9	$1.3 - 9 \times 10^3$	5	~ 10^{37}
ρ Oph	353.69	17.69	~ 0.14		0.3 - 10	
Sh 2-152	108.76	-0.95	~ 3.2		< 9.4	
NGC 346	302.11	-44.94	61		$\lesssim 3$	
NGC 7822	118.12	5.02	~ 1			
IC 1396	56.01	-32.03	0.735			

En plus des informations contenues dans les références des analyses gamma du tableau suivant, j'ai utilisé des informations dans les références suivantes : Westerlund 1 (28; 35; 18), Westerlund 2 (215; 233; 232), W43 (32; 184), Cygnus (42; 55), 30 Doradus C (144), G25.18+0.26 (176), RSGC 1 (68), W40 (167), Masgomas-6a (178), ρ Oph (167; 101), Sh 2-152 (177) et NGC 346 (181).

^(a) D'après Beasor et al. (2021), la formation stellaire dans Westerlund 1 pourrait s'étaler sur une durée > 5 Ma ou pourrait avoir connu plusieurs épisodes. On retrouve aussi plusieurs épisodes de formation stellaire dans 30 Doradus C et la région du Cygne.

^(b) Je donne ici la version corrigée de L_v présente dans l'article de Lopez et al. (2020).

^(c) C'est une valeur de L_v que l'on peut estimer à partir de Shuping et al. (2012) qui dit qu'il y a une étoile O et trois étoiles B dans l'amas.

TABLE 2.2 – Paramètres des émissions gamma coïncidentes avec des régions de formation stellaire.

Nom RFS	Morphologie	Taille	Modèle spectral	Indices	Nom catalogue	Réf.
[TeV] CG	Carte H ₂		PL	$\gamma = 2.3 \pm 0.1$	TeV J1745-290d	110
[GeV] Wd1	Gaussienne	$\sigma = 0.5^\circ$	PL	$\gamma = 2.1 \pm 0.1$		164; 23
[TeV]	Coquille	$r_{pic} = 0.5^\circ$	PLEC	$\gamma = 2.30 \pm 0.04^{(a)}$	TeV J1647-458	22
[GeV] Wd2	Disque	$r = 2.4^\circ$	PL	$\gamma = 2.0 \pm 0.1$	4FGL J1023.3-5747e	228
[TeV]	Gaussienne	$\sigma = 0.2^\circ$	PL	$\gamma = 2.4 \pm 0.1$	TeV J1023-577	106
[GeV] W43	Disque	$r = 0.6^\circ$	PL	$\gamma = 2.3 \pm 0.1$		229
[TeV]	Gaussienne	$\sigma = 0.3^\circ$	PL	$\gamma = 2.6 \pm 0.1$	TeV J1848-017	229
[GeV] Cygne	Gaussienne	$\sigma = 2.0^\circ$	PL	$\gamma = 2.2 \pm 0.1$	4FGL J2028.6+4110e	13; 23
[TeV]	Gaussienne	$\sigma = 2.0^\circ$	PL	$\gamma = 2.6 \pm 0.1$	TeV J2031+425	8
[GeV] NGC 3603	Gaussienne	$\sigma = 1.1^\circ$	PL	$\gamma = 2.3 \pm 0.1$		227; 182
[TeV] 30 Doradus C	Ponctuelle		PL	$\gamma = 2.6 \pm 0.2$	TeV J0535-692	107
[GeV] G25.18+0.26	Multi-composants	$r \simeq 1.3^\circ$	PL	$\gamma = 2.1 \pm 0.2$		120
[TeV]	3-Gaussiennes	$r \simeq 0.4^\circ$	PL	$\gamma = 2.54 \pm 0.04$	HESS J1837-069*	105
[GeV] RSGC 1	Ellipse	$(0.9^\circ, 0.5^\circ)$	PL	$\gamma = 2.05 \pm 0.02$		200
[TeV]	3-Gaussiennes	$r \simeq 0.4^\circ$	PL	$\gamma = 2.54 \pm 0.04$	HESS J1837-069*	105
[GeV] NGC 6618	Gaussienne	$\sigma = 0.4^\circ$	PL	$\gamma = 2.7 \pm 0.1$		141
[GeV]	Ponctuelle		PL	$\gamma = 2.4 \pm 0.1$		141
[GeV] W40	Disque	$r = 0.5^\circ$	PL	$\gamma = 2.49 \pm 0.01$		199
[GeV] W30**	Disque	$r = 0.3^\circ$	BPL	$\gamma_1 = 2.20 \pm 0.04, \gamma_2 = 2.8 \pm 0.1^{(b)}$	SNR W30	142
[GeV]	Disque	$r = 0.4^\circ$	LP	$\alpha = 0.6 \pm 0.2, \beta = 0.17 \pm 0.03^{(c)}$	4FGL J1804.7-2144e	142
[TeV]	Gaussienne	$\sigma = 0.2^\circ$	PL	$\gamma = 2.69 \pm 0.04$	HESS J1804-216	105; 83
[GeV] CNC	Gaussienne	$\sigma = 0.4^\circ$	PL	$\gamma = 2.36 \pm 0.01$		94
[GeV]	Gaussienne	$\sigma = 0.8^\circ$	PL	$\gamma = 2.12 \pm 0.02$		94
[GeV] Mc20	Carte H ₂		PL	$\gamma = 2.3 \pm 0.6$		198
[GeV] Masgomas-6a	Disque	$r = 0.4^\circ$	LP	$\alpha = 2.29 \pm 0.01, \beta = 0.19 \pm 0.01^{(d)}$		220
[GeV] ρ Oph	Gaussienne	$r = 0.3^\circ$	LP	$\alpha = 2.42, \beta = 0.14^{(e)}$	FHES J1626.9-2431	15
[GeV] Sh 2-152	Ponctuelle		PL	$\gamma = 2.36$	4FGL J2258.6+5847c	7
[GeV] NGC 346	Ponctuelle		LP	$\alpha = 2.49, \beta = 0.98^{(f)}$	4FGL J0059.7-7210	7
[GeV] NGC 7822	Disque	$r = 1.2^\circ$	PL	$\gamma = 2.7 \pm 0.1$	FHES J0000.2+6826	15
[GeV] IC 1396	Disque	$r = 1.3^\circ$	PL	$\gamma = 2.3 \pm 0.1$	FHES J2129.9+5833	15

Les énergies de coupure sont (a) $E_c = 44_{-11}^{+17}$ TeV et (b) $E_b = 3.0 \pm 0.1$ GeV.

Les énergies pivots sont (c) $E_b = 1$ GeV, (d) $E_b = 1269$ MeV, $E_b = 1531$ MeV, $E_b = 926$ MeV

Glossaire : PL : loi de puissance, LP : Log-parabola, PLEC : loi de puissance avec coupure exponentielle, BPL : loi de puissance brisée.

* L'association entre la région de formation stellaire et la source au TeV HESS J1837-069 est assez improbable car celle-ci a été identifiée comme étant une nébuleuse de vent de pulsar (Marandon et al., 2008).

** Les sources GeV et TeV sont plus probablement associées à un reste de supernova et une nébuleuse de vents de pulsar.

2.3 Observation en gamma

2.3.1 Détections et non-détections d'émission gamma

Nous l'avons vu, les rayons gamma permettent de tracer le passage de rayons cosmiques lorsqu'ils sont produits par l'interaction de ces derniers avec la matière ou un champ de rayonnement. De plus, les régions de formation stellaire sont des sites privilégiés pour trouver des accélérateurs de particules et possèdent un champ de rayonnement intense dû à la présence de nombreuses étoiles et une grande densité de matière car elles se forment à l'intérieur de nuages moléculaires. Nous nous attendons alors à ce que les régions de formation stellaire soient particulièrement brillantes en rayons gamma, au-delà de l'émission diffuse interstellaire que l'on retrouve à grande échelle dans la galaxie. Cependant, la détection d'une émission gamma dans une de ces régions n'est pas une condition suffisante pour dire que les amas stellaires jouent un rôle spécifique dans l'accélération ou la propagation des rayons cosmiques. En effet, la concentration d'un grand nombre d'accélérateurs potentiels dans une région compacte et la résolution angulaire modeste des instruments gamma rendent difficile l'identification des sources et l'interprétation de l'émission gamma mesurée. De plus, l'émission gamma que nous recevons est l'intégrale de la contribution de toutes les sources sur la ligne de visée, donc non seulement la coïncidence spatiale de l'émission détectée et de la région de formation stellaire peut être fortuite mais il est aussi difficile de séparer la contribution du fond et de l'avant-plan lorsque l'on étudie une région. Enfin, la conversion de l'intensité gamma à la densité de rayons cosmiques nécessite de connaître la distribution du gaz, le champ magnétique et le champ de rayonnement sur toute la ligne de visée.

Le tableau 2.1 regroupe l'ensemble des régions de formation stellaire coïncidentes avec une émission gamma au GeV ou au TeV dans notre galaxie mais aussi dans le Grand et le Petit Nuage de Magellan (GNM et PNM).

Comme on peut le voir dans le tableau 2.2, il est difficile de donner des caractéristiques communes au niveau de la morphologie aux différents excès détectés en gamma. Les modèles spatiaux les plus répandus sont la Gaussienne 2D et le disque mais on trouve aussi une forme de coquille dans le cas de Westerlund 1 (Aharonian et al., 2022) ou des formes plus complexes avec plusieurs composantes étendues ou ponctuelles. Si l'on fait l'hypothèse que ces excès gamma sont effectivement associés à ces régions de formation stellaire, nous pouvons calculer la taille physique projetée de ces excès. Nous avons alors des sources qui s'étendent sur une large gamme de $\sim 10 - 200$ pc, ce qui est cohérent avec les tailles théoriques des super-bulles qui comme nous l'avons précédemment peuvent atteindre plusieurs centaines de parsecs. Les excès de plus petite taille pourraient même correspondre au choc de terminaison collectif des vents d'amas stellaires, si toutefois ces chocs ont pu se former.

Au niveau spectral, nous retrouvons un peu plus d'homogénéité. La plupart des spectres de ces excès sont décrits par une loi de puissance avec un indice spectral

variant entre 2.1 – 2.5 au GeV et entre 2.3 – 2.7 au TeV. Nous avons là aussi des exceptions avec des spectres courbés sous forme de log-parabola, avec changement de pente ou avec coupure exponentielle. Les excès observés au TeV pourraient nous permettre d’envisager la plupart de ces sources comme des potentiels PeVatrons du fait que l’on n’observe pas de signe d’une coupure au-delà de quelques dizaines de TeV mais il est tout à fait possible que les sources ne soient pas suffisamment brillantes pour que l’on observe une coupure avec les données actuelles. L’exception ici est à nouveau Westerlund 1 (Aharonian et al., 2022) qui présente une coupure exponentielle vers 44 TeV indiquant une coupure vers 400 TeV dans le spectre des protons parents si ces rayons gamma proviennent d’interaction nucléon-nucléon. On peut noter aussi W30 (Liu et al., 2019) qui malgré sa coïncidence spatiale avec la région de formation stellaire est plutôt attribué à un reste de supernovae car son spectre est mou au-delà de 3 GeV, ce qui contraste avec le spectre dur observé dans d’autres régions.

Ce dernier point nous permet de mettre le doigt sur un problème récurrent dans ces analyses. Les régions de formation stellaire sont peuplées d’émetteurs gamma comme des pulsars et leurs nébuleuses ou des restes de supernovae. Combiné à la résolution modeste des observatoires en gamma il est souvent difficile d’identifier formellement la source à l’origine de l’émission observée. Pour faire le lien entre une émission gamma en excès et une région de formation stellaire, nous devons alors chercher à exclure les autres sources des candidats. Par exemple, une émission en excès dans la région de formation stellaire 30 Doradus avait été détectée par Abdo et al. (2010) mais une nouvelle analyse a ensuite montré que cet excès était dû à deux pulsars brillants dans cette région (Ackermann et al., 2016).

Une fois tous les candidats potentiels éliminés, nous pouvons renforcer le lien avec la région de formation stellaire en mettant en évidence une origine hadronique de l’émission gamma, une corrélation de l’émission gamma avec la distribution du gaz dans la région ou encore la cohérence de la taille théorique d’une super-bulle associée à un amas stellaire dans la région à la taille de l’excès gamma. Le cas idéal serait de pouvoir corréler l’émission gamma avec une super-bulle observée.

Un autre argument permettant de faire le lien avec les régions de formation stellaire serait de trouver une preuve d’injection continue par opposition à une injection impulsive de rayons cosmiques qui est plutôt attendue d’un reste de supernova. Certaines analyses utilisent la forme du profil radial de l’émissivité de l’excès gamma, qui est proportionnel à la densité de rayons cosmiques comme signature d’une injection continue ou impulsive. En effet, un profil 3D proportionnel à $1/r$ serait la signature d’une injection continue (par des vents d’étoiles massives) alors que le profil théorique d’une injection impulsive serait constant. Cependant, cet argument repose sur une modélisation simpliste d’une super-bulle en ignorant son évolution dans le temps et des simulations récentes montrent dans le cas de Westerlund 1 que le profil de densité évalué à partir des observations comme étant de forme $1/r$ (Aharonian et al., 2019) ne représente pas forcément le profil de densité réel, mais aussi que l’injection continue n’est pas la seule façon d’avoir un profil

$1/r$ (Bhadra et al., 2022). De plus, nous avons montré dans notre analyse (chapitre 3) qu'un profil non-constant pouvait être obtenu par injection continue mais aussi par injection impulsive.

Nous voyons que les excès en rayons gamma coïncidents avec des régions de formation stellaire sont produits par des amas stellaires jeunes (< 14 Ma) et relativement massifs ($> 10^3 M_{\odot}$). La majorité est même âgée de seulement quelques millions d'années, ce qui indique que des étoiles O doivent encore être présentes pour alimenter de potentielles super-bulles. Certaines régions comme Westerlund 2 ou W40 n'ont potentiellement même pas encore connu d'explosion de supernovae.

Les luminosités cinétiques des vents collectifs sont estimées entre 10^{37} et 10^{39} erg s $^{-1}$ ce qui correspond à $10^{51} - 10^{53}$ erg d'énergie libérée en seulement 3 Ma.

Des non-détections d'émission gamma coïncidentes avec des régions de formation stellaire sont aussi à noter et peuvent tout de même nous donner des contraintes sur l'accélération des rayons cosmiques dans ces régions. Par exemple, Maurin et al. (2016) modélisent l'intensité gamma attendue pour des amas ou associations OB jeunes non détectés en gamma, où aucune supernovae n'a encore eu lieu et contraignent l'efficacité de l'accélération par les vents stellaires à $< 10\%$ voire $< 1\%$ pour certains des amas. La raison de ces non-détections pourrait être une conséquence de l'évolution temporelle du spectre des particules comme nous l'avons vu en Section 2.2.1 avec les travaux de Vieu et al. (2022) mais pourrait aussi être lié à des caractéristiques intrinsèques des amas, comme leur fonction de masse stellaire présentant un nombre faible d'étoiles massives ou leur compacité ne leur permettant pas de former un choc de terminaison des vents collectifs. De la même manière aucun excès gamma n'a pu être associé à la super-bulle Orion-Eridanus (Joubaud et al., 2020) et cela pourrait être dû à la densité et au taux faibles de supernovae dans cette région.

En résumé, nous avons un certain nombre d'excès gamma coïncidents avec des régions de formation stellaire mais il est tout de même difficile de dresser un portrait unique du rôle de ces régions dans l'accélération et le transport du rayonnement cosmique. Nous voyons certaines tendances comme un raidissement du spectre entre le GeV et le TeV, un spectre dur au GeV et une morphologie généralement décrite par une Gaussienne 2D donnant une taille réelle entre 10 et 200 pc. Cependant, l'identification des sources gamma dans ces régions est difficile, notamment à cause de la résolution spatiale des instruments gamma, il faut donc prendre avec précaution la significativité de ces associations. Certaines régions ont fait l'objet d'études particulièrement détaillées comme Westerlund 1 et 2, W43 ou encore la région de formation stellaire Cygnus X sur laquelle je me concentrerai pour la suite.

2.3.2 Le cas de la région de formation stellaire Cygnus X

Mes travaux de thèse sont centrés sur la région de formation stellaire du Cygne, et en particulier sur la région appelée Cygnus X. Cette région a été observée en radio et a été nommée Cygnus X en raison de la présence d'une autre source radio connu

dans le Cygne, Cygnus A. Nous allons voir les caractéristiques de cette région et les études déjà réalisées sur l'émission gamma qui lui est associée.

Caractéristiques

La région Cygnus X est globalement située dans la direction tangente au bras local à une longitude galactique $l \sim 80^\circ$ et à une distance d'environ 1.7 kpc (Berlanas et al., 2019; Cantat-Gaudin et al., 2020). C'est une région avec une structure particulièrement complexe à identifier à cause de sa position dans une direction tangente au bras local. Cygnus X est un des sites de formation stellaire les plus actifs de la galaxie, constitué de nombreux amas, régions HII et associations OB (Uyaniker et al., 2001). Ces amas et associations pourraient être à l'origine d'une structure observée en rayons X, appelée super-bulle du Cygne (Cash et al., 1980). C'est une région souvent étudiée cependant l'identification des sous-structures ne fait pas consensus et l'existence de certaines associations est même remise en doute (de Zeeuw et al., 1999).

Cygnus X contient l'une des associations OB les plus massives de la galaxie, Cygnus OB2, contenant 78 étoiles de type O (Berlanas et al., 2020) et structurés en deux groupes, un groupe d'avant-plan situé à ~ 1.35 kpc et un groupe principal situé à ~ 1.76 kpc (Berlanas et al., 2019). La fonction de masse stellaire de OB2 est une loi de puissance d'indice ~ 1.09 (Wright et al., 2010) et la portion contenant les étoiles massives a une fonction de masse initiale compatible avec celle de Kroupa (Kroupa, 2001; Wright et al., 2015). Berlanas et al. (2020) montrent que deux épisodes de formation stellaire ont eu lieu il y a ~ 3 et ~ 5 Ma, ce qui signifie qu'une partie des étoiles les plus massives ont déjà explosé. Antérieurement aux travaux de Berlanas et al. (2020), Lingenfelter (2018) a estimé le nombre initial d'étoiles massives pouvant donner des supernovae à ~ 200 ce qui donnerait un taux de supernovae d'environ 6 par million d'années. En dehors de Cyg OB2, d'autres amas stellaires ou associations particulièrement massifs sont présents dans Cygnus X comme l'amas ouvert NGC 6910 situé à ~ 1.73 kpc, âgé de 5 à 10 millions d'années (Cantat-Gaudin et al., 2020) et possédant une fonction de masse plate indiquant la présence d'un grand nombre d'étoiles massives (Kaur et al., 2020).

Parmi toutes ces étoiles massives, certaines ont explosé en supernova et ont laissé derrière elles une étoile à neutron ou un trou noir. Notamment, trois objets particulièrement énergétiques vont nous intéresser du point de vue de l'accélération de particules dans la région du Cygne. Le reste de supernova γ Cygni (G78.2+2.1) situé à 1.7 – 2.6 kpc et âgé d'environ 10 ka (Leahy et al., 2013), le pulsar PSR J2021+4026 associé au reste de supernova γ Cygni et le pulsar PSR J2032+4127 avec un âge caractéristique de ~ 200 ka (Ho et al., 2017).

Émission gamma associée

La première détection de rayons gamma dans la région de Cygnus X a été réalisée par l'observatoire Milagro en 2007 dans le domaine du TeV (Abdo et al., 2007a,b).

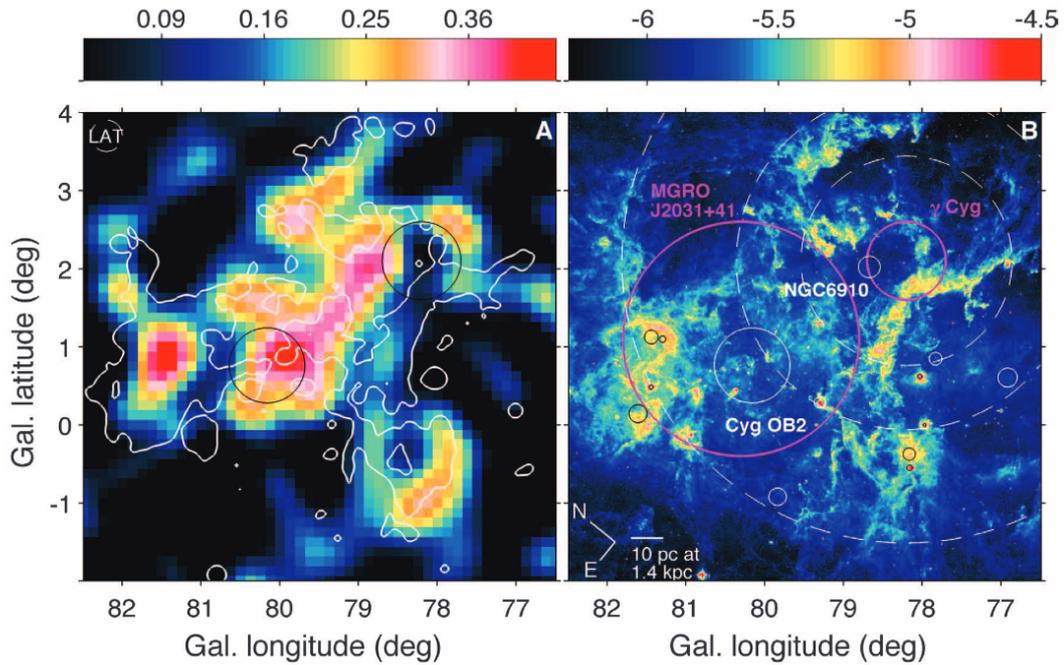


FIGURE 2.2 – Image tirée de [Ackermann et al. \(2011\)](#) montrant l'excès en rayon gamma et les régions de photo-dissociation. **(A)** Carte de résidus en coup issue de l'analyse. Les contours en blanc délimitent les valeurs supérieures à $10^{-5.6} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ sur la carte à $8 \mu\text{m}$ à droite. Les cercles noirs représentent Cyg OB2 et γ Cygni. **(B)** Carte MSX à $8 \mu\text{m}$ avec les cercles blancs représentant des amas, les cercles magenta représentent la position et la taille des sources Milagro et γ Cygni.

Les auteurs ont mis en évidence un résidu après avoir pris en compte l'émission diffuse et celle des sources gamma dans la région. Ils suggèrent que son origine pourrait être la présence d'une source TeV inconnue, une population d'une grande quantité d'électrons de haute énergie produisant des gamma par Compton-inverse ou une population de protons ou noyaux de haute énergie produits par une ou plusieurs sources dans la région et interagissant avec le gaz qui les entoure.

Trois ans après le lancement du télescope spatial *Fermi*, [Ackermann et al. \(2011\)](#) identifient un excès de rayons gamma entre 1 et 100 GeV. Les auteurs ont pu mettre en évidence un excès d'émission en soustrayant l'émission interstellaire d'avant et d'arrière-plan. Les contours à $8 \mu\text{m}$ montrant les régions de photo-dissociations (voir Fig. 2.2 (B)), c'est-à-dire les bords des cavités formées par l'activité stellaire, entourent la partie principale de l'excès gamma découvert comme nous pouvons le voir sur la Fig. 2.2 (A). L'intensité gamma en excès est finalement modélisée par une Gaussienne 2D avec un rayon de confinement à 68% de $3^\circ \pm 0.3^\circ$, soit $\sim 90 \text{ pc}$ à 1.7 kpc et est appelée le cocon du Cygne. Son extension ne montre pas de variation significative avec l'énergie et son spectre est particulièrement dur. La dureté du spectre gamma est interprétée comme étant le signe d'une production récente de rayons cosmiques, que ça soit par voie leptonique ou hadronique.

Le cocon ne coïncide pas particulièrement avec la distribution du gaz neutre, mais plutôt avec la distribution du gaz ionisé présent dans la cavité. L'étude conclut

que l'accélération récente des rayons cosmiques se fait à l'intérieur du cocon et pourrait donc être en lien avec la présence des amas stellaires OB2 ou NGC 6910. Cependant, ce ne sont pas les seuls sites d'accélération possibles. En effet, le reste de supernova γ Cygni est aussi présent à l'intérieur du cocon et pourrait expliquer du point de vue spectral l'émission gamma obtenue, dans un scénario hadronique ou leptonique (Ackermann et al., 2011). En revanche dans un scénario purement leptonique, γ Cygni ne pourrait pas accélérer les électrons à une énergie suffisante pour expliquer les données obtenues par Milagro. Les auteurs notent cependant que γ Cygni présente des problèmes pour être considéré comme un candidat solide à cause de la distance qui le sépare de potentielles cibles pour la production de rayons gamma. Pour expliquer que les rayons cosmiques accélérés par γ Cygni interagissent tout de même avec le gaz et le champ de rayonnement à l'intérieur de la super-bulle, il faudrait que l'on observe des signes d'advections des particules (dans un scénario "bouteille de champagne"), ce qui n'est pas le cas.

D'autres sites d'accélération possibles sont les nébuleuses de vent de pulsar. Il y a deux pulsars dans le cocon du Cygne. Le premier, J2021+4026 se trouve au centre du reste de supernova γ Cygni et est trop jeune pour avoir produit une nébuleuse de vent qui va au-delà du reste de supernova. L'autre pulsar, J2032+4127, est coïncident avec une nébuleuse de vent de pulsar détectée au TeV. Cependant cette source est écartée car l'extrapolation de l'émission au TeV dans le domaine du GeV donne une valeur insuffisante pour expliquer l'émission du cocon.

Une nouvelle étude du cocon du Cygne avec plus de 9 ans de données *Fermi*-LAT entre 0.5 – 500 GeV a été menée quelques années plus tard (Aharonian et al., 2019). Dans cette étude, les auteurs n'ont pas construit de modèle spécifique pour l'émission diffuse interstellaire comme c'était le cas pour Ackermann et al. (2011) mais ont utilisé le modèle standard de la collaboration *Fermi*. Il faut noter que ce choix peut affecter les résultats de l'analyse étant donné que ce modèle est généré de manière à ajuster les données sur toute la galaxie et peut donc être approximatif à petite échelle. La contribution du pulsar PSR J2032+4127 lors de ses phases brillantes a été enlevée pour ne pas contaminer la région centrale mais aux dépens de 40% du nombre total de photons.

L'étude trouve des résultats cohérents avec les résultats de Ackermann et al. (2011). Le spectre dur du cocon est ici modélisé par une loi de puissance d'indice 2.2 ± 0.1 . Les auteurs ont déterminé le profil radial de l'émissivité gamma par atome d'hydrogène (\propto à la densité de rayons cosmiques) par rapport à la position de Cyg OB2 et ont montré que la forme $1/r$ était plus significative qu'un profil constant, favorisant ainsi l'injection continue de rayons cosmiques plutôt que l'injection ponctuelle¹. Cette étude compare les émissions en gamma du centre galactique, du cocon du Cygne et du cocon de Westerlund 1 montrant leurs similarités en termes de spectre, distribution radiale et énergétique. Les auteurs concluent que les amas stellaires massifs jeunes pourraient être les sources dominantes de rayons

1. Gardons à l'esprit les mises en garde de Bhadra et al. (2022) et de mes résultats sur le lien entre profil $1/r$ et injection continue.

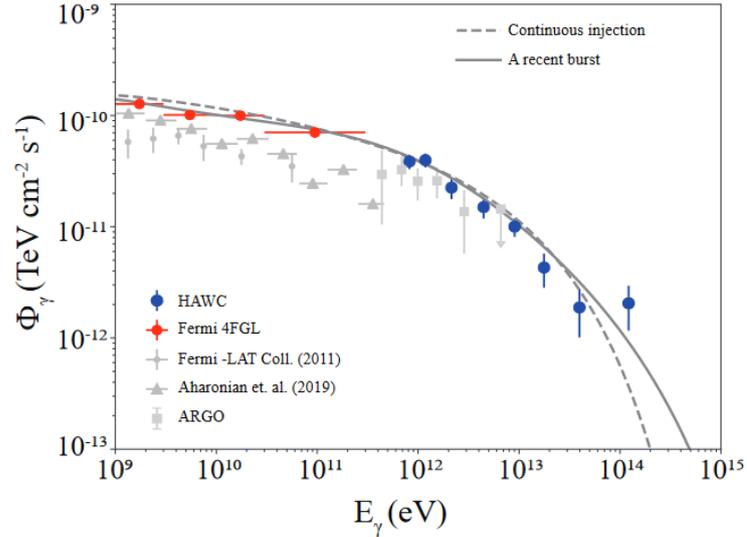


FIGURE 2.3 – Spectre du cocon du Cygne du GeV au PeV. Les courbes pleines et avec tirets correspondent aux modèles hadroniques avec respectivement injection continue et injection ponctuelle récente. Les points en bleu sont les données HAWC et les points en rouge sont les valeurs du cocon (4FGL J2028.6+4110e) dans le 4ème catalogue Fermi-LAT. Les points en gris correspondent aux différentes analyses spécifiques réalisées sur le cocon.

cosmiques au TeV et de potentiels PeVatrons.

La région de formation stellaire du Cygne a aussi été observée au-delà du TeV par plusieurs instruments au sol, Milagro (Abdo et al., 2007a), ARGO-YBJ (Bartoli et al., 2014), HAWC (Abeysekara et al., 2021), Tibet-AS (Amenomori et al., 2021) and LHAASO (Cao et al., 2021). Notamment, Abeysekara et al. (2021) ont étudié la région du Cygne entre 1 et 100 TeV avec 1343 jours de données HAWC. Les auteurs ont identifié un excès modélisé par une Gaussienne avec un σ de $2.13^\circ \pm 0.15^\circ \pm 0.06^\circ$ (la première incertitude étant statistique et la deuxième systématique) ce qui correspond à un rayon de confinement à 68% de $3.22^\circ \pm 0.23^\circ \pm 0.09$, donc compatible avec la valeur trouvée par Ackermann et al. (2011). Le spectre du cocon Fig. 2.3 est modélisé par une loi de puissance d'indice $2.64^{+0.05}_{-0.05} +^{0.09}_{-0.03}$ au-delà de 0.75 TeV. Nous avons donc un changement de pente important entre le domaine du GeV et celui du TeV, qui pourrait être dû à une fuite de rayons cosmiques de haute énergie ou à un spectre d'injection des particules avec une coupure. Dans le deuxième cas, il faudrait un spectre d'injection dur au GeV et une coupure autour de 300 TeV (Abeysekara et al., 2021) pour reproduire le changement de pente, ce qui signifierait que le cocon du Cygne n'est pas un PeVatron. Dans le premier cas, le cocon peut être un PeVatrons et l'absence de particules de très haute énergie est expliquée par un confinement moins efficace de celles-ci par la turbulence magnétique. Dans un scénario comme dans l'autre, les auteurs déterminent qu'une efficacité d'accélération par les vents stellaires de quelques pourcents suffirait pour reproduire l'émission gamma observée, si la source est Cygnus OB2.

Au-delà d'un TeV, l'effet Klein-Nishina réduit grandement l'efficacité de la pro-

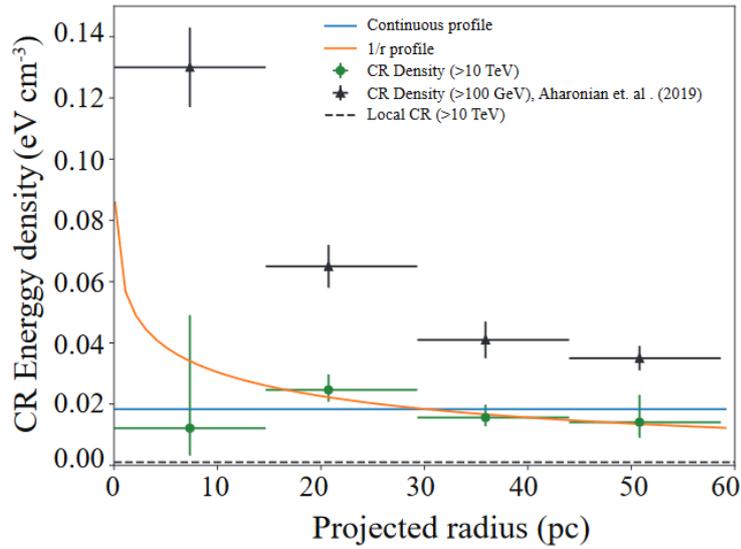
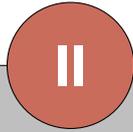


FIGURE 2.4 – Profil radial de la densité de rayons cosmiques. Les courbes orange et bleu correspondent respectivement aux modèles d’injection continue et d’injection ponctuelle. Les tirets noirs correspondent à la densité de rayons cosmiques locale mesurée par AMS (Aguilar et al., 2015a)

duction de rayons gamma par Compton-inverse avec des photons du champ de rayonnement présent dans les amas Cyg OB2 ou NGC 6910. En revanche, l’émission Compton-inverse avec des photons de plus basse énergie provenant de l’émission thermique des poussières pourrait expliquer les données au TeV. Cependant, la distribution de leptons nécessaire pour reproduire les données au TeV surestime la production de rayons gamma par Bremsstrahlung en dessous du GeV et l’émission synchrotron dans cette gamme d’énergie est contrainte par les observations en X et en radio. Pour ces raisons, les scénarios leptoniques ne peuvent pas reproduire l’ensemble du spectre et Abeysekara et al. (2021) favorise une origine hadronique de l’émission gamma observée.

En ce qui concerne le profil de densité de rayons cosmiques déterminé par la collaboration HAWC (Fig. 2.4) celui-ci semble être en accord avec une forme $1/r$ sans pour autant rejeter la possibilité d’un profil constant. Ce résultat permet de contraster celui obtenu par Aharonian et al. (2019) où le profil $1/r$ était clairement favorisé. Cette absence de conclusion est majoritairement due à l’incertitude statistique associée aux données mais peut aussi être expliquée par le confinement moins important que subissent les rayons cosmiques au TeV rendant le profil $1/r$ moins évident.

Enfin, la collaboration LHAASO a rapporté la détection de photons d’énergie encore plus élevée dans la direction de Cygnus X (Cao et al., 2021). Notamment, un photon de 1.4 PeV a été détecté dans la direction de Cygnus X, ce qui pourrait confirmer la présence d’un PeVatron dans la région, bien qu’il ne soit pas possible de faire le lien entre ces détections et une super-bulle ou quelconque accélérateur individuel.



Analyse et interprétations

Chapitre 3: Analyse et interprétation des données gamma dans la région du Cygne

Sommaire

3.1 Distribution du gaz	60
3.2 Analyse des données <i>Fermi</i>	60
3.3 Interprétations	61

La région de formation stellaire Cygnus X est l'un de nos meilleurs atouts pour apporter des réponses à la question : quelle est la contribution ou le rôle spécifique des régions de formation stellaire dans l'accélération et le transport des rayons cosmiques, au-delà des accélérateurs individuels présents à l'intérieur de ces régions? En effet, c'est une région proche du système solaire et brillante en rayons gamma, nous pouvons donc espérer pouvoir identifier les sites d'accélération et les sources de rayons gamma dans la région. De plus, elle est dirigée vers l'extérieur de la galaxie ce qui facilite l'identification des structures de gaz, cible dans la production de rayons gamma par les rayons cosmiques, sur la ligne de visée au-delà du bras local, malheureusement tangent à la direction du Cygne.

Les précédentes analyses ont montré la présence d'une émission diffuse étendue en excès par rapport à l'émission attendue pour une densité de rayons cosmiques interstellaire. Cet excès est bien modélisé par une Gaussienne à deux dimensions avec $\sigma \simeq 2.0^\circ \pm 0.2^\circ$ et un spectre en loi de puissance avec une pente $\gamma \simeq 2.2 \pm 0.1$ dans le domaine du GeV et $\gamma \simeq 2.6 \pm 0.1$ dans le domaine du TeV. Le télescope spatial *Fermi*-LAT a maintenant recueilli plus de 13 ans de données gamma sur tout le ciel. Les données brutes sont traitées de manière automatique par la chaîne de traitement de données mise au point la collaboration *Fermi*. Lorsque des mises à jour de cette chaîne de traitement sont implémentées, la qualité de l'ensemble des données traitées est améliorée de manière rétroactive. L'accès à 13 ans de données *Fermi* de meilleure qualité et de meilleurs traceurs de la distribution du gaz interstellaire a motivé cette thèse. Les objectifs de ce travail sont de faire une caractérisation spectro-morphologique précise de la région du Cygne, d'identifier les sources potentielles de rayons cosmiques et de contraindre les mécanismes de propagation. Nous avons cherché à produire des observables qui pourront être comparées à celles prédites par les divers modèles théoriques que nous avons abordés en introduction.

Je vais maintenant introduire cette analyse dans les sections suivantes et dont l'article associé, accepté pour publication le 6 Janvier 2023 dans *Astronomy & Astrophysics*, est disponible à la fin de ce chapitre 3.

3.1 Distribution du gaz

La première étape de cette analyse est la construction de cartes du gaz atomique, moléculaire et sombre ainsi que la séparation des structures le long de la ligne de visée. Pour cela j'ai utilisé la raie d'émission à 21 cm de l'hydrogène atomique et la raie d'émission à 2.6 mm du CO permettant de tracer indirectement le gaz moléculaire. Pour chaque direction dans le ciel nous avons le spectre d'émission des raies en fonction du décalage en vitesse Doppler, que l'on peut associer à une distance avec une hypothèse de courbe de rotation de la galaxie. Ainsi, nous pouvons identifier des structures spatialement cohérentes en 3D dans l'espace longitude-latitude-vitesse. Cependant, la dispersion en vitesse de la matière à une distance donnée induit un élargissement des raies dans les spectres, créant du recouvrement entre les émissions de raies à des distances proches. Pour correctement isoler l'intensité des raies, j'ai utilisé la méthode de décomposition du profil d'intensité en somme de profils pseudo-Voigt décrite dans [Remy et al. \(2017\)](#). Cette méthode m'a permis de regrouper l'intensité d'une raie à la position en vitesse (ou distance) du pic d'intensité. Ainsi, j'ai pu séparer les structures de gaz le long de la ligne de visée en appliquant des coupures en vitesse dans l'espace longitude-latitude-vitesse. J'ai ensuite construit des cartes de densités de colonne de gaz atomique et moléculaire dans les 3 structures identifiées correspondantes approximativement au bras local, au bras de Persée et au bras extérieur et au-delà.

Cependant, les traceurs du gaz atomique et moléculaire ne permettent pas d'identifier tout le gaz présent dans ces deux phases. Ce gaz est appelé gaz sombre. En supposant que la poussière est bien mélangée avec le gaz et que leurs propriétés physique et chimique sont homogènes nous pouvons dire que l'émission thermique des poussières est proportionnelle à la quantité totale de gaz sur la ligne de visée. Ainsi, à l'aide d'une procédure itérative j'ai construit une carte du gaz sombre en enlevant de l'émission thermique des poussières une combinaison linéaire des cartes associées au gaz atomique et moléculaire.

Enfin, j'ai construit une carte de colonne de densité de gaz ionisé à partir d'une carte d'émission de Bremsstrahlung thermique. L'intensité du Bremsstrahlung thermique est proportionnelle au carré de la densité d'électron, j'ai donc dû supposer une géométrie pour la distribution du gaz ionisé pour retrouver la densité de colonne. Ainsi, j'ai supposé que le gaz ionisé, dans la région du cocon, était principalement contenu dans une sphère dont le centre a été choisi en fonction de la position des pics de l'émission Bremsstrahlung thermique.

3.2 Analyse des données *Fermi*

La seconde étape est l'analyse des 13 ans de données *Fermi* entre 0.5 GeV et 1 TeV. Pour cela j'ai construit un modèle de l'émission en rayons gamma observée. Ce modèle est construit à partir d'un catalogue de sources gamma connues, d'un modèle d'émission diffuse interstellaire et d'une composante isotrope prenant en

compte le bruit dans les données et les sources extragalactiques. Le modèle d'émission diffuse interstellaire comprend l'émission diffuse due à l'interaction des rayons cosmiques avec le gaz ainsi qu'un modèle pour l'émission Compton-inverse.

Pour construire le modèle de l'émission due à l'interaction des rayons cosmiques avec le gaz, j'ai utilisé une combinaison linéaire de mes cartes de gaz atomique, moléculaire et sombre. Cela suppose que la variation de densité de rayons cosmiques à grande échelle est petite par rapport à l'échelle caractéristique des nuages de gaz. Le catalogue de sources gamma, la composante isotrope et la composante de Compton-inverse ont été produits par la collaboration *Fermi*.

À l'aide de ce modèle, j'ai testé différentes morphologies pour l'émission associée au cocon. J'ai identifié comme étant la meilleure morphologie, la combinaison d'une large Gaussienne 2D, de la carte de colonne de densité de gaz ionisé dans les régions centrales de Cygnus X et enfin une dernière Gaussienne 2D plus petite correspondante à un excès dans la partie ouest du cocon. La grande Gaussienne de notre analyse est plus étendue que celle obtenue en 2011 (Ackermann et al., 2011) et 2019 (Aharonian et al., 2019), notamment car la description du centre du cocon est plus complète. J'ai mis en évidence un autre excès très étendu sur le bord de notre région d'intérêt et ne correspondant à aucune source connue, mais qui coïncide spatialement avec le bord est de la super-bulle du Cygne visible en rayons X.

J'ai déterminé la distribution spectrale en énergie de ces composantes et montré que certaines des composantes du cocon avaient des spectres incompatibles entre elles. De plus, par rapport aux résultats des précédentes analyses, j'ai montré que l'indice spectral de la grande Gaussienne obtenu en 2011 (Ackermann et al., 2011) et 2019 (Aharonian et al., 2019) était cohérent avec notre composante associée au gaz ionisé et à notre excès dans la partie ouest du cocon. En revanche, le spectre de la grande Gaussienne dans mon analyse est très différent et plus dur que celui obtenu précédemment. En outre, le fait que mon analyse soit étendue jusqu'à 1 TeV m'a permis de mieux connecter les mesures du *Fermi*-LAT et de celles à plus hautes énergies comme HAWC (Abeysekara et al., 2021). Cela m'a permis notamment de renforcer les soupçons d'une brisure de pente entre le domaine du GeV et celui du TeV.

Dans le cadre de l'analyse spectro-morphologique, j'ai montré qu'il n'y avait pas de variation morphologique des composantes du cocon avec l'énergie en dehors de la disparition de l'excès à l'ouest du cocon à haute énergie. De plus, j'ai mis en évidence des variations azimutales significatives de l'intensité et de l'indice spectral dans la zone centrale de la composante étendue.

3.3 Interprétations

L'interprétation des résultats a été réalisée en collaboration avec mes directeurs de thèse et conduite par ces derniers. Nous avons d'abord fait le bilan des sources pouvant potentiellement contribuer à l'émission gamma détectée dans le cocon.

Nous avons aussi déterminé les luminosités mécaniques pouvant être fournies par l'association Cygnus OB2 et l'amas ouvert NGC 6910 ainsi que les tailles théoriques de leur super-bulle et de leur choc de terminaison des vents en utilisant les équations de [Morlino et al. \(2021\)](#), qui sont basées sur le travail de [Weaver et al. \(1977\)](#). Enfin, nous avons utilisé un modèle simple à une zone de transport diffusif avec pertes et avec une unique population de particules pour reproduire les observables obtenues par mon analyse. Nos résultats ont montré qu'une pluralité de scénarios était viable, d'une injection récente sans suppression de la diffusion, pertinent dans un scénario de type reste de supernova à une injection continue avec une suppression de la diffusion par un ou deux ordres de grandeur, pertinent dans un scénario de type super-bulle.

Multiple emission components in the Cygnus cocoon detected from *Fermi*-LAT observations

X. Astiasarain^{1,*}, L. Tibaldo^{1,**}, P. Martin^{1,***}, J. Knödlseder¹, and Q. Remy²

¹ IRAP, Université de Toulouse, CNRS, CNES, UPS, 9 avenue Colonel Roche, 31028 Toulouse, Cedex 4, France

² Max Planck Institut für Kernphysik, Saupfercheckweg 1, 69117 Heidelberg, Germany

Received 29 November 2022; Accepted 06 January 2023

ABSTRACT

Context. Star-forming regions may play an important role in the life cycle of Galactic cosmic rays, notably as home to specific acceleration mechanisms and transport conditions. Gamma-ray observations of Cygnus X have revealed the presence of an excess of hard-spectrum gamma-ray emission, possibly related to a cocoon of freshly-accelerated particles.

Aims. We seek an improved description of the gamma-ray emission from the cocoon using ~13 years of observations with the *Fermi*-LAT and use it to further constrain the processes and objects responsible for the young cosmic-ray population.

Methods. We develop an emission model for a large region of interest, including a description of interstellar emission from the background population of cosmic rays and recent models for other gamma-ray sources in the field. Thus, we perform an improved spectro-morphological characterisation of the residual emission including the cocoon.

Results. The best-fit model for the cocoon includes two main emission components: an extended component FCES G78.74+1.56, described by a 2D Gaussian of extension $r_{68} = 4.4^\circ \pm 0.1^\circ_{-0.1^\circ}$ and a smooth broken power law spectrum with spectral indices $1.67 \pm 0.05_{-0.01}^{+0.02}$ and $2.12 \pm 0.02_{-0.01}^{+0.00}$ below and above $3.0 \pm 0.6_{-0.2}^{+0.0}$ GeV, respectively; a central component FCES G80.00+0.50, traced by the distribution of ionised gas within the borders of the photo-dissociation regions and with a power law spectrum of index $2.19 \pm 0.03_{-0.01}^{+0.00}$ that is significantly different from the spectrum of FCES G78.74+1.56. An additional extended emission component FCES G78.83+3.57, located on the edge of the central cavities in Cygnus X and with a spectrum compatible with that of FCES G80.00+0.50, is likely related to the cocoon. For the two brightest components FCES G80.00+0.50 and FCES G78.74+1.56 spectra and radial/azimuthal profiles of the emission can be accounted for in a diffusion-loss framework involving one single population of non-thermal particles with a flat injection spectrum. Particles span the full extent of FCES G78.74+1.56 as a result of diffusion from a central source, and give rise to source FCES G80.00+0.50 by interacting with ionised gas in the innermost region.

Conclusions. For this simple diffusion-loss model viable setups can be very different in terms of energetics, transport conditions, and timescales involved, and both hadronic and leptonic scenarios are possible. The solutions range from long-lasting particle acceleration, possibly in prominent star clusters like Cyg OB2 and NGC 6910, to a more recent and short-lived release of particles within the last 10 – 100 kyr, likely from a supernova remnant. The observables extracted from our analysis can be used to perform detailed comparisons with advanced models of particle acceleration and transport in star-forming regions.

Key words. Acceleration of particles – cosmic rays – open clusters and associations – Gamma rays: ISM

1. Introduction

There is firm evidence that cosmic rays (CRs) at energies below 1 PeV originate from the Milky Way. Supernova remnants (SNRs) remain the leading candidate as sources of the bulk of Galactic CRs, most likely through the process of diffusive shock acceleration, while alternative source classes including massive star-forming regions, the Galactic centre, pulsar wind nebulae (PWNe), and compact binary systems may bring complementary contributions over specific parts of the extended CR spectrum (see, e.g., Gabici et al. 2019, and references therein).

Massive star-forming regions are of particular interest in this context (e.g., Bykov et al. 2020). The clusters of OB stars at their centres are the progenitors of a variety of particle acceleration sites like SNRs, pulsars and PWNe, or compact binary systems. In addition, the collective action of powerful stellar winds and, after a few million to a few tens of million years, the explosion of massive stars into supernovae lead to the formation of

super-bubbles (SBs), large cavities filled by a highly dynamical medium that as a whole, may play a specific role in the life cycle of CRs. The isotopic abundances measured in CRs suggest that at least a fraction of the CR material is sourced from the winds of massive stars (Binns et al. 2008; Tatischeff et al. 2021).

Accelerated particles in distant locations can be revealed via the gamma-ray emission produced when they interact with interstellar gas, through inelastic collisions for nuclei or Bremsstrahlung for leptons, and radiation fields, through the inverse-Compton (IC) scattering by leptons. Therefore, star-forming regions are expected to be bright gamma-ray sources from the interactions of particles with the large masses of interstellar gas and the intense radiation fields available in these environments. Gamma-ray emission in the GeV and TeV energy ranges is detected toward a growing number of massive star-forming regions (for a review see, e.g., Tibaldo et al. 2021), and taken as evidence in favour of in situ CR acceleration. However, the clustering of energetic objects and interstellar clouds combined with the limited resolution of gamma-ray telescopes makes it difficult to firmly identify the acceleration sites and

* xan.astiasarain@irap.omp.eu

** luigi.tibaldo@irap.omp.eu

*** pierrick.martin@irap.omp.eu

mechanisms, and to understand how particles propagate and interact through the region and eventually escape to merge into the large-scale CR population in the Galaxy.

Observational progress is matched by a flourishing development of models of particle acceleration and transport by stellar winds (Gupta et al. 2018; Bykov et al. 2020; Morlino et al. 2021) and SBs (Bykov 2001; Ferrand & Marcowith 2010; Tolksdorf et al. 2019; Vieu et al. 2022). The models show that these objects can be efficient particle accelerators and make a contribution to Galactic CRs. They predict a number of morphological and spectral signatures that can be looked for to test the physical processes at the origin of the observed gamma-ray signals.

Cygnus X is one of the best studied massive star-forming regions in the Milky Way. Cygnus X contains Cygnus OB2 that, with 78 confirmed O stars (Berlanas et al. 2020), is among the largest associations of massive stars in the Milky Way. It is composed of multiple substructures with a main group at ~ 1.76 kpc from the Earth and a foreground group at ~ 1.35 kpc (Berlanas et al. 2019) and at least two star-forming bursts ~ 3 and ~ 5 Myr ago (Berlanas et al. 2020). A second prominent massive stellar cluster in Cygnus X is NGC 6910 at a distance of ~ 1.73 kpc (Cantat-Gaudin et al. 2020), an age in the range from 5 to 10 Myr (Delgado & Alfaro 2000; Cantat-Gaudin et al. 2020), and a flat mass function pointing to a large number of massive stars (Kaur et al. 2020).

The Large Area Telescope (LAT) aboard the *Fermi Gamma-ray Space Telescope* (Atwood et al. 2009) unveiled a hard gamma-ray excess toward Cygnus X with an extension¹ $r_{68} = 3.0^\circ \pm 0.3^\circ$ (Ackermann et al. 2011). The excess was interpreted as the signature of a cocoon of freshly accelerated particles. Gamma-ray emission in the energy range from hundreds of GeV to hundreds of TeV from the Cygnus cocoon was subsequently detected using ARGO-YBJ, HAWC, and LHAASO (Bartoli et al. 2014; Abeysekara et al. 2021; Cao et al. 2021; Li 2022). The most common interpretation involves nuclei accelerated by Cygnus OB2, possibly up to PeV energies. The radial gamma-ray emission profile above 10 GeV was taken as indication of diffusion following continuous CR injection over a few million years (Aharonian et al. 2019).

In this paper, we present a new study of the Cygnus cocoon based on more than 13 years of *Fermi*-LAT observations with the aim of improving the morphological and spectral characterisation of the emission in order to constrain particle acceleration and propagation scenarios in the region. The characterisation of the cocoon requires a careful modelling of the interstellar gas distribution in the region that is presented in Sect. 2, while we describe the analysis of gamma-ray data, including morphological, spectral, and spectro-morphological characterisation of the cocoon emission in Sect. 3. The observables we derived are then discussed and interpreted in Sect. 4 and our conclusions are presented in Sect. 5.

2. Construction of interstellar gas maps

The distribution of interstellar gas toward the region of interest is a key ingredient of our analysis for two reasons: 1) it is necessary to model the strong foreground and background gamma-ray emission from the interactions of the large-scale Galactic CR population with interstellar gas in the direction of Cygnus, and thus be able to extract and characterise the emission of the co-

coon; 2) it will be used in the interpretation of the gamma-ray signal in terms of a possible underlying CR populations.

2.1. Atomic and molecular gas

We trace atomic gas using the 21 cm emission line from the hyperfine transition of atomic hydrogen H I. We use data from the Canadian Galactic Plane Survey (CGPS, Taylor et al. 2003) with an angular resolution of $1'$ and a velocity resolution of 1.3 km s^{-1} in the region with Galactic longitude $75.5^\circ < l < 90^\circ$ and Galactic latitude $-3^\circ < b < 5^\circ$. Outside this region we use data from the all-sky HI4PI survey from Effelsberg and Parkes observations (HI4PI Collaboration et al. 2016) with a lower angular resolution of 0.27° and velocity resolution of 1.49 km s^{-1} . We checked the consistency of the two surveys by comparing the data in the region covered by the CGPS.

We derive column densities $N(\text{H I})$ under the hypothesis of a uniform spin temperature. All results are shown for the reference spin temperature of 250 K suggested by emission-absorption spectrum pairs in the CGPS area (Dickey et al. 2009) and that was also found to best reproduce gamma-ray observations of the Cygnus region based on an earlier analysis (Ackermann et al. 2012a). This is a highly uncertain parameter that is not expected to be uniform along lines of sight and across the region. Therefore, the analysis was also performed for alternative uniform spin temperatures of 100 K (lower bound set by the brightness temperatures observed in the region), 400 K, and the optically thin case, which are used to set systematic uncertainties on relevant quantities.

Molecular hydrogen H_2 cannot be traced directly. We use the $^{12}\text{CO } J_{1\rightarrow 0}$ rotational line at 2.6 mm as surrogate tracer, under the usual hypothesis that $N(\text{H}_2)$ column densities are directly proportional to the CO intensity (velocity-integrated brightness temperature) W_{CO} through a constant known as $X_{\text{CO}} \equiv N(\text{H}_2)/W_{\text{CO}}$. We use CO data from the composite survey by Dame et al. (2001) with an angular resolution of 0.125° in the area considered in this paper and a velocity resolution of 1.3 km s^{-1} . Data were noise-filtered using the moment-masking technique (Dame 2011).

The Doppler shift of the lines can be used to infer the gas velocity along the line of sight due to Galactic rotation, and therefore separate multiple structures. However, intrinsic velocity dispersion can cause biases in the estimates of gas column densities across adjacent structures. To address this problem, we use the line profile fitting technique described in Remy et al. (2017) to decompose emission from each line of sight into a combination of pseudo-Voigt functions. We build longitude-velocity and latitude-velocity diagrams based on the fit results for H I and CO, and define in the longitude-latitude-velocity space boundaries that separate the gas into three structures along the line of sight, namely the local arm (including the Cygnus complex), the Perseus arm, and the outer arm and beyond. Figure 1 shows an example of longitude-velocity diagram in the longitude range $73^\circ < l < 87^\circ$ that will be used in the following analysis.

The final H I and CO maps for the three regions along the line of sight are shown in Fig. 2. Since all surveys have different angular resolution, the maps were re-binned on a common grid of $1.875'$.

2.2. Dark neutral medium (DNM)

A significant fraction of neutral interstellar gas cannot be traced by the H I 21 cm line nor by the $^{12}\text{CO } J_{1\rightarrow 0}$ rotational line (Gre-

¹ Throughout the paper we will refer to a source extension as its 68% containment radius r_{68} . For a 2D Gaussian intensity distribution $r_{68} = 1.51\sigma$.

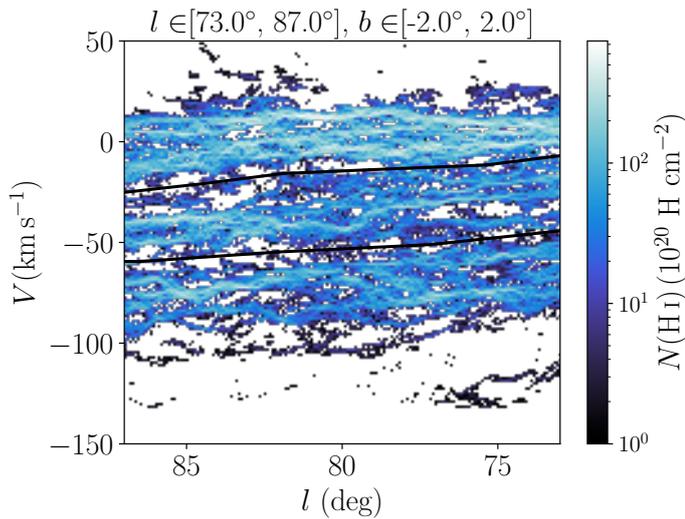


Fig. 1: H I column density as a function of Doppler-shift velocity and Galactic longitude summed over $-2^\circ < b < 2^\circ$. Total column densities from each pseudo-Voigt profile were assigned to the velocity of the peak. The black lines show the boundaries that we defined to separate the three structures along the line of sight: local arm, Perseus arm, and outer Arm and beyond (from top to bottom).

155 nier et al. 2005) and is therefore missing in the maps described
156 above. It can be referred to as the dark neutral medium (DNM)
157 and it is thought to be a combination of opaque H I and diffuse
158 H₂ at the atomic-molecular interface of clouds, or dense H₂
159 at the core of molecular clouds (Remy et al. 2017).

160 If dust and gas in the ISM were well mixed and the dust
161 grain physical/chemical properties were the same everywhere,
162 dust thermal emission would be proportional to total gas col-
163 umn densities along the line of sight. Therefore, we can derive
164 a DNM map by subtracting from the dust thermal emission the
165 components correlated with H I and CO. We use a map of the
166 dust optical depth at 353GHz obtained from component separa-
167 tion of *Planck* and *IRAS* data (Planck Collaboration et al. 2016b)
168 with an effective angular resolution of 5' in high signal-to-noise
169 regions.

170 To avoid biases from the missing DNM component in the
171 determination of the components correlated with H I and CO,
172 we use the iterative fitting procedure described in Tibaldo et al.
173 (2015). Briefly, the procedure consists in an iterative fitting of
174 the gas maps to the dust map where the positive part of the resid-
175 uals is re-injected in the model at each iteration to compute unbi-
176 ased values of the fit parameters and obtain an estimation of the
177 missing DNM component. A DNM map was calculated for each
178 uniform spin temperature considered. Figure 3 shows the DNM
179 map obtained for the reference spin temperature value of 250 K.

180 2.3. Ionised gas

181 We derive an ionised gas column density map from the free-
182 free emission measure $EM(l, b)$ extracted from component sep-
183 aration of *Planck*, WMAP, and 408 MHz data by Planck Col-
184 laboration et al. (2016a). The free-free emission measure from
185 Cygnus X is dominated by two strong peaks that, as indicated
186 by 8 μ m emission from dust, lie inside the cavities carved in the
187 interstellar medium (ISM) by the intense star-forming activity in
188 the region.

We calculate H II column densities under the assumption that
ionised gas fills a sphere of radius 3.5° corresponding to ~ 100 pc
at a distance of 1.7 kpc and with an uniform density along each
line of sight. The sphere is meant to model the ionised cavities
at the hearth of Cygnus X. With r the radius of the sphere and d
the distance to Cygnus X the electron volume density is:

$$n_e(l, b) = \left[\frac{EM(l, b)}{2 \sqrt{r^2 - d^2 \sin^2(l - l_0) - d^2 \sin^2(b - b_0)}} \right]^{1/2}. \quad (1)$$

Therefore, for the column density we obtain:

$$N_{\text{HII}}(l, b) = n_e(l, b) \times 2 \sqrt{r^2 - d^2 \sin^2(l - l_0) - d^2 \sin^2(b - b_0)} \quad (2)$$

where l_0 and b_0 are the position of the sphere's centre and
 $EM(l, b)$ the emission measure in a given direction.

The final ionised gas column density map is displayed in
Fig. 4. The angular resolution of the free-free emission measure
map from *Planck* is 1°. The final ionised gas column density
map was re-binned on the same grid as the MSX 8 μ m map with
a grid spacing of 1".

3. Gamma-ray analysis and results

3.1. Data selection

We analyse 13.25 years of *Fermi*-LAT data from the beginning
of the mission on 4 August 2008 to 3 November 2021. We use
the P8R3 data set (Atwood et al. 2013; Bruel et al. 2018) and
select events in the P8R3_SOURCE class that is associated with
instrument response functions P8R3_SOURCE_V3. This event
selection has a level of background contamination sufficiently
low to study the bright extended emission from Cygnus X. Fur-
thermore, we restrict the analysis to time intervals in which the
LAT configuration and data quality is appropriate for science
analysis.

Events are separated in four independent data sets according
to their PSF event type, i.e., the quality of the direction recon-
struction. For each event type, we select events above a minimum
energy so that the point spread function (PSF) 68% containment
radius is always better than 0.7°, which roughly corresponds to
the characteristic size of the most prominent spatial structures in
the gas maps. The minimum energy threshold used is 0.5 GeV.
Lowering the minimum energy induced instabilities in the anal-
ysis due to bright emission from a few pulsars in the region. To
reliably characterise extended emission at energies < 0.5 GeV
event selection based on the pulsars phases would be necessary,
but this is beyond the scope of the current study. The maximum
energy is 1 TeV for all event types.

To reduce contamination from the bright gamma-ray emis-
sion from the Earth atmosphere, we select events within a cone
from the local zenith with aperture z_{max} . The value of z_{max}
was chosen from a visual inspection of the distribution of counts as
a function of zenith angle for each event type component in the
given energy ranges. Energy and zenith angle selection for the
four data sets are summarised in Table 1.

3.2. Region of interest and emission model

A major challenge in the characterisation of extended emission
from Cygnus X is to model the bright interstellar emission from

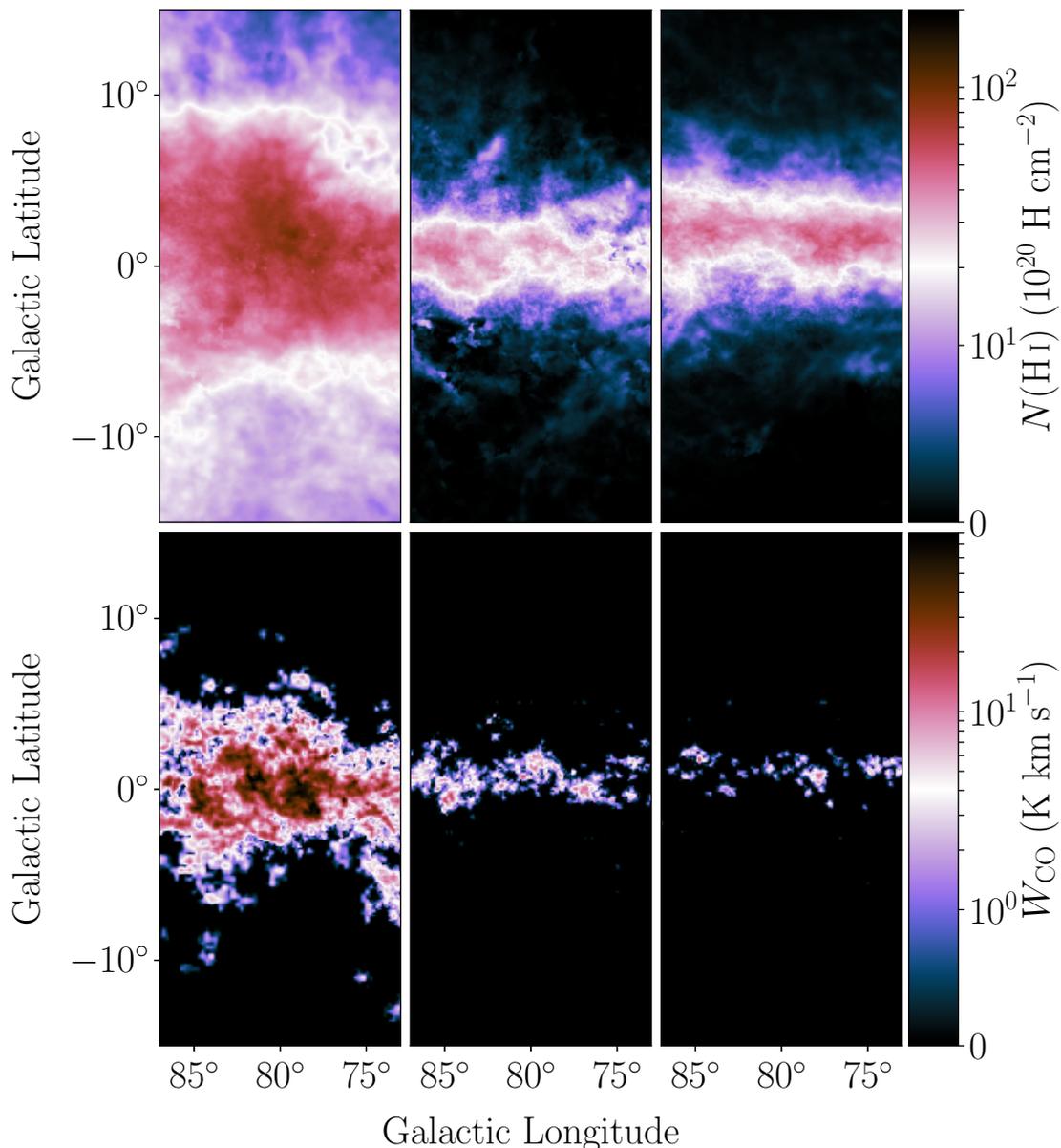


Fig. 2: H I column densities for a spin temperature of 250 K (top row) and W_{CO} intensities (bottom row) for the local arm, Perseus arm, and outer arm and beyond (from left to right).

Table 1: The four data sets used in the analysis.

Event type	Energy range (GeV)	z_{max}
PSF3	0.5 - 1000	100°
PSF2	1 - 1000	100°
PSF1	3.2 - 1000	100°
PSF0	5 - 1000	105°

the large-scale population of CRs. Due to the large column densities of the ISM in this region, emission associated with gas is the dominant contribution at GeV energies (Ackermann et al. 2012a). Under the assumption that the large-scale CR densities are uniform on the spatial scales of interstellar complexes, we can model the foreground and background intensity associated with interstellar gas I_{gas} as a linear combination of the column density maps for the different gas phases and structures along

the line of sight.

$$I_{\text{gas}}(l, b, E) = q_{\text{LIS}}(E) \cdot \left[\sum_{i=1}^3 [A_i N_{\text{H I},i}(l, b) + B_i W_{\text{CO},i}(l, b)] + C \tau_{\text{DNM}}(l, b) \right] \quad (3)$$

$q_{\text{LIS}}(E)$ is the local gas emissivity spectrum, i.e., the gamma-ray emission rate per hydrogen atom, from Casandjian (2015), derived from LAT data. The summation over i describes the combination of the three regions along the line of sight: local arm, Perseus arm, outer arm and beyond. The free parameters A_i , B_i , and C account at the same time for variations of the large-scale CR densities across the three regions, and for the X_{CO} ratios and the dust specific opacity $\sigma_{353} = \tau_{353}/N(\text{H I})$. The spectral shape of q_{LIS} is fixed throughout the paper. We know that spectral variations of the emissivity along the line of sight are small toward

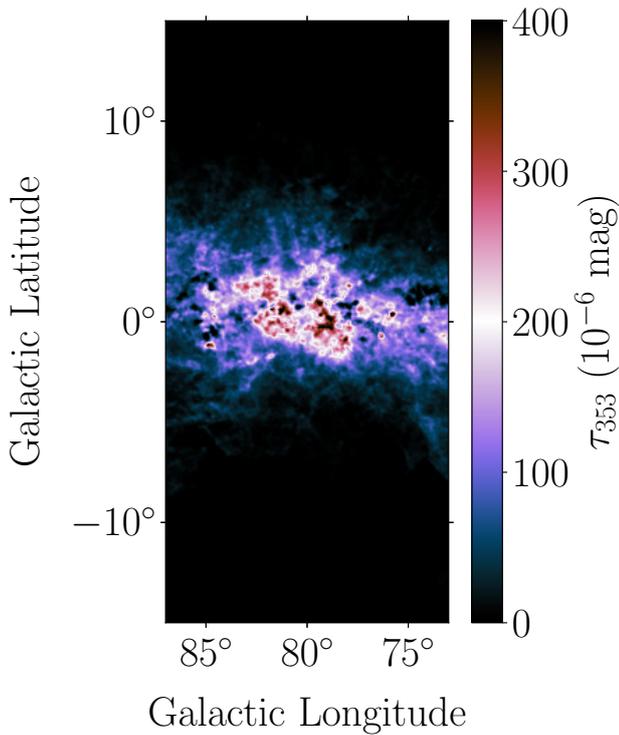


Fig. 3: Excess dust optical depth associated to the DNM obtained using the procedure described in the text for the reference H I spin temperature of 250 K.

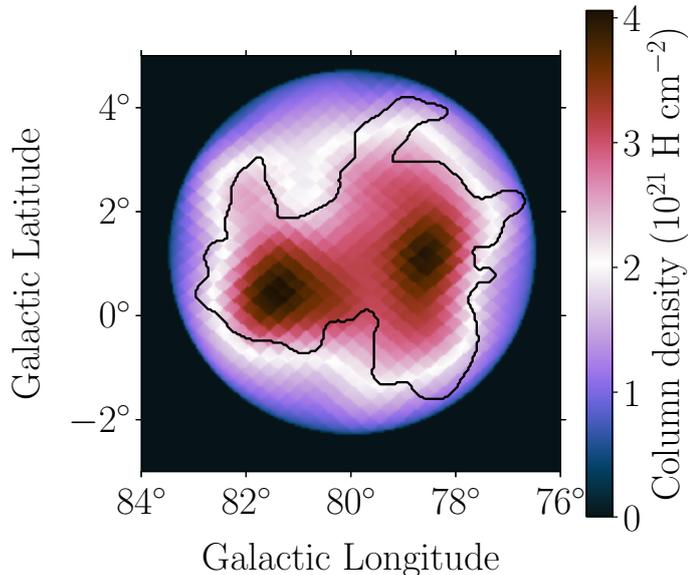


Fig. 4: Ionised gas column densities based on the hypothesis of spherical geometry with a uniform density along each line of sight. The black contours delineate the outer borders of the photo-dissociation regions and correspond to $> 1.85 \cdot 10^{-6} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ in the MSX 8 μm data.

245 Cygnus (Ackermann et al. 2012a) and, in general, toward the
246 outer Galaxy (Acero et al. 2016). Conversely, this implies that
247 any spectral deviations from the local interstellar spectrum (LIS)
248 in Cygnus X are not accounted for by the background model and
249 characterised as part of the cocoon.

An additional diffuse component is given by IC emission
from the large-scale population of CR leptons. We account for it
using the GALPROP model $^{\text{SYZ}}6^{\text{R}}30^{\text{T}}150^{\text{C}}2$ (Ackermann et al.
2012b). Finally, we need to account for the isotropic gamma-
ray background, which is a combination of extra-galactic diffuse
gamma-ray emission (probably due to populations of unresolved
sources) and of residual contamination by charged CRs. For this
component, we use the tabulated spectra provided by the *Fermi*-
LAT collaboration and determined from an analysis of LAT data
over a large region of the sky².

We note that the IC model is also subject to large uncertain-
ties. However, morphological variations over our limited region
of interest described below are expected to be small for con-
ventional models. Moreover, uncertainties in the spectrum are
mitigated by the fact that the isotropic background spectrum is
derived from a fit to the LAT data.

The interstellar emission model, along with the LAT re-
sponse, sets the choice of the region of interest (ROI) for the
analysis. The longitude and latitude extents should be suffi-
ciently large to separate the extended emission of the Cygnus
cocoon from the large-scale background, and so that the differ-
ent components of the background model can be reliably con-
strained by the data. We choose a ROI with Galactic longitude
 $73^\circ \leq l \leq 87^\circ$ and with Galactic latitude $|b| \leq 15^\circ$. The lon-
gitude interval leaves out complexes associated with Cygnus OB1
at $l < 73^\circ$ and with HB 21 at $l > 87^\circ$. The wider coverage in
latitude makes it possible to better constrain emission from local
H I, IC scattering, and the isotropic background.

We model individual sources within the region based on the
most recent catalogue of gamma-ray sources detected by the
LAT, 4FGL-DR3 (Fermi-LAT collaboration et al. 2022). All the
sources within a square box of 40° side centred at $l = 80^\circ$ and
 $b = 0^\circ$ are included to account for the spill-over due to the PSF.

For two extended sources with potential impact on the char-
acterisation of the cocoon emission, we replace the 4FGL-DR3
models with dedicated models provided by recent in-depth stud-
ies. The SNR γ Cygni is modelled according to the results from
a joint fit of *Fermi*-LAT and MAGIC data at energies > 5 GeV
(MAGIC Collaboration et al. 2020). The source is modelled as a
disk with a log-parabola spectrum to account for the shell, plus
a 2D Gaussian with a power law spectrum to account for an addi-
tional component in the north of the shell. The arc component
detected by MAGIC is not included since its flux is subdominant
at energies < 1 TeV. A morphological evolution of the remnant
below 5 GeV is very challenging to characterise due to bright
emission from PSR J2021+4026 (MAGIC Collaboration et al.
2020). Thus, this possibility is not considered in our study.

The SNR Cygnus Loop is modelled following the analysis
by Tutone et al. (2021) in the 0.1-100 GeV energy range. We use
two templates based on X-ray (ROSAT 0.1 – 2.4 keV) and UV
(GALEX 1771 – 2831 \AA) data, each of them associated to a log-
parabola spectrum. Emission from this source above 100 GeV is
expected to be small, and we visually checked in the residuals
that there were no excess or deficit of counts at the location of
the Cygnus Loop.

Figure 5 shows the gamma-ray count map in the region of in-
terest and the excess counts associated with the cocoon obtained
by subtracting from the data counts the best-fit model presented
in Sect. 3.6.

² We used files iso_P8R3_SOURCE_V3_PSFn_v1.txt, with n
the PSF event type, from [https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/
data/access/lat/BackgroundModels.html](https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html).

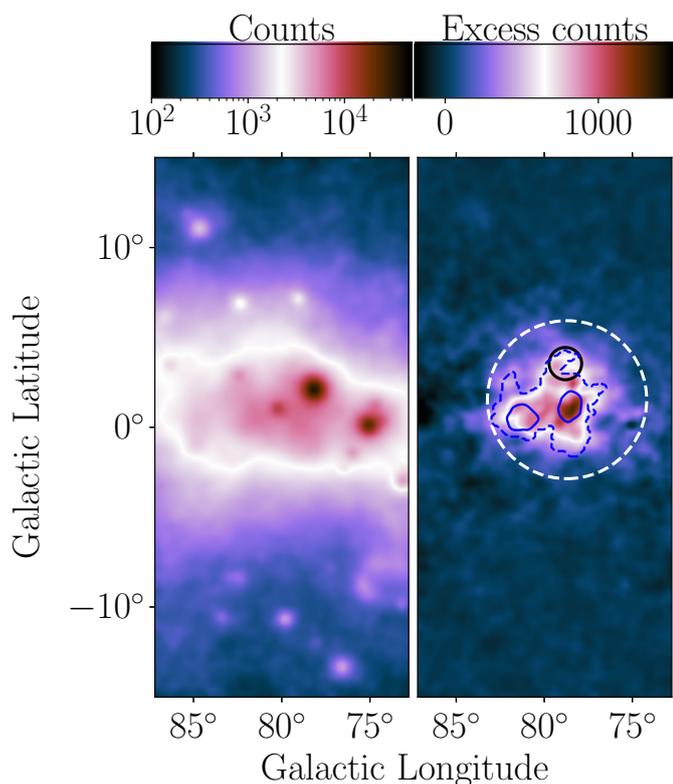


Fig. 5: Map of data counts in the full 0.5 GeV–1 TeV energy range (left) and map of excess counts obtained by subtracting from the data counts the best-fit model presented in Sect. 3.6 except for the components associated to the cocoon, namely FCES G78.74+1.56, FCES G80.00+0.50, and FCES G78.83+3.57 (right). The dashed contours correspond to the 8 μm emission from MSX data at $1.85 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. The contours correspond to the column density of the ionised gas template at $3.5 \times 10^{21} \text{ H cm}^{-2}$. The circle and the dashed circle correspond to the position and r_{68} of FCES G78.83+3.57 and FCES G78.74+1.56 respectively.

The cocoon, i.e., the excess shown in the right panel of Fig. 5, is initially modelled as in 4FGL-DR3: its morphology is described by a 2D Gaussian with $r_{68} = 3^\circ$ (Ackermann et al. 2011) and its spectrum is described by a log-parabola function. The morphological and spectral models will be refined later during the analysis.

3.3. Analysis framework

The analysis is performed using `fermitools` v2.0.8 and a modified version of `Fermipy` v1.0.1 that enables the use of catalogue 4FGL-DR3. Models are fit to the data via a binned maximum likelihood analysis with Poisson statistics. Events are binned on a grid with 10 bins per decade in energy and on maps with a pixel size of 0.1° in arrival direction.

Throughout the paper, we will compare several models for the region and the source of interest. In the simpler cases we will use the likelihood ratio test, i.e., the test statistic defined as:

$$TS = 2(\ln \mathcal{L} - \ln \mathcal{L}_0) \quad (4)$$

where \mathcal{L}_0 is the maximum likelihood of a more parsimonious emission model with fewer free parameters (null hypothesis) and \mathcal{L} is the maximum likelihood of the more complex model that

we want to test (test hypothesis). In the null hypothesis TS is distributed as a χ_n^2 with a number of degrees of freedom n equal to the difference of degrees of freedom between the two models. This is only valid for nested models, i.e., if the model in the null hypothesis can be obtained from the model in the test hypothesis by fixing some of its parameters to values in the interior of the allowed range (e.g., Protassov et al. 2002)

For non-nested models, we used the Akaike Information Criterion (AIC). The AIC of a model is defined as:

$$AIC = 2k - 2 \ln \mathcal{L} \quad (5)$$

with k number of free parameters in the model and \mathcal{L} the maximum likelihood of the model. The model providing the smallest AIC is taken as the one best representing the data at the smaller cost in terms of free parameters according to information theory (e.g., Burnham & Anderson 2002).

Throughout the paper, we will use the method described in Bruel (2021) to assess the goodness of fit of the different models considered. Practically, we will show the deviation of the data with respect to the model in units of significance based on the Poisson statistics using the so-called PS maps.

The analysis starts with a preliminary optimisation of the emission model via a procedure described in Appendix A.1. In subsequent steps, unless stated otherwise, we keep free the normalisations of the gas and IC components, the normalisations and spectral parameters of the three pulsars PSR J2021+4026, PSR J2021+3651 and PSR J2032+4127, the two γ Cygni extended components and the two Cygnus Loop extended components. The normalisation of the subdominant isotropic background is fixed after the preliminary iterative optimisation of all the sources in the ROI due to the possible degeneracy with the IC component. The best-fit normalisation obtained is 0.91 ± 0.02 (with variations ≤ 0.01 for the different spin temperature values).

3.4. Morphological analysis

In this section, we aim at characterising the morphology of the cocoon. As a first step, we optimise the position and extension of the 2D Gaussian model used in Ackermann et al. (2011) and the LAT catalogues to describe the extended cocoon emission, following the methodology described in Appendix A.2.

The corresponding PS maps are displayed in Fig. 6 (panel a, top row). An excess appears in the central region of the cocoon, in part reminiscent of the two main peaks of ionised gas column density within the Cygnus X cavities (Fig. 4). Therefore, we test the addition of a central component in the cocoon region using two alternative models: either the ionised gas template clipped at the boundaries of the cavities (defined as contours above $1.85 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ emission at 8 μm), or two Gaussians with free extensions and positions, initialised at the main peaks in the ionised gas map. All newly added sources on top of the Gaussian model for the extended cocoon component here and elsewhere in this section are modelled using a power law spectrum.

For the models described above, extended deviations are still apparent (see Fig. 6 top row). The largest excess appears in the western part of the cocoon at $l \sim 78.8^\circ$ and $b \sim 3.7^\circ$. It does not overlap with any known sources or structures in the gas maps. A second extended region of positive deviations appears at the edge of our ROI, at $l \sim 84.6^\circ$ and $l \sim -5.6^\circ$ toward the southern arc of the Cygnus SB as imaged in soft X-rays (Cash et al. 1980). We add two additional Gaussian components to model those excesses, hereafter referred to as western and off-field excesses. We

382 initialise the Gaussian centres on the excess peaks, and fit their
383 positions and extensions. This results in a significant likelihood
384 improvement ($\Delta \ln \mathcal{L} \sim 200$) for all models of the central cocoon
385 component.

386 The different models for the cocoon central component are
387 compared in table 2. The addition of the central cocoon compo-
388 nent on top of the 2D Gaussian for the extended one provides
389 a significant improvement in likelihood ($\Delta \ln \mathcal{L} > 240$). Con-
390 versely, a model including the ionised gas map without the ex-
391 tended cocoon Gaussian component resulted in a marked degra-
392 dation of the likelihood ($\Delta \ln \mathcal{L} = -600$).

393 The model including the ionised gas template for the cen-
394 tral cocoon component provides the largest likelihood and the
395 smallest AIC, and therefore it is the one favoured by our analy-
396 sis. It is strongly preferred over two additional Gaussian compo-
397 nents at the peaks in the ionised gas distribution ($\Delta AIC < -124$),
398 which strengthens the evidence for a correlation between part of
399 the gamma-ray signal and the ionised matter distribution³. This
400 conclusion is supported by visual inspection of the deviations in
401 Fig. 6 (bottom row, panels b and c).

402 We also tested the full ionised gas map, i.e., not clipped at
403 the boundaries of the cavities, but this yielded a smaller like-
404 lihood. The interpretation of this result is not straightforward.
405 The reason may be physical, for example related to confinement
406 of the particles in the cavities. It could also be related to lim-
407 itations in the analysis, such as systematic biases in the emis-
408 sion measure map extracted from *Planck* data, approximations
409 in the derivation of the ionised gas column density, or degenera-
410 cies with other gas templates outside the two main peaks in the
411 map.

412 Spatial parameters for the multiple overlapping extended
413 sources may be degenerate to some level. To robustly determine
414 their values, we perform an iterative fit of the positions and ex-
415 tensions of all 2D Gaussian sources discussed in this section for
416 the best model. The iterations proceed until the log-likelihood
417 improvement between two iterations is smaller than 1. The iter-
418 ative fit converged after 6 iterations, with a total improvement in
419 $\ln \mathcal{L}$ of 30.

420 Table 3 provides the best-fit morphological parameters and
421 TS of all the extended components discussed in this section for
422 the case in which the cocoon region is modelled by a broad
423 2D Gaussian (extended component) plus the ionised gas map
424 (central component), and an additional smaller 2D Gaussian
425 slightly off the emission peak (western component). The ex-
426 tended emission components are named after their Galactic co-
427 ordinates as FCES $GLL.ll \pm B.bb$ (FCES stands for *Fermi* Cygnus
428 Extended Source). To make the paper easier to read, the FCESs
429 will be given a nickname that we will use throughout the pa-
430 per. FCES G78.74+1.56 is the name given to the Gaussian
431 that describes the cocoon extended emission, nicknamed CoExt,
432 FCES G80.00+0.50 to the component modelled by the ionised
433 gas map in the cocoon central region, nicknamed CoCent and
434 FCES G78.83+3.57 to the component corresponding to the ex-
435 cess appearing in the western part of the cocoon, nicknamed
436 CoWest. Interestingly, the addition of a central component for
437 the cocoon results in a larger r_{68} for the extended component
438 with respect to previous studies. We remark that the off-field ex-
439 cess ultimately dubbed FCES G85.00–1.78 and nicknamed Of-
440 fExc, is best modelled by a Gaussian centred at the edge of the

ROI, therefore its characterisation may be inaccurate. A better
441 characterisation of this component is left for further work. The
442 positions and extensions of sources in the cocoon area are shown
443 overlaid to the excess map in the right panel of Fig. 5.
444

3.5. Spectral analysis 445

446 In this section, we aim at characterising the spectral properties
447 of the FCES sources. We consider the best morphological model
448 derived in the previous section, and for each emission compo-
449 nent listed in Table 3, we test three spectral models: a simple
450 power law (PL), a log-parabola (LP), and a smooth broken power
451 law (SBPL). The expressions for these models are given in Ap-
452 pendix A.3.

453 The models are compared in Table 4. For the components
454 CoCent and CoWest the best-fit model is the simple PL, with the
455 LP providing a negligible improvement in log-likelihood. The fit
456 of the SBPL for these two components did not converge, pre-
457 sumably due to lack of curvature in the spectrum. Conversely,
458 for CoExt and OffExc the models with curvature (LP or SBPL)
459 provide a large improvement in $\ln \mathcal{L}$. From the Akaike criterion,
460 we can conclude that the SBPL is favoured. Spectral parameters
461 for the best-fit models will be presented in the next subsection.

462 The spectral indices of the components CoCent and CoWest
463 are compatible with each other. If we fix the spectral index of
464 CoWest to the best-fit value for CoCent, we obtain a decrease
465 in log-likelihood of 1.2 [1.2, 1.8] (1.1 [1.1, 1.3] σ , where here
466 and in the following variations or uncertainties refer to the dif-
467 ferent spin temperatures). This demonstrates that the two com-
468 ponents have compatible spectral shapes. However, if we model
469 CoWest or CoCent with the same spectral shape as CoExt and
470 a free normalisation, we observe a decrease in log-likelihood of
471 7.9 [7.9, 9.8] ($\Delta AIC = 19.8$ [19.8, 23.6]) and 70.6 [66.6, 70.6]
472 ($\Delta AIC = 145.2$ [137.2, 145.2]), respectively. So both CoCent
473 and CoWest have spectra incompatible with the spectrum of Co-
474 Ext, this time suggesting a different origin of the γ -ray emission.

475 We then compute the spectral energy distribution (SED) of
476 the four sources. To this end we perform independent analyses
477 over 4 energy bins per decade between 500 MeV and 1 TeV. For
478 this part of the analysis all spectral-shape parameters are fixed
479 and only normalisations are allowed to vary. However, the nor-
480 malisations of the gas maps are fixed to the best-fit values ob-
481 tained for the entire energy range to preserve the local emissiv-
482 ity shape. The IC normalisation is also fixed to the best-fit value
483 obtained for the entire energy range due to the large degeneracy
484 with the extended components. Finally, the normalisations of all
485 pulsars are fixed above 5 GeV because their emission fades off
486 rapidly. The results are shown in Fig. 7. For flux densities (and
487 all derived quantities later) we include in the systematic uncer-
488 tainties those from the effective area of the LAT, combined in
489 quadrature with those from the spin temperature choice.

490 The source with the highest flux is CoExt, followed by Co-
491 Cent. The spectrum of CoExt extends to higher energies and con-
492 nects to the cocoon spectrum measured by HAWC (Abeysekara
493 et al. 2021), confirming earlier indications of a spectral break
494 between the GeV and the TeV energy ranges. Our spectrum for
495 CoExt is similar at energies > 1 GeV to the cocoon SED in cat-
496 alogue 4FGL-DR3. On the contrary, our SED lies above the one
497 presented in Ackermann et al. (2011), which is closer to our SED
498 for CoCent. Presumably, the SED determination in Ackermann
499 et al. (2011) was biased towards the central component, while
500 the extended component captured by CoExt in our analysis was
501 difficult to detect at that time due to a reduced amount of data (2

³ The AIC criterion may not be fully appropriate in this case due to the information entropy encoded in the geometry of the template and not represented by any fit parameter, but the large improvement of log-likelihood clearly favours the model with the ionised gas template.

Table 2: Comparison of different spatial models

Model	$\Delta \ln \mathcal{L}$	ΔAIC
Extended Gaussian + Western + Off-field	0	0
Extended Gaussian + 2 Gaussians (IG peaks) + Western + Off-field	316 [246, 316]	-622 [-622, -492]
Extended Gaussian + IG template + Western + Off-field	435 [379, 435]	-868 [-868, -746]

Notes. In \mathcal{L} and AIC values are provided as differences with respect to the simplest model with only one 2D Gaussian for the extended emission of the cocoon. The intervals correspond to the minimum and maximum spin temperatures considered. The Western and Off-field components will be named later FCES G78.83+3.57 and FCES G85.00-1.78.

Table 3: Best-fit morphological parameters and TS for the extended emission components considered in the morphological analysis.

Name	$l(^{\circ})$	$b(^{\circ})$	$r_{68} (^{\circ})$	TS
FCES G78.74+1.56 (CoExt)	$78.7 \pm 0.1^{+0.0}_{-0.2}$	$1.56 \pm 0.06^{+0.07}_{-0.02}$	$4.4 \pm 0.1^{+0.1}_{-0.1}$	2751 [2436, 2824]
FCES G80.00+0.50 (CoCent)	1267 [1267, 1301]
FCES G78.83+3.57 (CoWest)	$78.8 \pm 0.1^{+0.0}_{-0.1}$	$3.6 \pm 0.1^{+0.0}_{-0.0}$	$0.9 \pm 0.1^{+0.0}_{-0.0}$	93 [93, 106]
FCES G85.00-1.78 (OffExc)	$85.0 \pm 0.4^{+0.2}_{-0.2}$	$-1.8 \pm 0.25^{+0.3}_{-0.2}$	$6.4 \pm 0.2^{+0.1}_{-0.1}$	684 [680, 723]

Notes. The first uncertainties are statistical. The second uncertainties and TS variations are systematic from varying the spin temperature.

502 years versus more than 13 years here) and a less advanced event
503 reconstruction scheme.

504 3.6. Final global fit

505 After the selection of the best spectral models we perform a fi-
506 nal optimisation of the ROI, including free normalisation and
507 spectral-shape parameters for the FCES sources. The final spec-
508 tral parameters of the FCES sources are displayed in Table 5.

509 Figure 8 illustrates the quality of the ROI model after all the
510 optimisation steps. The PS map show that we obtained a model
511 of the ROI with no deviation above 3σ and the fractional devia-
512 tion in the bottom left panel show no deviation above 10% in the
513 central part of the ROI. This model serves as a reference for the
514 following spectro-morphological analysis. The largest deviation
515 with a PS value close to 3σ lies at $l \sim 84^{\circ}$, $b \sim 12^{\circ}$ (at 1° from
516 the Geminga-like pulsar PSR J1957+5033; see Saz Parkinson
517 et al. 2010). The study of this excess is left for another work.

518 Figure 9 shows the final likelihood values for the different
519 spin temperature values considered. The largest likelihood is ob-
520 tained for a spin temperature of 100 K, but with a difference in
521 log-likelihood < 1 with respect to the reference value of 250 K.
522 The largest difference $\Delta \ln \mathcal{L} \sim 6$ is found for the optically thin
523 case.

524 After the final global fit the normalisation of the H I emis-
525 sivity in the local arm is $0.97 \pm 0.01^{+0.06}_{-0.17}$. The normalisation
526 is in reasonable agreement with the average value for the local
527 neighbourhood from Casandjian (2015). Under the hypothe-
528 sis that the same CR population interacts with atomic, molec-
529 ular and dark gas in the local arm, we can use the normali-
530 sations of the gas maps to infer the X_{CO} factor, which yields
531 $(0.75 \pm 0.06^{+0.15}_{-0.02}) \times 10^{20} \text{ H cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$. This is a factor of
532 ~ 2 lower than results from the earlier analysis of Cygnus in Ack-
533 ermann et al. (2012a), but close to gamma-ray estimates from
534 nearby CO clouds (e.g., Remy et al. 2017), which strengthens the
535 hypothesis that X_{CO} variations found between local high-latitude
536 clouds and the local arm may be highly sensitive to the separa-
537 tion of DNM and CO bright molecular cloud in the construction
538 of gas maps and gamma-ray analyses. Other effects related to

the increasing difficulty to separate the gas phases at larger dis- 539
540 tances may also be at play. Our analysis exploiting the PSF event
541 types provides an improvement in this respect over the work in
542 Ackermann et al. (2012a).

543 The determination of a conversion factor for the DNM tracer
544 is less obvious due to the lack of knowledge on the distribu-
545 tion along the line of sight. However, the morphology of the
546 DNM in Fig. 3 closely resembles the structures in the local
547 arm and Cygnus complex in Fig. 2. Therefore, for simplic-
548 ity we will assume that all the DNM is in the closest region.
549 Based on this assumption, we can follow the same procedure
550 used for X_{CO} and infer a DNM dust specific opacity $\sigma_{353} =$
551 $(1.370 \pm 0.05^{+0.059}_{-0.170}) \times 10^{-26} \text{ cm}^2 \text{ H}^{-1}$, also close to gamma-ray
552 results for nearby clouds (Remy et al. 2017).

553 We use these coefficients to build a total column density map
554 of neutral gas in the local arm and the Cygnus complex, which
555 is shown in the left panel of Fig. 10 and will be used for the
556 interpretation of the results in the Sect. 4. With respect to the
557 reference spin temperature of 250 K, the total column density of
558 neutral gas increases by $\sim 16\%$ for a spin temperature of 100 K
559 and decreases by $\sim 5\%$ for the optically thin case.

560 3.7. Spectro-morphological analysis

561 3.7.1. Extension and position versus energy

562 We first tested if the best-fit spatial model of the CoExt and
563 CoWest components changes as a function of energy. The com-
564 ponent OffExc is left aside in the spectro-morphological analysis
565 because it is displaced regarding the Cygnus X region which we
566 aim to study in this paper, and it lies on the border of the ROI,
567 and therefore its characterisation may not be optimal.

568 We fit the extension and position of CoExt and CoWest in
569 five energy bands: 0.5 to 1.6 GeV, 1.6 to 5 GeV, 5 to 16 GeV, 16
570 to 50 GeV, and 50 to 1000 GeV. As shown in Sect. 3.5, CoWest
571 has a softer spectrum: above ~ 5 GeV the source flux becomes
572 very low and its TS is below 25. Therefore, fitting the position
573 and extension of the source above ~ 5 GeV is not possible. In
574 this section, the diffuse components, i.e. the gas maps and the
575 IC component, are fixed, while the two components of Cygnus

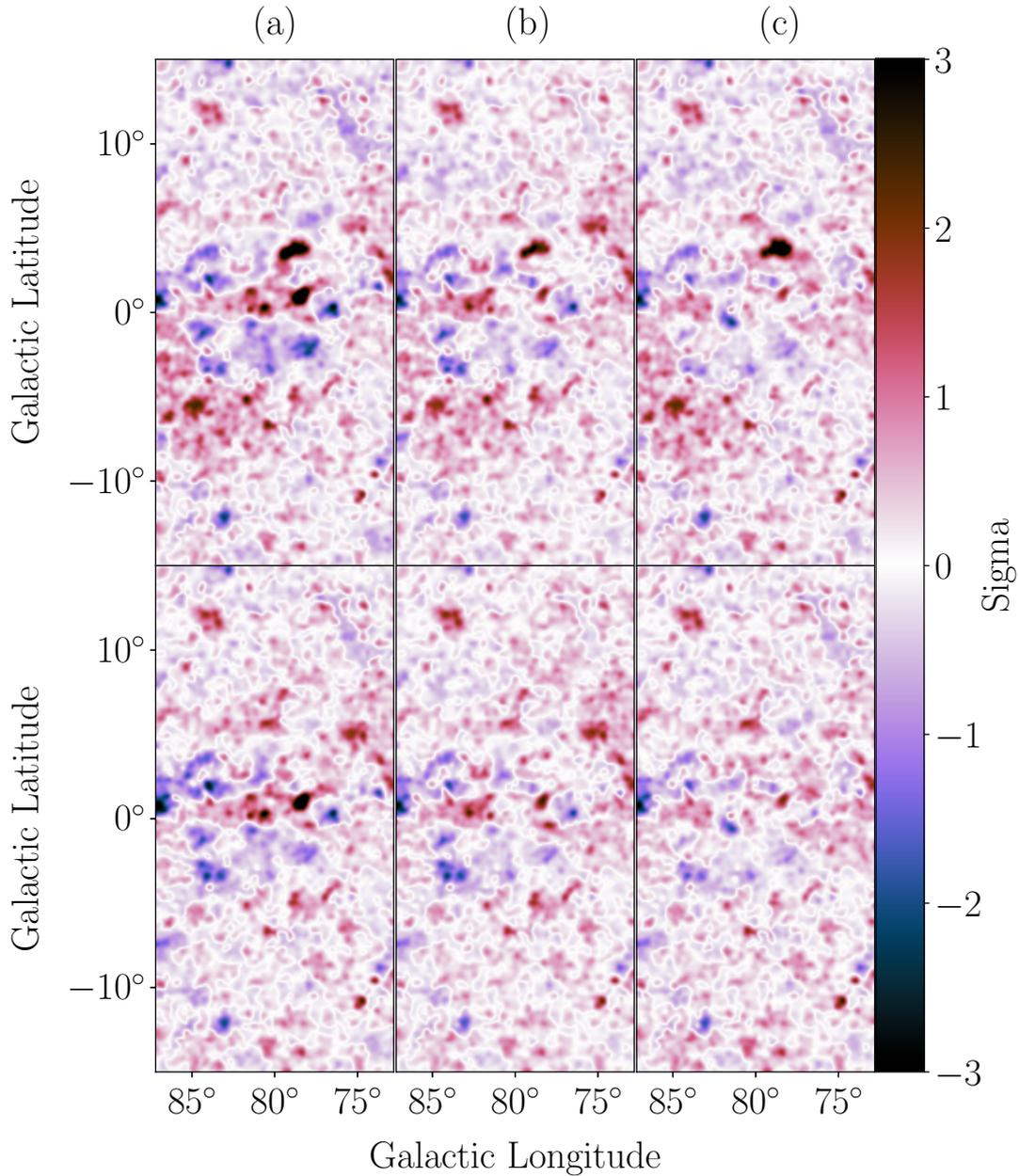


Fig. 6: PS maps for different models considered in the morphological analysis. On the top panels we can see the PS maps for different morphological models: a) one extended Gaussian, b) one extended Gaussian plus two smaller Gaussians at the peaks of the ionized gas column density distribution, c) one extended Gaussian plus the ionised gas template. On the bottom panels, we can see the PS maps for the same models with the addition of two Gaussians for the western and off-field excesses in the model (ultimately labelled FCES G78.83+3.57 and FCES G85.00–1.78). The bin size is 0.1° and the maps were smoothed for display with a kernel of size 0.13°

Table 4: Statistical comparison of different spectral models for the extended sources in Cygnus X

Component	$\Delta \ln \mathcal{L}_{LP-PL}$	$\Delta \ln \mathcal{L}_{SBPL-PL}$	$\Delta AIC_{SBPL-LP}$
FCES G78.74+1.56 (CoExt)	33 [27, 35]	42 [36, 43]	-14 [-14, -14]
FCES G80.00+0.50 (CoCent)	1 [1, 1]
FCES G78.83+3.57 (CoWest)	1 [1, 2]
FCES G85.00–1.78 (OffExc)	26 [24, 27]	38 [35, 38]	-22 [-22, -20]

Notes. The columns show the log-likelihood differences between a log-parabola and a power-law model, $\Delta \ln \mathcal{L}_{LP-PL}$, or between a smooth broken-power-law and a power-law model, $\Delta \ln \mathcal{L}_{SBPL-PL}$, and the Akaike information criterion difference between a smooth broken-power-law and a log-parabola model, $\Delta AIC_{SBPL-LP}$. The intervals correspond to the minimum and maximum values obtained from variation of the spin temperature.

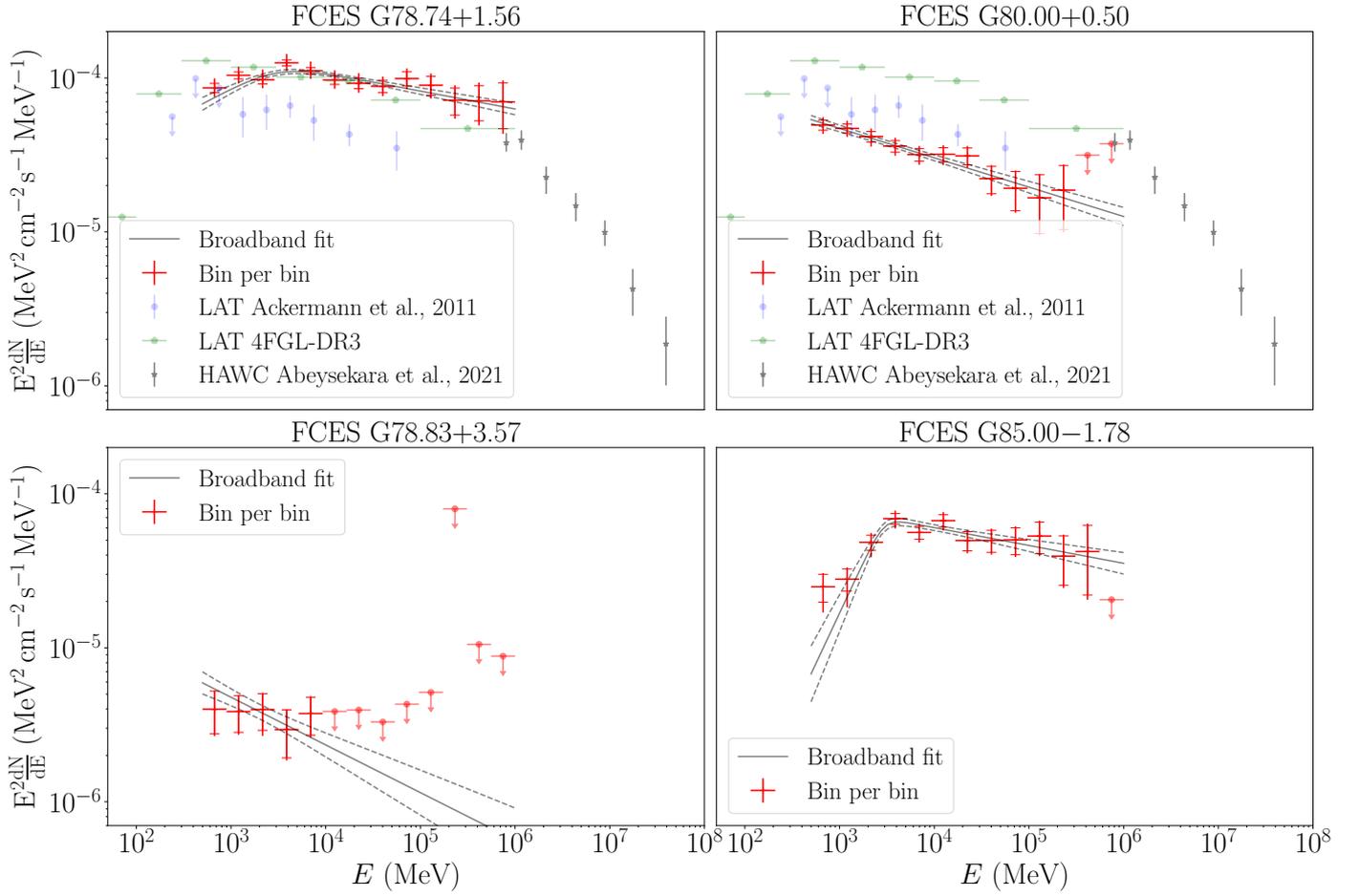


Fig. 7: Spectral energy distribution of the four extended components studied. In the top panel, we show for reference earlier determinations of the cocoon spectrum. The statistical uncertainties are displayed within the error caps and the full error bar is the quadratic sum of the statistical uncertainties, the uncertainties related to the different spin temperatures and the uncertainties related to the effective area of the telescope.

Table 5: Best-fit values after the final optimisation of the model.

Component	Model	Spectral parameters			
		N_0 ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$)	γ or γ_1	γ_2	E_b (GeV)
FCES G78.74+1.56 (CoExt)	SBPL	$8.6 \pm 0.6^{+0.2}_{-0.9} \times 10^{-11}$	$1.67 \pm 0.05^{+0.02}_{-0.01}$	$2.12 \pm 0.02^{+0.00}_{-0.01}$	$3.0 \pm 0.6^{+0.0}_{-0.2}$
FCES G80.00+0.50 (CoCent)	PL	$4.7 \pm 0.2^{+0.0}_{-0.9} \times 10^{-11}$	$2.19 \pm 0.03^{+0.00}_{-0.01}$
FCES G78.83+3.57 (CoWest)	PL	$4.8 \pm 0.6^{+0.3}_{-0.9} \times 10^{-12}$	$2.3 \pm 0.1^{+0.0}_{-0.0}$
FCES G85.00-1.78 (OffExc)	SBPL	$1.7 \pm 0.5^{+0.7}_{-0.0} \times 10^{-11}$	$0.7 \pm 0.3^{+0.2}_{-0.0}$	$2.12 \pm 0.04^{+0.00}_{-0.00}$	$3.0 \pm 0.4^{+0.0}_{-0.2}$

Notes. The first uncertainties are statistical and the second uncertainties are systematic and result from varying the spin temperature. N_0 is given at a reference energy 1 GeV.

576 Loop are fixed above 5 GeV because of their very steep spec- 589
577 trum. OffExc is fixed due to its off-centre position.

578 The results are shown in Fig. 11. The top panel shows the ex- 590
579 tension as a function of energy for both sources. There is no in- 591
580 dication of an evolution of the extension as a function of energy, 592
581 and the values in different energy bands are compatible with that 593
582 obtained in the broadband analysis. The lower panels show the 594
583 best-fit centroid positions for the two components. For CoExt, 595
584 all positions are compatible with each other and the broadband 596
585 fit within 1σ . For CoWest, we can see a hint of evolution of the 597
586 position in the first two bins, but the two values are compatible 598
587 within 2σ with the value from the broadband fit over the full 599
588 energy range.

3.7.2. Spectral variations across the extended sources

In this section, we search for spectral variations across the emit- 590
591 ting regions for CoExt and CoCent. We start by examining Co- 592
593 Ext. To this end, we replaced the Gaussian model with a com- 594
595 bination of rings and segments. We tested several combinations 596
597 but here we will describe the profile obtained with a combination 598
599 of:

- a central disk of radius 0.7° 596
- 5 rings of external radius $1.7^\circ, 2.7^\circ, 3.7^\circ, 4.7^\circ$ and 6° , that can 597
be decomposed into 4 segments spanning 90° in azimuth; 598
- 2 two large rings of external radius 7.4° and 8.9° . 599

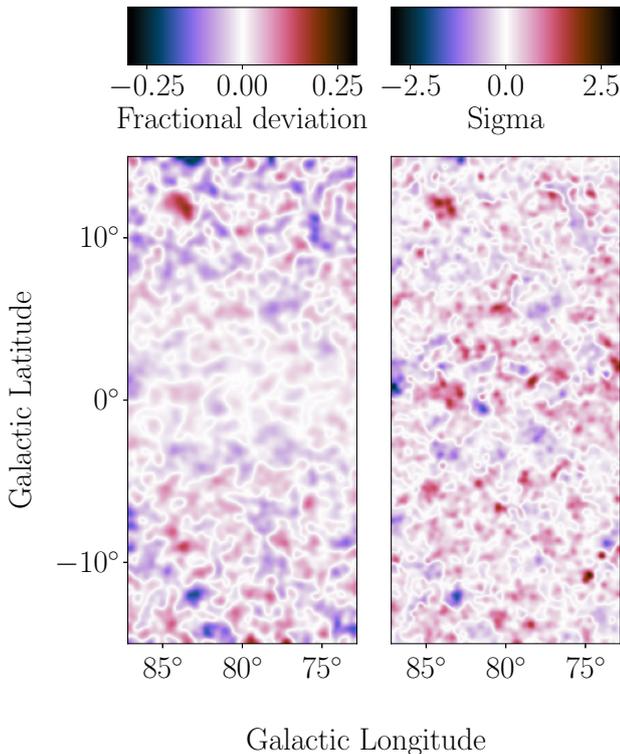


Fig. 8: Final deviation maps for the best-fit model over the entire energy range, on the left as fractional deviation, and on the right as level of PS. The bin size is 0.1° and the size of the smoothing kernel 0.13° .

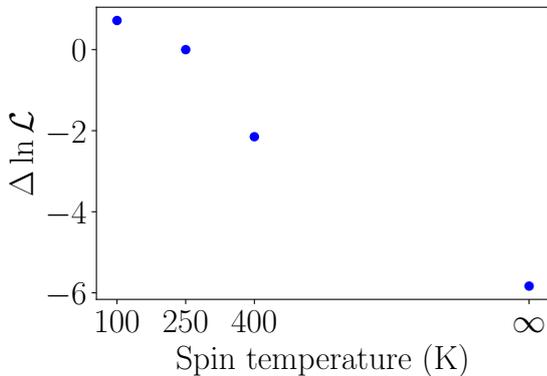


Fig. 9: Difference in log-likelihood in fits of the final model for different spin temperatures.

600 This somewhat arbitrary setup was chosen to ensure a minimal
601 TS (at least 25) in every segment and ring (see Fig. B.1 in Ap-
602 pendix B). Eventually, however, the wider ring has a low TS
603 (~ 10) therefore its parameters have to be interpreted with some
604 caution.

605 All the components are modelled using a LP spectrum with
606 parameters initiated at the best-fit values found in Sect. 3.5. The
607 LP model was chosen instead of the SBPL model for this part
608 of the analysis because it yields more stable results when fitting
609 several free components at once. For this section the two compo-
610 nents of Cygnus Loop are fixed due to their off-centre position.
611 OffExc is also fixed due to its off-centre position and proximity
612 with the border of the ROI.

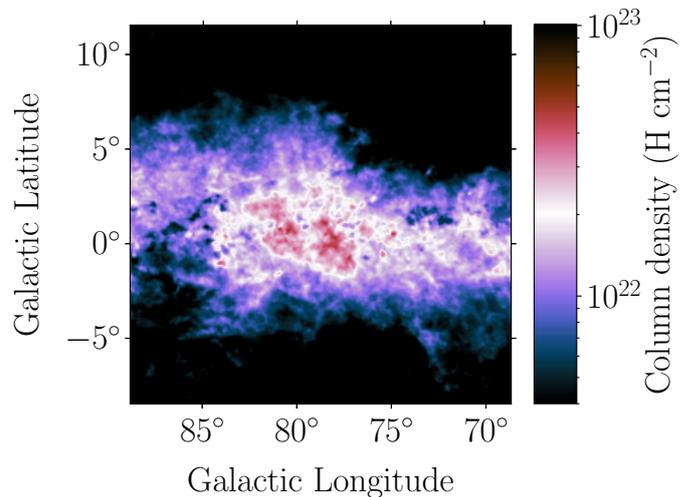


Fig. 10: Neutral gas column density in the local arm and Cygnus region, obtained by summing $N(\text{H}1)$, $N(\text{H}2)$ and an estimate of the column density for the DNM, with conversion factors calibrated on the gamma-ray analysis.

We also tested a combined description of CoExt and CoCent 613
via rings and segments by removing the ionised gas template 614
from the emission model, but the highly structured central part 615
was poorly described by the latter model. Thus, we decided to 616
proceed with the ionised gas map in the model, and we used the 617
combination of segments and rings to only represent the source 618
CoExt. The spectral shape and normalisation is left free for Co- 619
Cent. The decomposition of CoExt proceeded through a few sub- 620
sequent steps. 621

- A We replaced the Gaussian by the aforementioned combina- 622
tion of 7 rings and a central disk. Only the normalisation of 623
each template was free, while the spectral parameters (α and 624
 β , see Appendix A.3 for a definition) were fixed to the initial 625
values from the analysis in Sect. 3.5. 626
- B The parameters α and β for the disk and rings were free. 627
- C The innermost 5 rings (beyond the central disk) were decom- 628
posed into 4 azimuthal segments. Only the normalisations 629
were free and the spectral parameters were fixed to the val- 630
ues obtained in the step B. 631
- D All spectral parameters were free. 632

For step C, a few different orientations for the segments were 633
tested, and we present the results for the one yielding the best 634
likelihood. The values of $\Delta \ln \mathcal{L}$ and ΔAIC for the four steps are 635
provided in Table 6. 636

Table 6: Variations of $\ln \mathcal{L}$ and AIC for the decomposition of FCES G78.74+1.56 in rings and segments.

Step	$\Delta \ln \mathcal{L}$	ΔAIC
A	-9 [-13, -9]	32 [32, 40]
B	7 [7, 14]	18 [4, 18]
C	58 [47, 58]	-86 [-86, -64]
D	35 [35, 42]	-10 [-24, -10]

Notes. Values are provided as difference with respect to the previous step, and, for step A, with respect to the global analysis presented in Sect. 3.5. See the text for details.

The degradation in step A is due to the approximation of rep- 637
resenting a 2D Gaussian with concentric rings and a central disk. 638

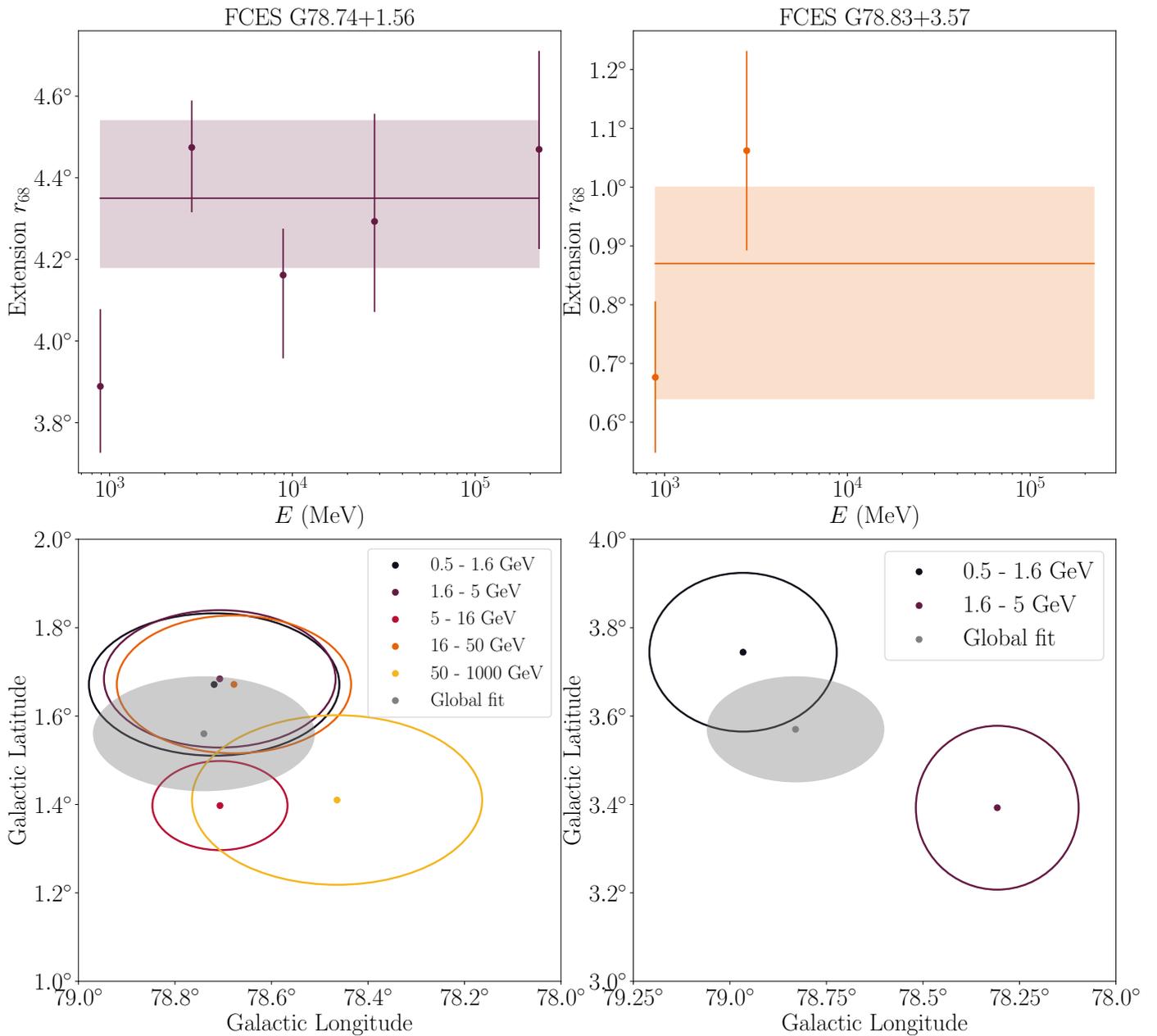


Fig. 11: Extension (top) and position (bottom) for FCES G78.74+1.56 (left) and FCES G78.83+3.57 (right) as a function of energy. In the top panels the bands show the values in the global fit over the entire energy range . In the bottom panels the grey areas show the results in the entire energy range. All uncertainties are provided at 1σ level.

639 However, this is not a cause for concern as the decrease in log-likelihood is small. Step B does not provide an improvement in the description of the emitting region, i.e., there are no significant variations of the spectrum as a function of distance from the centre. Conversely, we find a model improvement in step C, which demonstrates that the emission is not azimuthally symmetric in intensity. The likelihood improvement is equally shared by all the rings concerned, and it is not surprising given the diversity of regions inside and outside the plane spanned by each broad ring. A further improvement in the likelihood is obtained in step D, showing also the presence of azimuthal spectral variations, mostly driven by the two innermost rings and the central disk with an improvement in log-likelihood of 24 ($\Delta\text{AIC} = -15$) when only those components have the spectral shape free.

653 However, the azimuthal variations in the first two rings could be explained by spectral variations across CoCent. To check this hypothesis, we sliced the ionised gas template vertically at $l = 79.8^\circ$ to separate the two main lobes of ionised gas and repeated the step D. This results in an improvement of the log-likelihood smaller than one, meaning that no spectral variation is detectable between the two sides of the source CoCent.

660 We conclude that the best model is the one combining the ionised gas template to describe CoCent and with CoExt decomposed and fitted as in step D. This will be used as a basis for the interpretation of the results in the next section, where the emission profiles extracted from the data will also be shown. Some additional plots illustrating the results are provided in Appendix B.

667 4. Discussion

668 4.1. The cocoon and its landscape

669 Our analysis shows that the Cygnus cocoon in the LAT energy
670 band is best described by at least two spatial components with
671 different spectra: a central component, CoCent, with a power law
672 spectrum of index $2.19 \pm 0.03^{+0.00}_{-0.01}$, and an extended component,
673 CoExt, with a smooth broken power law spectrum with indices
674 $1.67 \pm 0.05^{+0.02}_{-0.01}$ below $3.0 \pm 0.6^{+0.0}_{-0.2}$ GeV and $2.12 \pm 0.02^{+0.00}_{-0.01}$
675 above. A third newly discovered extended emission component,
676 CoWest, overlaps in projection with the cocoon and has a spec-
677 trum compatible to the one of the central component, a power
678 law with index 2.3 ± 0.1 .

679 Figure 12 shows the excess counts corresponding to the three
680 gamma-ray sources associated or potentially related to the co-
681 coon, that is total counts minus the best-fit model for all com-
682 ponents except CoExt, CoCent, and CoWest (zoomed in from
683 Fig. 5). The brightest emission in the central region of the co-
684 coon lies in the cavities bounded by the photo-dissociation re-
685 gions traced by $8 \mu\text{m}$ emission (right panel), as found by [Ackermann et al. \(2011\)](#), and the bulk of it is traced by our ionised gas
686 template and associated to source CoCent. The extended cocoon
687 component, CoExt, overlaps with the northern rim of the X-ray
688 structure known as Cygnus SB ([Cash et al. 1980](#)), which may
689 be associated with star-forming regions in Cygnus X ([Uyaniker
et al. 2001](#)), although recent data may suggest that the entire
690 X-ray structure is rather a hypernova remnant at a distance of
691 1.1-1.4 kpc ([Bluem et al. 2020](#)). Last, source CoWest is situated
692 along a bright arc of $8 \mu\text{m}$ emission, but does not coincide with
693 any over-densities in neutral or ionised gas densities (see Figs. 2,
694 3, and 4). Its centroid lies at approximately 1° from the γ Cygni
695 SNR, that, if we assume a distance to the Earth of 1.7 kpc, cor-
696 responds to a physical distance of ~ 30 pc.

697 Under the hypothesis that the observed gamma-ray emission
698 is of hadronic origin we can convert the excess map into an
699 emissivity map. To this aim we divide the excess cube in the
700 analysis energy bins by the exposure cube and the total, neu-
701 tral plus ionised, gas column density map. The latter quantity
702 is an upper limit to the relevant gas column densities because
703 gas could be distributed over a larger distance along the line of
704 sight compared to the volume probed by the particles in the co-
705 coon. However, we expect most of the gas in this region to be
706 concentrated around the star-forming complex in Cygnus X, and
707 we do not have an alternative simple prescription to estimate the
708 foreground/background column densities to be subtracted. The
709 results are displayed in Fig. 13.

710 On one hand, we can see an emissivity peak in the cocoon
711 central area coincident with the peaks in the ionised gas distribu-
712 tion (modelled by CoCent in our analysis) with broad wings ex-
713 tending to several degrees from the centre (CoExt). On the other
714 hand, we see a marked peak at the position of CoWest and around
715 the γ Cygni SNR and NGC 6910 stellar cluster. Although posi-
716 tion and spectral similarity to CoCent suggest that this source is
717 related to the cocoon, the interpretation is not obvious. CoWest
718 may be related to gas missing in our model, or else to a nearby
719 source or some peculiar transport configuration that results in
720 an accumulation of particles in this region. In the following for
721 simplicity we will concentrate on the interpretation of the two
722 brightest sources in the cocoon area, namely CoCent and CoExt.

723 The striking spatial coincidence of the brightest part of the
724 gamma-ray signal and the contours of the cavity, and to a lesser
725 extent the resemblance with the extended X-ray emission struc-
726 ture, have suggested that both phenomena may have a common
727 origin: the abundant massive star population of the region. The

730 most prominent stellar clusters in the regions, the Cyg OB2 asso-
731 ciation and NGC 6910 cluster, are natural candidates, powerful
732 enough to accelerate particles able to produce non-thermal emis-
733 sion at the observed level. We evaluate below the properties of
734 these two objects, following what was done in [Ackermann et al.
\(2011\)](#).

735 For Cygnus OB2, we consider 78 O stars ([Berlanas et al.
2020](#)) and a power law mass function of index 1.09 ([Wright et al.
2010](#)). For NGC 6910 we assume a power law mass function
736 of index 0.74 ([Kaur et al. 2020](#)) normalised according to Fig. 9
737 of their paper. We evaluate mass loss rates, cluster wind termi-
738 nal velocities, and mechanical power of the winds by separating
739 stars in four groups, namely O5 to O3, O9 to O5, B5 to B0, and
740 B8 to B5. The sample is limited to stars heavier than B8 due to
741 the validity range for the reference mass-loss rate model adopted.
742 We assume standard properties of O stars from [Martins et al.
\(2005\)](#) and for B stars from [Cox \(2000\)](#). We use the parametric
743 wind model by [Vink et al. \(2000\)](#). This yields a mass loss rate
744 of $5.1 \times 10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ for Cyg OB2 and of $2.7 \times 10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$
745 for NGC 6910. The mechanical power of the winds is evalu-
746 ated to $8 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ for Cyg OB2 and $4 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ for
747 NGC 6910. The collective wind terminal velocity therefore is
748 $\sim 2200 \text{ km s}^{-1}$ for both clusters. We will show in the next section
749 that such powers are sufficient to account for the observed signal
750 in some scenarios.

751 We can estimate the physical and angular sizes of the clus-
752 ter wind termination shock and shocked wind bubble using the
753 formulae in [Morlino et al. \(2021\)](#), which follow the simple mod-
754 els in [Weaver et al. \(1977\)](#); [Gupta et al. \(2018\)](#). If we assume
755 ages of 5 Myr ([Berlanas et al. 2020](#); [Kaur et al. 2020](#)) for both
756 clusters and interstellar gas densities of 5 H cm^{-3} we obtain a
757 size of the wind termination shock of 40 pc for Cyg OB2, and of
758 33 pc for NGC 6910. The total size of the wind bubble is 200 pc
759 for Cyg OB2, and 180 pc for NGC 6910. Figure 12 shows that
760 the sizes of the termination shocks are comparable to that of the
761 central emission component, with CoWest being located at the
762 edge of the termination shock from NGC 6910, while the sizes
763 of the wind bubbles compare well to that of the cocoon extended
764 emission component.

765 While these results tend to lend support to the idea that
766 Cyg OB2 and NGC 6910 may be the sources ultimately respon-
767 sible for the observed gamma-ray emission, we emphasize that
768 the modelling of the winds and bubbles is without any doubts
769 oversimplified. Several effects can be expected to affect the re-
770 sults and weakens the similarity of the gamma-ray emission
771 and expected SB signatures. Generally, the classical theory from
772 [Weaver et al. \(1977\)](#) is known to underestimate the radiative
773 losses, hence overestimate the size of the bubble. Hydrodynamical
774 simulations reveal enhanced radiative losses due to instabili-
775 ties at the interfaces result in a bubble being $\sim 40\%$ smaller than
776 predicted by the classical analytical solution for well-developed
777 bubbles, in agreement with observations ([Krause & Diehl 2014](#)).
778 At earlier stages, before SB breakout from the parent molecu-
779 lar cloud, the dense and fractal medium surrounding the clus-
780 ter drives turbulent mixing and efficient cooling, resulting in
781 a reduction of $\sim 30\%$ in bubble size for parameters relevant to
782 Cyg OB2 and NGC 6910 ([Lancaster et al. 2021](#)). More funda-
783 mentally, the simple bubble model from [Weaver et al. \(1977\)](#);
784 [Gupta et al. \(2018\)](#); [Morlino et al. \(2021\)](#) may not be straightfor-
785 wardly applied to Cyg OB2, which is not a compact cluster but
786 instead presents multiple substructures with a 50% containment
787 radius of stellar members spanning 0.2° , i.e., 5 pc at a distance
788 of 1.7 kpc ([Berlanas et al. 2019](#)). Furthermore, as illustrated in
789 Fig. 12, the bubbles from the two stellar clusters may have in-
790

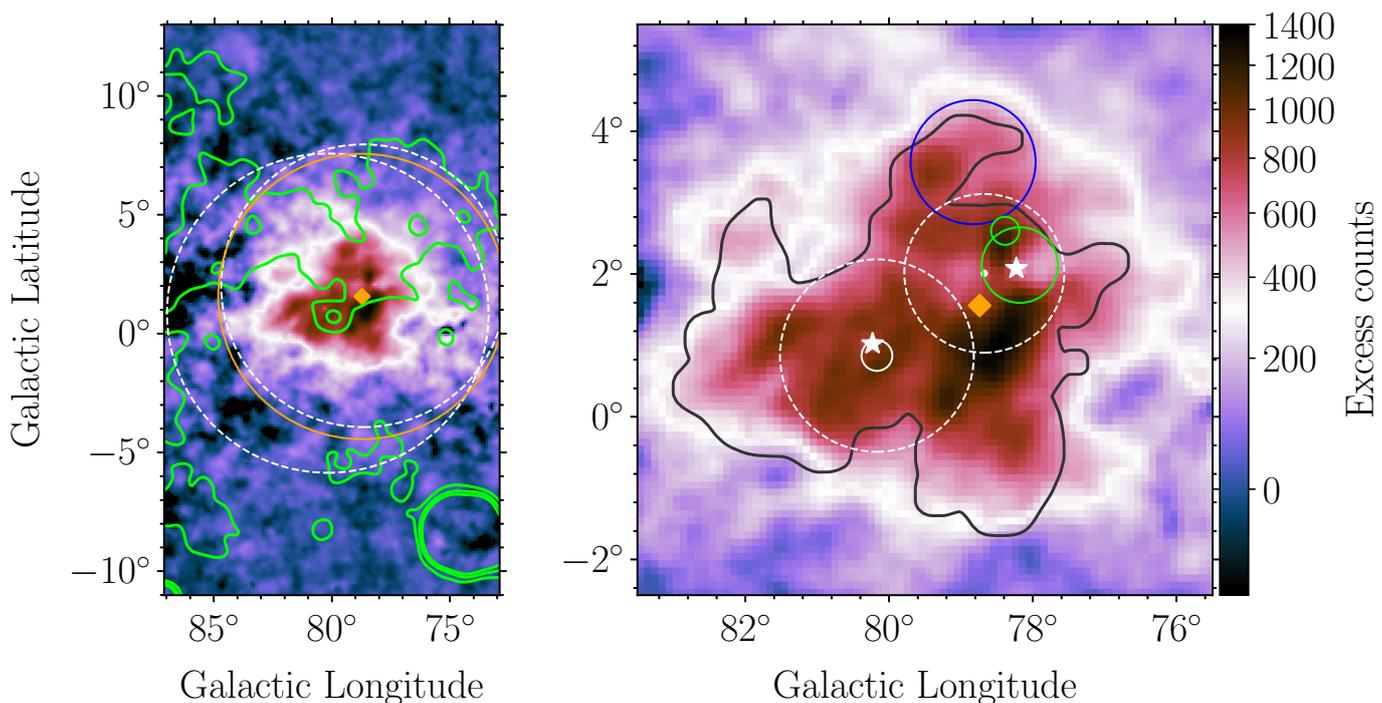


Fig. 12: Excess counts corresponding to the three gamma-ray sources associated or potentially related to the cocoon, namely FCES G78.74+1.56, FCES G80.00+0.50, and FCES G78.83+3.57 (zoomed in from the left panel in Fig. 5). Left: extended region. Green contours correspond to the X-ray emission from the ROSAT all-sky survey in the 0.4 keV to 2.4 keV band. The orange circle shows the outer radius of the third to last annulus included in the analysis. The dashed circles show the sizes of the wind bubbles for Cyg OB2 (lower left) and NGC 6910 (upper right). See text for details. Right: zoom in the central region. Black contours correspond to the 8 μm emission from MSX data at $1.85 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. The stars show the positions of PSR J2032+4127 (lower left) and PSR J2021+4026 (upper right). The green circles show the radius/68% containment radius of the two emission components associated with the γ Cygni SNR (subtracted from the map, see Sect. 3.2 for details). The blue circle shows the 68% containment radius of FCES G78.83+3.57. The continuous circles show the 50% containment radius for members of the Cyg OB2 association (Berlanas et al. 2019) and of the NGC 6910 cluster (Cantat-Gaudin et al. 2020) (NGC 6910 has a 50% containment radius of 8.9'' which appears as a dot on this image). The dashed circles show the sizes of the cluster wind termination shock for Cyg OB2 (lower-left) and NGC 6910 (upper right).

794 teracted and it is not clear how this would have impacted the
795 development of the whole region and whether this should have
796 left specific signs that we should now see.

797 Therefore, the connection of the observed gamma-ray signal
798 with gas structures imprinted by the development of a SB is
799 far from obvious. Actually, the separation of the cocoon emission
800 into CoExt and CoCent, as well as the correlation of the
801 innermost bright signal with ionised gas, can be interpreted in
802 a way that weakens the link between the gamma-ray emission
803 and the cavity delineated by photo-dissociation regions. Indeed,
804 the emission could arise from the interaction of freshly acceler-
805 ated cosmic-rays with the ionised gas inside the cavity, the latter
806 playing no role. These CRs extend much beyond the limits of
807 the cavity, as was already clearly observed in Ackermann et al.
808 (2011) and their interactions with the ambient medium give rise
809 to the source CoExt.

810 The origin of the CRs powering the cocoon emission
811 can therefore be unrelated to the Cyg OB2 association and
812 NGC 6910 cluster (in the sense that they play no role as a whole,
813 but they can harbour or have harboured the actual source). The
814 central region actually contains a handful of extremely energetic
815 objects and potential particle sources. We can list:

- 816 – the γ Cygni SNR (G78.2+2.1) with a probable distance of
817 1.7 to 2.6 kpc from association with the γ Cygni nebula

(Leahy et al. 2013) and dynamic properties estimated in 818
Leahy et al. (2020) as ejecta mass of $5 M_{\odot}$, age of $9.4_{-1.6}^{+2.3}$ kyr, 819
and supernova (SN) energy of $6.3_{-3.7}^{+5.8} \times 10^{50}$ erg; 820

- the γ Cygni pulsar, PSR J2021+4026, associated with 821
the γ Cygni SNR and with a spin-down power of $1.2 \times$ 822
 $10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ (Ray et al. 2011); 823
- PSR J2032+4127, a pulsar in a highly eccentric binary system 824
with a Be-type star (Lyne et al. 2015), probably part 825
of Cyg OB2, with an orbital period of 45-50 yr, a spin- 826
down power of $1.5 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$, and a characteristic age 827
of ~ 200 kyr (Ho et al. 2017). 828

829 Furthermore, the centroid of the emission from CoExt and 829
the peak in the emissivity map do not coincide with any of the 830
potential particle accelerators, stellar clusters or others (Fig. 12 831
and 13). Therefore, we tried to account for our observations in a 832
generic way, with a simple diffusion model based on an unspec- 833
ified source and not exclusively relevant to massive star clusters 834
and their associated SBs. We introduce in the following sections 835
the model framework used and the parameter setups yielding sat- 836
isfactory fits to the data. 837

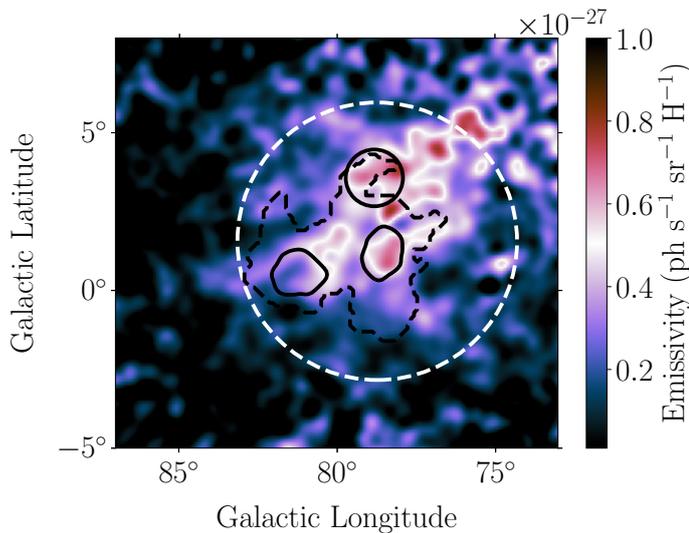


Fig. 13: Emissivity map calculated from the excess counts associated to the cocoon in Fig. 5 (right panel). The dashed contours correspond to the $8 \mu\text{m}$ emission from MSX data at $1.85 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. The contours correspond to the peak column density of the ionised gas template at $3.5 \times 10^{21} \text{ H cm}^{-2}$. The circle and the dashed circle correspond to the position and r_{68} of FCES G78.83+3.57 and FCES G78.74+1.56 respectively.

4.2. A simple diffusion-loss framework for the cocoon

Given the layout of the emission exposed in the previous subsection, with significantly extended radiation from a region reaching well beyond the vicinity of potential sources, it seems reasonable to consider that gamma-rays are produced by particles that were released by one or several sources some time ago and were transported in the surrounding medium since then. In this section, we aim to provide a quantitative assessment of this idea.

We interpret the observations in the framework of a one-zone diffusion-loss transport model where particles are continuously injected at a point in space for some duration and then experience diffusive transport in a uniform and isotropic medium. This is very likely an overly simplistic description of the processes at stake because there may be multiple sources, not all of them can be assumed to be of negligible size, the medium is probably not uniform over the few hundreds of parsecs probed by the emission, and there may be other transport processes than diffusion. Yet, our goal is to draw a few key inferences from the observables and we defer more advanced modelling efforts to subsequent publications. Moreover, we will show later that such a modelling with a very limited number of free parameters can yield a fairly good representation of the observables.

The full formalism of the model framework is provided in Appendix C. Ultimately, the main parameters of the model are: injection luminosity Q_0 , power law injection spectrum slope α , characteristic injection duration t_{inj} , diffusion duration t_{diff} , and diffusion coefficient normalization D_0 . We explored a large parameter space for these four parameters and fitted the predictions to the results of the gamma-ray analysis.

The diffuse emission from the Cygnus cocoon is very extended, with an angular size of $4.4^\circ \pm 0.1^\circ$ for CoExt that translates into a $\sim 130 \text{ pc}$ length at a distance of 1.7 kpc. A more compact and central emission component CoCent is correlated with the distribution of ionised gas within a radius of about 50 pc; the spectrum of CoExt is flat and that of CoCent, although signifi-

cantly softer, is also pretty hard compared to interstellar emission on larger scales.

Given these observables, we proceed to educated guesses for the main parameters of the model, considering first the case of a hadronic scenario. The typical extent of the emission provides a constraint on the diffusion length, i.e., on the product of diffusion coefficient and diffusion time:

$$r_d = \sqrt{4Dt_{\text{diff}}} \gtrsim 100 \text{ pc} \quad (6)$$

$$D = D_{\text{ism}}(10 \text{ GeV}) = 10^{29} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \Rightarrow t_{\text{diff}} \approx 7.5 \text{ kyr} \quad (7)$$

$$D = D_{\text{supp}}(10 \text{ GeV}) = 10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \Rightarrow t_{\text{diff}} \approx 0.75 \text{ Myr} \quad (8)$$

If diffusion has the average properties inferred for transport over large scales in the Galaxy (Trotta et al. 2011), defined by the coefficient D_{ism} , particles need less than 10 kyr to fill a volume that would account for the extent of the observed emission at a distance of 1.7 kpc. Conversely, if diffusion is for some reason strongly suppressed by one to two orders of magnitudes as inferred for a variety of sources including star-forming regions (Aharonian et al. 2019; Abeysekara et al. 2017; Abramowski et al. 2015), and is characterised by coefficient D_{supp} , then about 1 Myr is needed.

The emissivity enhancement inferred for the cocoon is comparable to the local emissivity within a factor of two to three depending on the energy range, such that the cosmic-ray energy density u_{CR} in the region is similar to the one in the solar neighbourhood, $u_{\text{CR,local}}$. This makes it possible to constrain the properties of particle injection, namely its power L_{inj} and typical duration t_{inj} .

$$\frac{4\pi}{3}r_d^3 \times u_{\text{CR}} \approx \frac{1}{2}L_{\text{inj}}t_{\text{inj}} \quad (9)$$

$$u_{\text{CR}} \approx u_{\text{CR,local}} \approx 1 \text{ eV cm}^{-3} \quad (10)$$

$$L_{\text{inj}}t_{\text{inj}} \approx 4 \times 10^{50} \text{ erg} \quad (11)$$

$$L_{\text{inj}} = 10^{38} \text{ erg s}^{-1} \Rightarrow t_{\text{inj}} \approx 0.1 \text{ Myr} \quad (12)$$

As computed in the previous subsection, the mechanical luminosity of the most prominent star clusters in Cygnus is in the range $4 - 8 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$. Such a power source can deliver particle injection at a level of $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$, pending efficient particle acceleration with a yield of $\sim 10 - 30\%$ (by some unspecified mechanism at this stage). In that case, the inferred CR density enhancement can be attained if injection lasts over about 100 kyr (and particles accumulate in the volume, see the discussion in the next paragraph). If particle acceleration is less efficient or the source is less powerful, by about an order or magnitude, then injection has to proceed on Myr time scales. Alternatively, a supernova producing 10^{50} erg of accelerated particles and releasing the bulk of them over $\sim 3 - 10 \text{ kyr}$ would provide an injection power of $3 - 10 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ and thus allow short-lived injection.

Scenarios with t_{inj} much smaller than t_{diff} are not viable because particles spread out and leave the volume too rapidly, which results in too flat intensity profiles and too steep spectra (because energy-dependent diffusion will deplete the particle population at the high end of the spectrum). So t_{inj} has to be comparable to or greater than t_{diff} , with the additional constraint that sufficient energy should be released within a time t_{diff} to match the observed level of emission. In practice, this means that: for average interstellar diffusion, the region is filled over a $\sim 10 \text{ kyr}$ timescale, thus requiring a strong enough source with injection power $\sim 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ typical of a SN; alternatively, weaker sources like the star clusters in Cygnus with injection power $\sim 10^{37-38} \text{ erg s}^{-1}$ require moderate to strong diffusion

912 suppression and transport occurring over hundreds to thousands
913 of kyr.

914 These considerations remain mostly valid in the case of a lep-
915 tonic scenario. The main difference with a hadronic scenario is
916 the importance of energy losses, mostly from synchrotron radia-
917 tion and inverse-Compton scattering. Yet, for an interstellar mag-
918 netic field strength $B = 3 \mu\text{G}$ and optical and infrared interstel-
919 lar radiation fields with total energy density of about 1 eV cm^{-3} ,
920 such as those predicted in the large-scale model of Popescu et al.
921 (2017) at the Galactic position of the cocoon, particles with en-
922 ergy below 300–400 GeV have a cooling time of 1 Myr or more.
923 The transport of electrons over the distances and time scales con-
924 sidered above may therefore be little affected by energy losses in
925 many scenarios. The actual situation is however far more com-
926 plex because radiation densities in the innermost region of the
927 cocoon are much stronger than the large-scale interstellar aver-
928 age, by an order of magnitude, which could significantly affect
929 the spectral and morphological properties of the emission from
930 the population of propagated electrons. Unfortunately, the model
931 framework that we used for this work cannot handle inhomoge-
932 neous energy losses.

933 4.3. Possible diffusion scenarios for the cocoon

934 We test the hypothesis that components CoExt and CoCent are
935 produced by a single population of non-thermal particles. In that
936 context, CoCent is gas-related emission (pion decay in hadronic
937 scenarios, and Bremsstrahlung in leptonic scenarios) from the
938 innermost $\sim 50 \text{ pc}$ region of the cocoon, where a significant
939 amount of ionised gas is present as evidenced by free-free emis-
940 sion, while CoExt is additional emission on top and beyond
941 CoCent that is not necessarily gas-related (it can be a mix of
942 inverse-Compton and Bremsstrahlung in leptonic scenarios). In
943 the following, we relate CoCent and CoExt to so-called central
944 and extended regions in our model, respectively.

945 For computational reasons, we did not perform an overall
946 optimisation of all model parameters and instead investigated a
947 limited number of scenarios selected from the above guess for
948 viable parameter values. For each parameter setup, the compar-
949 ison of model predictions and gamma-ray analysis results goes
950 through the following steps that are expected to guarantee a max-
951 imum consistency.

952 Central and extended component separation : For a given run of
953 the model, gas-related emission from the innermost region
954 within 50 pc in radius of the injection point is handled sep-
955 arately. All related quantities (particle density, gas column
956 density, emission intensity,...) are not included in the prop-
957 erties of the complementary extended region. For instance,
958 gas-related emission intensity along a line of sight that passes
959 through the central region seen in projection is split into a
960 central contribution and the remaining extended contribu-
961 tion. Although the separation is clear-cut in the model, we
962 cannot exclude that there is some cross-talk between over-
963 lapping components in the data analysis.

964 Gas column density correction : The model-predicted emission
965 for the extended component was divided into rings, with the
966 angular binning used in the spectro-morphological analysis,
967 and gas-related emission in each ring was rescaled by the ra-
968 tio of the actual average gas column density in the ring to that
969 corresponding to the default uniform density assumption of
970 the model. The same rescaling is also applied to the central
971 component, treated as a single region with average proper-
972 ties.

Fitting of total emission spectra : The total emission spectrum 973
of the extended component is fitted to the observed spec- 974
trum for CoExt, which yields the injection luminosity for the 975
whole particle population. Then, the total emission spectrum 976
of the central component, re-scaled by the fitted injection lu- 977
minosity, is further fitted to the observed spectrum for Co- 978
Cent. This second fit is meant to correct for the uncertain av- 979
erage column density for the ionised gas in the central region. 980
Both fits are performed via χ^2 minimisation, from significant 981
spectral points and using statistical uncertainties only. 982

983 There is, however, a subtlety regarding how emission from 983
the ionised gas should be handled. Atomic and molecular gas in 984
the cocoon region enter twice in the analysis: in the fit to the 985
Fermi-LAT data over a large ROI, where they trace emission 986
from the background population of cosmic rays, and in the in- 987
terpretation of the extended emission from CoExt and CoCent, 988
where they are associated to an additional population of parti- 989
cles. Conversely, the ionised gas template enters just once, and 990
the associated emission may therefore comprise contributions 991
from background cosmic rays and from an additional population 992
of particles. In practice, what is fitted to the spectrum of CoCent 993
is the spectrum of the central component of the model, possi- 994
bly augmented by the spectrum of the emission from the ionised 995
gas for a local emissivity (because the background cosmic-ray 996
population in the cocoon region can be considered close to the 997
local one; see Sect. 3.6). We tested both options and, as illus- 998
trated below, it turns out that not including a contribution from 999
background cosmic rays provides much better fits to the data. 1000

1001 4.3.1. Hadronic scenarios

To begin with, we present the result of complete calculations for 1002
hadronic scenarios. Following the above discussion of the most 1003
likely diffusion-loss model setups given the observables at hand, 1004
we present the results of four scenarios dubbed H1, H2, H3 and 1005
H4, the parameter sets of which are presented in Table 7. The H1 1006
and H2 scenarios feature constant injection of a hard spectrum 1007
of protons and mainly differ by the diffusion time (300 kyr or 1008
3 Myr) and level of diffusion suppression (by a factor 10 or 100 1009
with respect to the interstellar average). The H3 and H4 scenar- 1010
ios corresponds to shorter-lived injection over 3 or 30 kyr and 1011
transport over 10 or 100 kyr in a medium with no or moder- 1012
ate diffusion suppression (by a factor 10 at most with respect 1013
to the interstellar average). Scenario H4 actually corresponds to 1014
a scaled version of scenario H3 (multiplying injection and dif- 1015
fusion times and dividing diffusion normalisation and injection 1016
power by the same amount, i.e. ten), such that both setups are 1017
completely identical in terms of predictions. 1018

1019 Figure 14 shows the total fitted spectra for CoExt and CoCent 1019
for model setups H1 and H2. The predicted shape for the Co- 1020
Ext spectrum is in good agreement with the data, while that for 1021
the CoCent spectrum is too steep. A steeper predicted spectrum 1022
for CoCent is obtained because higher-energy particles leave 1023
the innermost regions more rapidly than lower-energy particles, 1024
and also because it contains a contribution from the background 1025
cosmic-ray population that has a steeper spectrum. 1026

1027 Interestingly, a much better fit to the spectrum of CoCent is 1027
obtained when not adding a local emissivity contribution to the 1028
model spectrum for the central region, at the expense of higher 1029
fitted column density for the ionised gas. This is illustrated in the 1030
top two panels of Fig. 15. Emission from the ionised gas in the 1031
innermost regions of the cocoon would then arise only from cos- 1032
mic rays produced in Cygnus. Background pre-existing CRs may 1033

Table 7: Summary of the different diffusion-loss model setups

	H1	H2	H3	H4	L1	L2
	hadronic	hadronic	hadronic	hadronic	leptonic	leptonic
t_{inj} (yr)	10^8	10^8	3×10^3	3×10^4	10^8	10^8
t_{diff} (yr)	3×10^6	3×10^5	10^4	10^5	3×10^6	10^6
D_0 ($\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$)	10^{27}	10^{28}	10^{29}	10^{28}	10^{27}	10^{28}
L_{inj} (erg/s)	3.6×10^{36}	3.2×10^{37}	2.8×10^{39}	2.8×10^{38}	6.8×10^{35}	2.4×10^{36}
α	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0

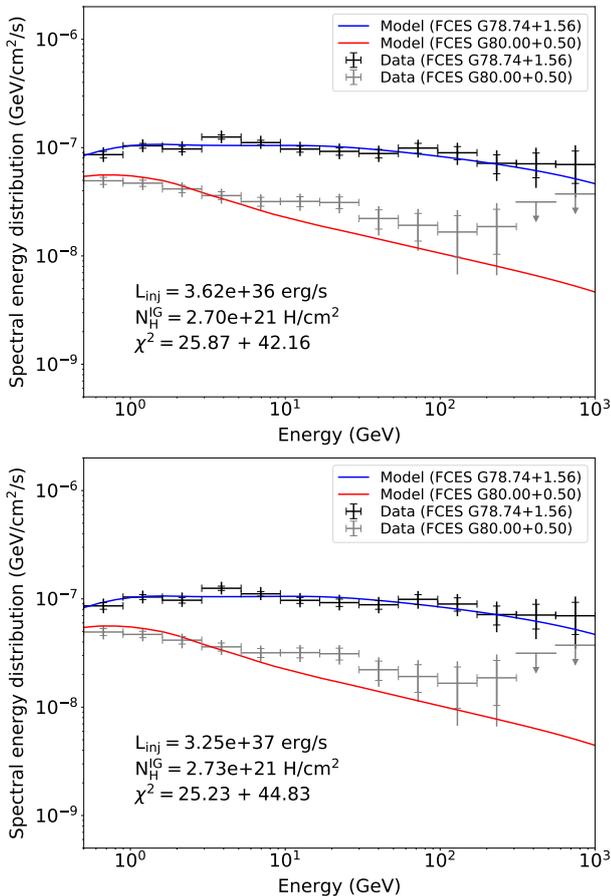


Fig. 14: Fitted model spectra for the FCES G78.74+1.56 and FCES G80.00+0.50 emission components, for model setup H1 (top) and H2 (bottom). A fit of the model to the spectrum of FCES G78.74+1.56 is done first, with the injection luminosity as fitting parameter, followed by a second fit to the spectrum of FCES G80.00+0.50, with ionised gas column density as fitting parameter. This last fit includes a contribution to the emission from a background population of cosmic rays (see text). The full extent of the error bars corresponds to the quadratic sum of the statistical and systematic uncertainties, while the caps mark the contribution of the statistical uncertainty only. The first χ^2 corresponds to the fit to FCES G78.74+1.56 and the second one to FCES G80.00+0.50.

spectral fit is so much better when not including the contribution 1040 from background cosmic rays for CoCent (this is true also in 1041 leptonic scenarios), we present in the following only results pro- 1042 duced with this approach. We note, however, that this has almost 1043 no influence on the intensity and emissivity profiles presented 1044 thereafter. 1045

For model setup H1 (resp. H2), the fit implies a proton injec- 1046 tion luminosity of 3.6×10^{36} erg/s (resp. 3.2×10^{37} erg/s), which 1047 would correspond to proton injection efficiencies $< 0.5 - 1\%$ 1048 (resp. $< 5 - 10\%$) for the Cyg OB2 or NGC 6910 clusters. Such 1049 low efficiencies are consistent with the assumed flat injection 1050 spectra with $\alpha = 2.0$, at least in the framework of diffusive shock 1051 acceleration. For model setup H3 (resp. H4), the fits implies a 1052 much higher proton injection luminosities of 2.8×10^{39} erg/s 1053 (resp. 2.8×10^{38} erg/s). This would correspond either to a high 1054 particle acceleration efficiency of $\sim 20\%$ in an SN with a 10^{51} erg 1055 explosion kinetic energy, with subsequent release of accelerated 1056 particles over a timescale of 3 kyr (resp. 30 kyr), or to a lower ac- 1057 celeration efficiency in an SN more energetic than in the canoni- 1058 cal picture. The first option, with relatively high efficiency, may 1059 be conflicting with our assumption of a flat injection spectrum. 1060

Figure 16 displays the predicted intensity and emissivity pro- 1061 files for both central and extended model components in scenar- 1062 io H1, compared to the values inferred from the spectro- 1063 morphological analysis in segments, in three different energy 1064 bands: 0.5-2 GeV, 2-10 GeV, and 10 GeV-1 TeV. The comparison 1065 for other scenarios is shown in Appendix D. To compare the dif- 1066 ferent model setups, we provide in each panel the χ^2 , computed 1067 from all significant intensity data points using statistical uncer- 1068 tainties only. There is, however, no formal fit of the model to the 1069 measured intensity profiles, and this χ^2 is just a figure of merit 1070 to characterise each model setup. The agreement is overall quite 1071 good from the centre up to beyond 8° , especially considering the 1072 simplicity of the model and the limited number of parameters. 1073 Most measurements are within a factor two of the predictions. 1074 When subtracting the contribution from the central model com- 1075 ponent, relatively flat emissivity profiles are obtained for the ex- 1076 tended model component, in agreement with the trend inferred 1077 from the data analysis. The results lend support to the idea that 1078 CoExt and CoCent are produced by the same population of par- 1079 ticles. All four model setups are overall equally good at account- 1080 ing for the data, despite widely different parameter sets. 1081

4.3.2. Leptonic scenarios

We now present the result of complete calculations for lep- 1083 tonic scenarios, in which the emission can be produced by non- 1084 thermal Bremsstrahlung and inverse-Compton scattering. We 1085 considered two scenarios dubbed L1 and L2, the parameter sets 1086 of which are presented in Table 7. Both scenarios feature con- 1087 stant injection of a hard spectrum of electrons and mainly differ 1088 by the diffusion time (1 or 3 Myr) and level of diffusion suppress- 1089

1034 have been evacuated in the past during the SB growth, for in- 1035 stance by advection in the stellar winds. Alternatively, the spec- 1036 tral signature of these pre-existing CRs may have been absorbed 1037 by another component in the fit to the LAT observations (e.g., 1038 by the molecular gas or DNM templates that have a high degree 1039 of correlation with ionised gas in the central region). Since the

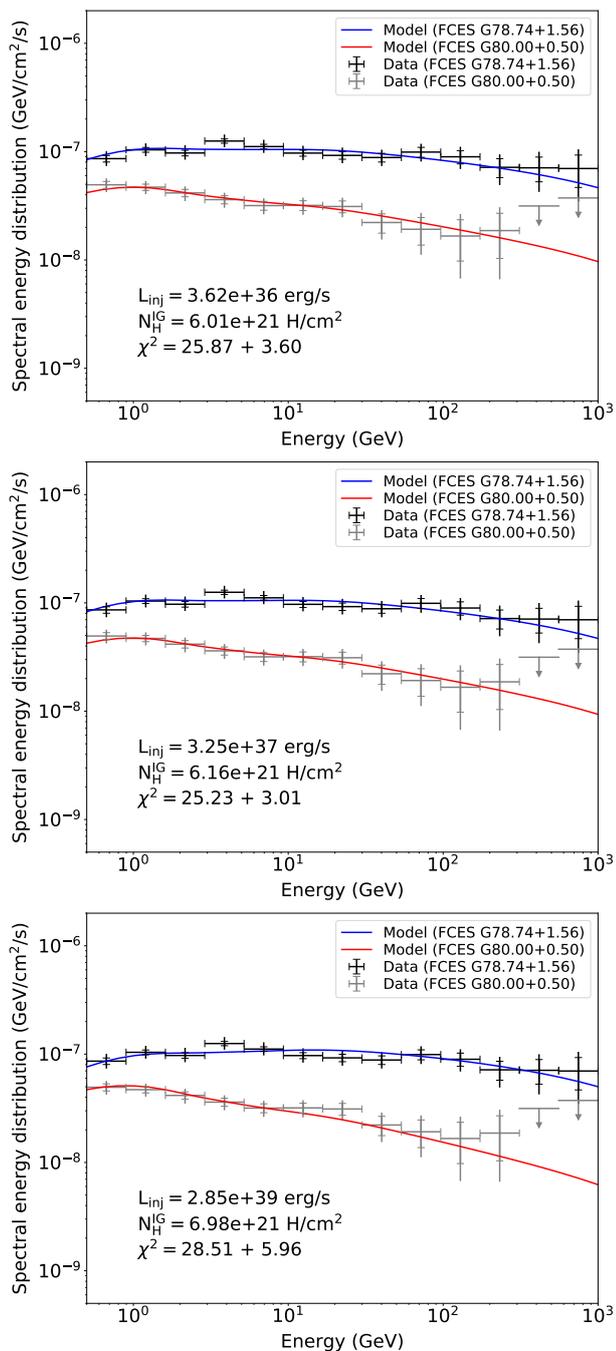


Fig. 15: The top two panels are the same as in Fig. 14, without a contribution to the emission from a background population of cosmic rays in the fit to the spectrum of FCES G80.00+0.50. The bottom panel is the corresponding figure for scenario H3. The first χ^2 corresponds to the fit to FCES G78.74+1.56 and the second one to FCES G80.00+0.50.

1090 sion (by a factor 10 or 100 with respect to the interstellar aver-
1091 age). The magnetic field is assumed to have a strength $B = 3 \mu\text{G}$,
1092 and the interstellar radiation field model is taken from the large-
1093 scale model of Popescu et al. (2017) at the Galactic position of
1094 the cocoon (at a 1.7 kpc distance from us). We tested the ef-
1095 fect of a stronger interstellar radiation field model, such as the
1096 one used in the original Cygnus cocoon paper (Ackermann et al.
1097 2011), and obtained a much poorer fit to our measurements. This
1098 stems mostly from the shorter propagation range and different

relative contributions of Bremsstrahlung and inverse-Compton 1099
to the emission. This scenario is however extreme since it en- 1100
forces very strong inverse-Compton losses over an extended vol- 1101
ume, whereas in reality enhanced radiation fields are expected 1102
only in the innermost regions of the cocoon. This is a caveat of 1103
the model framework used in this work, which cannot handle in- 1104
homogeneous environments. We also tested a leptonic version of 1105
scenario H3, but that yields a poor fit to the data. 1106

The fits of the model to the spectra of CoExt and CoCent 1107
are displayed in Fig. 17. They are overall pretty satisfactory and 1108
yield χ^2 similar to those obtained with the hadronic models, al- 1109
though slightly higher. The diffusion time range in leptonic sce- 1110
narios seems rather constrained: small ages $\lesssim 1$ Myr tend to pro- 1111
duce too hard spectra for the extended component, while ages 1112
 $\gtrsim 3$ Myr result in too steep spectra. The injection luminosities re- 1113
sulting from these fits are 6.8×10^{35} and 2.4×10^{36} erg/s for the 1114
L1 and L2 scenarios, respectively. This translates into electron 1115
injection efficiencies at the sub-percent level at most if the me- 1116
chanical luminosity from Cyg OB2 and NGC 6910 is the power 1117
source for particle acceleration. We checked that the correspond- 1118
ing synchrotron emission does not exceed the radio constraints 1119
presented in Mizuno et al. (2015). 1120

The corresponding predicted intensity profiles are compared 1121
to the measurements in Fig. 18 for model L1. As for the spec- 1122
tra, the fit is slightly degraded compared to that obtained with 1123
hadronic models. The best scenario is L1, with diffusion sup- 1124
pressed by two orders of magnitude with respect to the interstel- 1125
lar average and a diffusion time of 3 Myr. A lower level of diffu- 1126
sion suppression results in too flat intensity profiles, undershoot- 1127
ing the data in the inner regions and exceeding them at large dis- 1128
tances from the injection point. As mentioned above, a smaller 1129
diffusion time does not help because it yields a too hard spectrum 1130
for CoExt. 1131

We also tested the hypothesis that the observed emission actu- 1132
ally is a pulsar halo, following the discovery of very extended 1133
gamma-ray emission around some middle-aged pulsars (Abey- 1134
sekara et al. 2017). In such a scenario, PSR J2032+4127 appears 1135
as an interesting candidate because of its location close to the 1136
peak of the emission and characteristic age of ~ 200 kyr. We 1137
used the phenomenological two-zone diffusion-loss halo model 1138
implementation presented in Martin et al. (2022), using as base- 1139
line key parameters: the spin-down power, estimated distance, 1140
and characteristic age of PSR J2032+4127 from the ATNF data 1141
base⁴; a broken power law injection spectrum with indices 1.8 1142
and 2.2 below and above a break energy of 500 GeV respec- 1143
tively; an injection starting time of 40 kyr; diffusion suppression 1144
by a factor of 50 within 50 pc of the pulsar, with a power law 1145
dependence in rigidity with index 1/3; a surrounding magnetic 1146
field with strength $B = 3 \mu\text{G}$ and the interstellar radiation field 1147
model from the original Cygnus cocoon paper (Ackermann et al. 1148
2011). We neglected the effect of proper motion on the emission 1149
morphology. 1150

The fit of the predicted emission properties to the ob- 1151
served spectra and intensity profiles is relatively good (see Ap- 1152
pendix D), although not at the level of those obtained in sce- 1153
narios H1-H4 and L1-L2. Yet, the implied present-day injection 1154
luminosity is of the order of 10^{36} erg/s, an order of magnitude 1155
larger than the spin-down power of PSR J2032+4127, which dis- 1156
misses this pulsar as the possible source of the halo. This result 1157
seems to be robust against variations of the main model param- 1158
eters. One cannot exclude, however, that another currently un- 1159

⁴ <https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

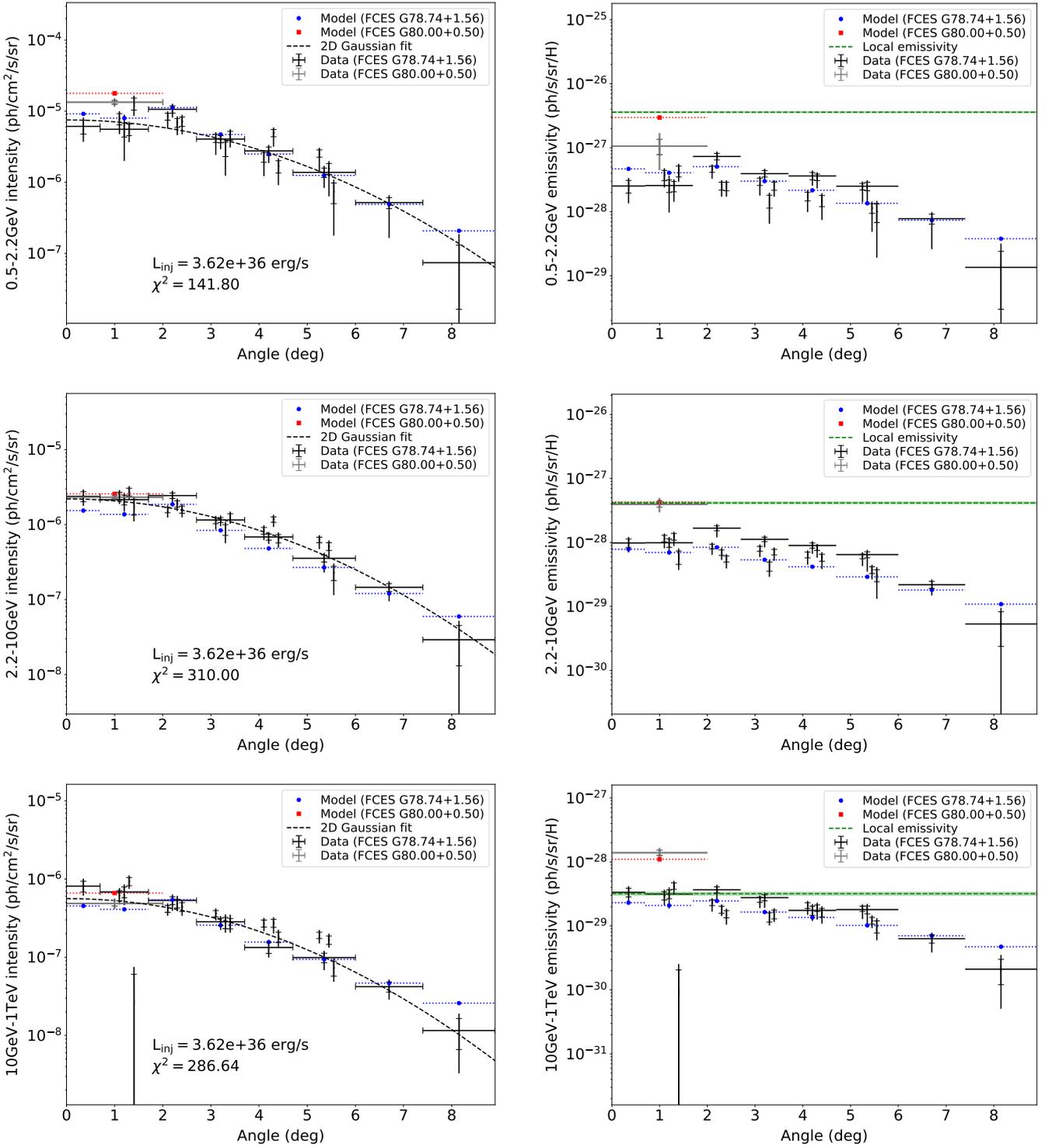


Fig. 16: Intensity and emissivity radial profiles in three different gamma-ray energy bands for the FCES G78.74+1.56 and FCES G80.00+0.50 emission components, compared to predictions for model setup H1. In the intensity plots, the intensity distribution corresponding to the best-fit two-dimensional Gaussian model is displayed for comparison as a dotted line. In the emissivity plots, the local emissivity and its uncertainty in each energy range are displayed for comparison as a dotted line and a shaded band. The data points correspond to a decomposition of the emission into the ionised gas template, a central disk, two outer rings, and five intermediate rings split azimuthally into four segments. For the latter, we displayed the corresponding angular range only for one segment in each ring and introduced a small horizontal shift of the others, for readability. The full extent of the error bars corresponds to the quadratic sum of the statistical and systematic uncertainties, while the caps mark the contribution of the statistical uncertainty only.

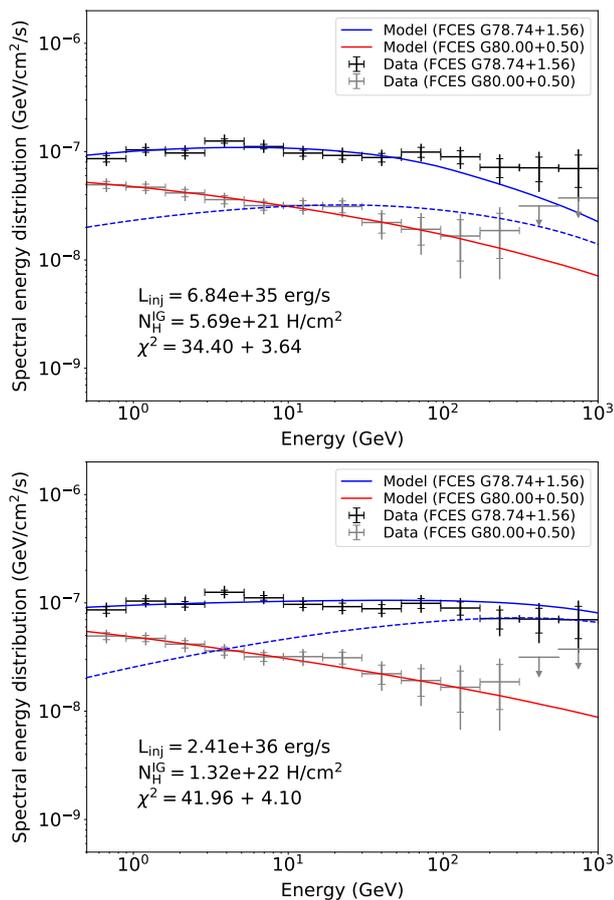


Fig. 17: Fitted model spectra for the FCES G78.74+1.56 and FCES G80.00+0.50 emission components, for model setup L1 (top) and L2 (bottom). A fit of the model to the spectrum of FCES G78.74+1.56 is done first, with the injection luminosity as fitting parameter, followed by a second fit of the Bremsstrahlung emission only to the spectrum of FCES G80.00+0.50, with ionised gas column density as fitting parameter. This last fit does not include a contribution to the emission from a background population of cosmic rays (see text). The dashed blue line is the inverse-Compton contribution in the emission model for FCES G78.74+1.56. The first χ^2 corresponds to the fit to FCES G78.74+1.56 and the second one to FCES G80.00+0.50.

1160 known pulsar with the right properties exists in this active star-
1161 forming region.

1162 4.4. The origin of the cocoon

1163 To summarise, our extended set of observables for CoCent and
1164 CoExt, including a radial profile for the extended component
1165 over nearly 10° , together with intensity measurements and emis-
1166 sivity estimates in three energy bands from 0.5 GeV to 1 TeV, can
1167 be accounted for reasonably well from a simple diffusion-loss
1168 model with a small number of free parameters. Several pretty
1169 different model setups seem to provide viable explanations of
1170 the observations, which suggests that more developed modelling
1171 frameworks and, more likely, additional observational data will
1172 need to be considered in future studies.

1173 An important result is that the data can be explained from
1174 one single population of injected particles. This population spans
1175 the full region of extended component CoExt, and gives rise to

the central component CoCent by interacting with ionised gas in
the innermost regions. Both hadronic and leptonic scenarios are
viable, although it should be confirmed that leptonic scenarios
are still valid in a more realistic modelling framework includ-
ing non-uniform inverse-Compton losses in the strongly varying
radiation fields of the region. All solutions have in common to
require a flat particle spectrum at the source, with a power law
index 2.0, which points to very recent acceleration.

The solutions are, however, very different in terms of ener-
getics and time scales involved. Setups H1 and L1 feature con-
tinuous injection, strong diffusion suppression in the region (by
a factor 100 with respect to the large-scale interstellar average,
over a spatial extent of more than 200 pc), transport proceeding
over several Myr (in agreement with age estimates for Cyg OB2
and NGC 6910), and low acceleration efficiencies (at the sub-
percent level in the hadronic scenario if Cyg OB2 and NGC 6910
are the mechanical power source). Setups H2 and L2 are very
similar with continuous injection, moderate diffusion suppres-
sion (by a factor 10 with respect to the large-scale interstellar
average), a more recent injection and transport process over the
last 0.3 – 1 Myr, and five-to-ten times higher acceleration effi-
ciencies with respect to H1 and L1.

Setups H3 and H4 describe an even more recent event, with
injection lasting 3 or 30 kyr, transport proceeding over 10 or
100 kyr in a medium where diffusion is not or only moderately
suppressed, from a much more powerful source with properties
that eventually seem relevant to an SN. Support for these scenar-
ios would imply finding evidence of a middle-aged remnant in
the region. The γ Cygni SNR (G78.2+2.1), with its estimated age
 ~ 10 kyr, would be an interesting candidate source for scenario
H3. Another option could be the remnant that resulted from the
explosion giving birth to PSR J2032+4127, ~ 100 – 200 kyr ago.
Its age is comparable to the diffusion time involved in scenario
H4 and is high enough that the remnant has most likely gone
undetected by now. Interestingly, the typical injection time of
30 kyr and diffusion suppression by a factor 10 in scenario H4
are reminiscent of the results obtained in Nava et al. (2019) for
the non-linear diffusion of 0.1–1 TeV cosmic rays escaping from
a supernova remnant in a hot ionised medium.

For comparable model setups, the difference in injection effi-
ciency between leptonic and hadronic scenarios is of an order of
magnitude at most. This means that mixed lepto-hadronic sce-
narios either imply a relatively high electron-to-proton ratio at
injection, or a predominance of the hadronic contribution to the
emission if the electron-to-proton ratio at injection is expected
to have more classical values of 10^{-2} at most.

All the potential sources discussed above, Cyg OB2, NGC 6910,
the γ Cygni SNR, and the unobserved SNR associated with PSR
J2032+4127 are displaced with respect to the centroid of the emis-
sion (Fig. 12). This could suggest an inhomogeneous transport
scenario if one of these sources is indeed responsible for the origin
of the particle population.

Possible improvements to the modelling presented here include
the possibility of multiple and extended sources, for instance
Cyg OB2 and NGC 6910 releasing accelerated particles at their
respective super-wind termination shocks, and a more complete
transport scheme, including inhomogeneous diffusion and (or)
energy losses over such a large volume, or the effect of advec-
tion. The latter point is particularly relevant in the case of
high levels of diffusion suppression, as it may dominate the
transport of the lowest-energy particles and alter their diffusion.
The contribution from preexisting cosmic rays, for instance their
leptonic emission from inverse-Compton scattering in the dense
photon fields of the main clusters (Orlando & Strong 2007) or

their hadronic emission after reacceleration in the turbulent interior of the region (Tolksdorf et al. 2019), certainly deserves a more sophisticated treatment than done here. Meanwhile, we can qualitatively compare our results to more sophisticated models of particle acceleration and transport at cluster wind termination shocks and in SBs from the literature.

Morlino et al. (2021) presents a model of particle acceleration at the winds of star clusters that predicts a spectrum similar to the cocoon central component CoCent, which spans a region with size comparable to that of the wind termination shocks from Cyg OB2 and NGC 6910 (see Fig. 12). The spatial distribution of low-energy particles in their model can be rather flat up to a few times the termination shock radius, which is comparable to the extended component CoExt. However, their model predicts that higher energy particles are more tightly confined around the shock, which is in contrast with our results of a harder spectrum for CoExt than CoCent. In addition, as already discussed above, there is no clear identification of a super-wind termination shock in the region, nor is it clear that there is a super-wind emanating from Cyg OB2.

Alternatively, Vieu et al. (2022) have shown that their model for particle acceleration and transport in SBs can reproduce the overall spectrum of the Cygnus cocoon measured by the LAT and HAWC in the case of efficient confinement in the bubble shell. In these conditions, they show that particle densities are rather uniform inside the SB, which might be in good agreement with the flat radial emissivity profile of the CoExt component. However, it is not obvious that their model can reproduce the morphological properties of the observed emission, especially its centrally peaked nature, if particles are efficiently trapped in an outer shell (the location of which remains unclear in Cygnus).

Recently, Fornieri & Zhang (2022) presented a model of gamma-ray emission from Cygnus featuring two sources (Cyg OB2 and the γ Cygni SNR) and a description of particle transport that takes into account the detection of multiple plasma modes in the region (Zhang et al. 2020). As a consequence CR diffusion is predicted to be inhomogeneous, which results in confinement for a long time in the central cavities where plasma modes are predominantly magnetosonic, and a more rapid diffusion in the nearby Alfvénic-dominated regions. However, their model does not take into account ionized gas in the central cavities, which seems required to explain the emissions observed from CoCent. Furthermore, they calculate a diffusion coefficient for a gas density of 10^{-1} cm^{-3} that is not necessarily relevant for the entire gamma-ray emitting region. Overall, it is not clear if their model can explain the large extension of CoExt.

4.5. FCES G85.00–1.78

The introduction of FCES G85.00–1.78, nicknamed OffExc, significantly improves the likelihood of the model (Sect. 3.4). However, the best-fit Gaussian model is only partially contained in our analysis region, and therefore the results may be subject to large uncertainties. A proper characterisation of this excess is left for future studies, and in this section we only provide general considerations on possibilities concerning its origin. There is no obvious correlation between OffExc and structures in the gas maps (Fig. 2 and 3).

No SNRs are found overlapping with OffExc in SNRCat⁵ (Ferrand & Safi-Harb 2012). On the other hand, the ATNF 1.67 pulsar catalogue⁶ (Manchester et al. 2005) lists three pul-

sars within the r_{68} area of OffExc with a spin-down power $> 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$. Among those PSR J2111+4606, the closest to the source centroid at an offset of 3.3° , has a spin-down power of $1.4 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$, a characteristic age of 17.5 kyr, and an uncertain distance. It may be reminiscent of some middle-aged pulsars powering large gamma-ray sources such as HESS J1825–137 (H. E. S. S. Collaboration et al. 2019; Principe et al. 2020) or the pulsar halos around PSR J0633+1746 or PSR B0656+14 (Abeysekara et al. 2017). In the latter case, the offset of the pulsar from the centre of the emission can be explained by a combination of proper motion and time-dependent injection (Zhang et al. 2021).

OffExc is bordered on the East by X-ray emission in the Cygnus SB (Cash et al. 1980). The corresponding X-ray structure, dubbed as S-ARC 3 in Uyaniker et al. (2001) has been associated to the stellar association Cyg OB4. However, the very existence of Cyg OB4 is questioned based on parallax distances (de Zeeuw et al. 1999). Cantat-Gaudin et al. (2020) reports ten stellar clusters with more than 100 members at a probability $> 70\%$ within the r_{68} area of OffExc. Among those, seven are located at distances from the Earth $< 1.8 \text{ kpc}$, which would correspond to a physical size $< 200 \text{ pc}$. Most of them are quite far away from the gamma-ray emission centroid, with the closest at 2.8° being NGC 7082 at 1.339 kpc from Earth and with an estimated age of 61 Myr, larger than typical stellar clusters with established detections in gamma rays (e.g. Tibaldo et al. 2021).

The spectrum of OffExc has a particularly strong break with a steep slope at low energies and a hard spectrum above a few GeV that is strikingly similar to the one of CoExt. Establishing a physical connection between the two emission components is not obvious. OffExc may be produced by particles escaping the volume encompassed by CoExt, after an energy-dependent transport process that depleted the particle spectrum at the low-energy end. This is reminiscent of the illumination of neighbouring gas clouds by CRs escaping from a nearby source (e.g. Tang 2019). Alternatively, steep slopes at low energies has been suggested as a signature of particles reacceleration in SBs (e.g., Tolksdorf et al. 2019), and there may be radial gradients in such a mechanism.

5. Summary and conclusions

We presented an analysis of the gamma-ray emission from the Cygnus region based on ~ 13 years of *Fermi*-LAT data. The extraction of the emission from the so-called Cygnus cocoon was performed from a dedicated modelling of interstellar emission from the region. Compared to the analysis presented in Ackermann et al. (2011), we used almost seven times more data, produced with an improved reconstruction scheme corresponding to enhanced instrument performance. The data analysis is based on a much larger catalogue of γ -ray sources and dedicated results for major sources in the fields. We also used improved gas tracer data and an iterative procedure to derive the dark neutral gas map.

As a result, the emission from the cocoon is now separated into two main components: first, a central component, FCES G80.00+0.50 (CoCent), traced by a model for the distribution of ionised gas within the borders of photo-dissociation regions, and having a power law spectrum with index $2.19 \pm 0.03^{+0.00}_{-0.01}$; second, an extended component, FCES G78.74+1.56 (CoExt), that can be modelled with a 2D Gaussian intensity distribution of extension $r_{68} = 4.4^\circ \pm 0.1^\circ_{-0.1^\circ}$ and a smooth broken power law spectrum with spectral indices $1.67 \pm 0.05^{+0.02}_{-0.01}$ and $2.12 \pm 0.02^{+0.00}_{-0.01}$ below and above $3.0 \pm 0.6^{+0.0}_{-0.2} \text{ GeV}$, respectively.

⁵ <http://www.physics.umanitoba.ca/snr/SNRCat>

⁶ <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

1360 Emission from this component is significantly detected out to
1361 nearly 10° from the approximate center of the star-forming re-
1362 gion. Its total spectrum is significantly different from that of Co-
1363 Cent, and it exhibits significant spectral variations in azimuth in
1364 the innermost $\lesssim 3^\circ$.

1365 Two additional extended emission components were signifi-
1366 cantly detected during the analysis. Source FCES G78.83+3.57
1367 (CoWest) overlaps with a bright arc of 8 μm emission on the
1368 border of the central cavities in Cygnus X, and has a spectrum
1369 statistically compatible with CoCent. Although the spectral simi-
1370 larity and spatial proximity suggests a common origin, CoWest
1371 does not show any obvious correlation with known gas struc-
1372 tures. Another source, FCES G85.00–1.78 (OffExc), is offset by
1373 several degrees with respect to Cygnus X and its spectrum is sig-
1374 nificantly different from all the other extended components stud-
1375 ied, so a common origin seems unlikely. The centroid of OffExc
1376 lies on the edge of our analysis region, and therefore its current
1377 characterisation may be inaccurate. A proper study of this com-
1378 ponent is left for follow-up work.

1379 The extended set of observables resulting from our analy-
1380 sis for the two brightest sources making up the cocoon, CoCent
1381 and CoExt, can be accounted for reasonably well from a simple
1382 diffusion-loss framework with a small number of free paramet-
1383 ers, under several model setups. In all viable scenarios, one sin-
1384 gle population of non-thermal particles with a flat injection spec-
1385 trum at the central source is sufficient and both hadronic and lep-
1386 tonic options are viable. Particles span the full extent of source
1387 CoExt as a result of diffusion, and give rise to source CoCent by
1388 interacting with ionised gas in the innermost regions. Possible
1389 solutions are very different in terms of energetics, transport con-
1390 ditions, and time scales involved. Some scenarios involve con-
1391 tinuous injection during $\sim 0.3 - 3$ Myr, transport in a medium
1392 with moderately to strongly suppressed diffusion with respect
1393 to the large-scale interstellar average, and injection luminosities
1394 in the $10^{36} - 10^{37}$ erg s^{-1} range. They could describe a process
1395 by which the observed gamma-ray emission is powered by partic-
1396 le acceleration in the prominent star clusters Cyg OB2 and
1397 NGC 6910. Alternatively, a hadronic solution exists involving a
1398 more recent event, with injection lasting 3 – 30 kyr and transport
1399 proceeding over 10 kyr in a medium where diffusion is not or
1400 only moderately suppressed, and a much more powerful source
1401 with injection luminosity $\sim 10^{39}$ erg s^{-1} . Such a scenario seems
1402 more relevant to a single supernova explosion, the remnant of
1403 which would need to be identified.

1404 Possible improvements beyond this simple interpretation
1405 framework include accounting for multiple and extended
1406 sources, a more advanced description of particle transport in an
1407 inhomogeneous medium and including advection, and, last but
1408 not least, the description of physically motivated acceleration
1409 mechanisms. The observables extracted from our analysis are
1410 made available in machine-readable format and can be used in
1411 the future to perform detailed comparisons with more sophisti-
1412 cated models.

1413 From the observational perspective, significant advances in
1414 gamma rays can be expected from instruments with improved
1415 sensitivity and angular resolution. The upcoming Cherenkov
1416 Telescope Array (Cherenkov Telescope Array Consortium et al.
1417 2019) above a few tens of GeV will provide a sensitivity an
1418 order of magnitude better than previous ground-based instru-
1419 ments and an angular resolution reaching a few arcmin. Pro-
1420 posed space missions dedicated to the MeV to GeV domain (de
1421 Angelis et al. 2018; McEnery & Amego Team 2020) may also
1422 improve a few times the angular resolution and by one or two
1423 orders of magnitude the sensitivity compared to *Fermi*, and pro-

vide observations in an energy range, the sub-MeV and MeV
domain, poorly observed until now. Complementary advances in
the characterisation of interstellar gas (e.g., Emig et al. 2022),
and of multi-wavelength/multi-messenger emission from the co-
coon (e.g., Mizuno et al. 2015; Yoast-Hull et al. 2017) are also
key to improving our understanding of particle acceleration and
transport in this region.

Acknowledgements. The *Fermi* LAT Collaboration acknowledges generous on-
going support from a number of agencies and institutes that have supported both
the development and the operation of the LAT as well as scientific data analy-
sis. These include the National Aeronautics and Space Administration and the
Department of Energy in the United States, the Commissariat à l’Energie Atom-
ique and the Centre National de la Recherche Scientifique / Institut National de
Physique Nucléaire et de Physique des Particules in France, the Agenzia Spaziale
Italiana and the Istituto Nazionale di Fisica Nucleare in Italy, the Ministry of Ed-
ucation, Culture, Sports, Science and Technology (MEXT), High Energy Accel-
erator Research Organization (KEK) and Japan Aerospace Exploration Agency
(JAXA) in Japan, and the K. A. Wallenberg Foundation, the Swedish Research
Council and the Swedish National Space Board in Sweden. Additional support
for science analysis during the operations phase is gratefully acknowledged from
the Istituto Nazionale di Astrofisica in Italy and the Centre National d’Études
Spatiales in France. This work performed in part under DOE Contract DE-AC02-
76SF00515.
This work was supported by the "Agence Nationale de la Recherche" through
grant ANR-19-CE31-0014 (GAMALO project, PI: P. Martin).
This work makes use of NumPy (Harris et al. 2020), AstroPy (Astropy Collab-
oration et al. 2022), Matplotlib (Hunter 2007), SciPy (Virtanen et al. 2020), and
the colormaps in the CMasher package (van der Velden 2020).
The authors would like to thank E. Orlando and M. Pesce-Rollins for their helpful
comments on the manuscript, as well as I. A. Grenier for insightful conversations
about the project.

References

- Abeyssekara, A. U., Albert, A., Alfaro, R., et al. 2017, *Science*, 358, 911 [15](#), [18](#),
[21](#) 1456
Abeyssekara, A. U., Albert, A., Alfaro, R., et al. 2021, *Nature Astronomy*, 5, 465
[2](#), [7](#) 1458
Abramowski, A., Aharonian, F., Ait Benkhali, F., et al. 2015, *Science*, 347, 406
[15](#) 1461
Acero, F., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2016, *ApJS*, 223, 26 [5](#) 1462
Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2012a, *Astronomy and Astro-*
physics, 538, A71 [2](#), [4](#), [5](#), [8](#) 1463
Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2011, *Science*, 334, 1103 [2](#), [6](#), [7](#),
[13](#), [14](#), [18](#), [21](#) 1464
Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., et al. 2012b, *Astrophysical Journal*,
750, 3 [5](#) 1466
Aharonian, F., Yang, R., & de Oña Wilhelmi, E. 2019, *Nature Astronomy*, 3, 561
[2](#), [15](#) 1469
Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Lim, P. L., et al. 2022, *ApJ*, 935,
167 [22](#) 1472
Atoyan, A. M., Aharonian, F. A., & Völk, H. J. 1995, *Phys. Rev. D*, 52, 3265 [26](#) 1473
Atwood, W., Albert, A., Baldini, L., et al. 2013, arXiv e-prints, arXiv:1303.3514
[3](#) 1474
Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1071 [2](#) 1476
Bartoli, B., Bernardini, P., Bi, X. J., et al. 2014, *ApJ*, 790, 152 [2](#) 1477
Berlanas, S. R., Herrero, A., Comerón, F., et al. 2020, *A&A*, 642, A168 [2](#), [13](#) 1478
Berlanas, S. R., Wright, N. J., Herrero, A., Drew, J. E., & Lennon, D. J. 2019,
MNRAS, 484, 1838 [2](#), [13](#), [14](#) 1480
Binns, W. R., Wiedenbeck, M. E., Arnould, M., et al. 2008, *New A Rev.*, 52, 427
[1](#) 1481
Bluem, J., Kaaret, P., Fuelberth, W., et al. 2020, *ApJ*, 905, 91 [13](#) 1483
Briel, P. 2021, *A&A*, 656, A81 [6](#) 1484
Briel, P., Burnett, T. H., Digel, S. W., et al. 2018, arXiv e-prints,
arXiv:1810.11394 [3](#) 1485
Burnham, K. & Anderson, D. 2002, *Model selection and multimodel inference:*
a practical information-theoretic approach (Springer Verlag) [6](#) 1487
Bykov, A. M. 2001, *Space Sci. Rev.*, 99, 317 [2](#) 1488
Bykov, A. M., Marcowith, A., Amato, E., et al. 2020, *Space Sci. Rev.*, 216, 42
[1](#), [2](#) 1491
Cantat-Gaudin, T., Anders, F., Castro-Ginard, A., et al. 2020, *A&A*, 640, A1 [2](#),
[14](#), [21](#) 1492
Cao, Z., Aharonian, F. A., An, Q., et al. 2021, *Nature*, 594, 33 [2](#) 1493
Casandjian, J.-M. 2015, *ApJ*, 806, 240 [4](#), [8](#) 1494
Cash, W., Charles, P., Bowyer, S., et al. 1980, *ApJ*, 238, L71 [6](#), [13](#), [21](#) 1495

- 1497 Cherenkov Telescope Array Consortium, Acharya, B. S., Agudo, I., et al. 2019, *Science with the Cherenkov Telescope Array* 22
- 1498 Cox, A. 2000, *Allen's astrophysical quantities*; 4th ed. (New York, NY: AIP) 13
- 1499 Dame, T. M. 2011, arXiv e-prints, arXiv:1101.1499 2
- 1500 Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *The Astrophysical Journal*, 547, 792 2
- 1501 de Angelis, A., Tatischeff, V., Grenier, I. A., et al. 2018, *Journal of High Energy Astrophysics*, 19, 1 22
- 1502 de Zeeuw, P. T., Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A., & Blaauw, A. 1999, *AJ*, 117, 354 21
- 1503 Delgado, A. J. & Alfaro, E. J. 2000, *AJ*, 119, 1848 2
- 1504 Dickey, J. M., Strasser, S., Gaensler, B. M., et al. 2009, *ApJ*, 693, 1250 2
- 1505 Emig, K. L., White, G. J., Salas, P., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2205.09193 22
- 1506 Evoli, C., Aloisio, R., & Blasi, P. 2019, *Phys. Rev. D*, 99, 103023 26
- 1507 Fermi-LAT collaboration, :, Abdollahi, S., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2201.11184 5
- 1508 Ferrand, G. & Marcowith, A. 2010, *A&A*, 510, A101 2
- 1509 Ferrand, G. & Safi-Harb, S. 2012, *Advances in Space Research*, 49, 1313 21
- 1510 Fornieri, O. & Zhang, H. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2210.15542 21
- 1511 Gabici, S., Evoli, C., Gaggero, D., et al. 2019, *International Journal of Modern Physics D*, 28, 1930022 1
- 1512 Génolini, Y., Boudaud, M., Batista, P. I., et al. 2019, *Phys. Rev. D*, 99, 123028 26
- 1513 Grenier, I. A., Casandjian, J.-M., & Terrier, R. 2005, *Science*, 307, 1292 2
- 1514 Gupta, S., Nath, B. B., & Sharma, P. 2018, *MNRAS*, 479, 5220 2, 13
- 1515 H. E. S. S. Collaboration, Abdalla, H., Aharonian, F., et al. 2019, *A&A*, 621, A116 21
- 1516 Harris, C. R., Millman, K. J., van der Walt, S. J., et al. 2020, *Nature*, 585, 357 22
- 1517 HI4PI Collaboration, Ben Bekhti, N., Flöer, L., et al. 2016, *Astronomy and Astrophysics*, 594, A116 2
- 1518 Ho, W. C. G., Ng, C. Y., Lyne, A. G., et al. 2017, *MNRAS*, 464, 1211 14
- 1519 Hunter, J. D. 2007, *Computing in Science & Engineering*, 9, 90 22
- 1520 Kaur, H., Sharma, S., Dewangan, L. K., et al. 2020, *ApJ*, 896, 29 2, 13
- 1521 Krause, M. G. H. & Diehl, R. 2014, *ApJ*, 794, L21 13
- 1522 Lancaster, L., Ostriker, E. C., Kim, J.-G., & Kim, C.-G. 2021, *ApJ*, 914, 89 13
- 1523 Leahy, D. A., Green, K., & Ranasinghe, S. 2013, *MNRAS*, 436, 968 14
- 1524 Leahy, D. A., Ranasinghe, S., & Gelowitz, M. 2020, *ApJS*, 248, 16 14
- 1525 Li, C. 2022, in 37th International Cosmic Ray Conference. 12-23 July 2021. Berlin, 843 2
- 1526 Lyne, A. G., Stappers, B. W., Keith, M. J., et al. 2015, *MNRAS*, 451, 581 14
- 1527 MAGIC Collaboration, Acciari, V. A., Ansoldi, S., et al. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2010.15854 5
- 1528 Manchester, R. N., Hobbs, G. B., Teoh, A., & Hobbs, M. 2005, *AJ*, 129, 1993 21
- 1529 Martin, P., Marcowith, A., & Tibaldo, L. 2022, accepted for publication in *A&A*, arXiv:1202.1455 18
- 1530 Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D. J. 2005, *A&A*, 436, 1049 13
- 1531 McEnery, J. & Amego Team. 2020, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 235, *American Astronomical Society Meeting Abstracts #235*, 372.15 22
- 1532 Mizuno, T., Tanabe, T., Takahashi, H., et al. 2015, *ApJ*, 803, 74 18, 22
- 1533 Mori, M. 2009, *Astroparticle Physics*, 31, 341 26
- 1534 Morlino, G., Blasi, P., Peretti, E., & Cristofari, P. 2021, *MNRAS*, 504, 6096 2, 13, 21
- 1535 Nava, L., Recchia, S., Gabici, S., et al. 2019, *MNRAS*, 484, 2684 20
- 1536 Orlando, E. 2018, *MNRAS*, 475, 2724 26
- 1537 Orlando, E. & Strong, A. W. 2007, *Ap&SS*, 309, 359 20
- 1538 Planck Collaboration, Adam, R., Ade, P. A. R., et al. 2016a, *Astronomy and Astrophysics*, 594, A10 3
- 1539 Planck Collaboration, Aghanim, N., Ashdown, M., et al. 2016b, *Astronomy and Astrophysics*, 596, A109 3
- 1540 Popescu, C. C., Yang, R., Tuffs, R. J., et al. 2017, *MNRAS*, 470, 2539 16, 18
- 1541 Principe, G., Mitchell, A. M. W., Caroff, S., et al. 2020, *A&A*, 640, A76 21
- 1542 Protassov, R., van Dyk, D. A., Connors, A., Kashyap, V. L., & Siemiginowska, A. 2002, *ApJ*, 571, 545 6
- 1543 Ray, P. S., Kerr, M., Parent, D., et al. 2011, *ApJS*, 194, 17 14
- 1544 Remy, Q., Grenier, I. A., Marshall, D. J., & Casandjian, J. M. 2017, *A&A*, 601, A78 2, 3, 8
- 1545 Saz Parkinson, P. M., Dormody, M., Ziegler, M., et al. 2010, *ApJ*, 725, 571 8
- 1546 Schlickeiser, R. 2002, *Cosmic Ray Astrophysics*, ed. Schlickeiser, R. (Springer) 26
- 1547 Tang, X. 2019, *MNRAS*, 482, 3843 21
- 1548 Tatischeff, V., Raymond, J. C., Duprat, J., Gabici, S., & Recchia, S. 2021, *MNRAS*, 508, 1321 1
- 1549 Taylor, A. R., Gibson, S. J., Peracaula, M., et al. 2003, *Astronomical Journal*, 125, 3145 2
- 1550 Tibaldo, L., Digel, S. W., Casandjian, J. M., et al. 2015, *Astrophysical Journal*, 807, 161 3
- 1551 Tibaldo, L., Gaggero, D., & Martin, P. 2021, *Universe*, 7, 141 1, 21
- 1552 Tolksdorf, T., Grenier, I. A., Joubaud, T., & Schlickeiser, R. 2019, *ApJ*, 879, 66 1577 2, 21 1578
- 1553 Trotta, R., Jóhannesson, G., Moskalenko, I. V., et al. 2011, *ApJ*, 729, 106 15, 26 1579
- 1554 Tutone, A., Ballet, J., Acero, F., D'Ai, A., & Cusumano, G. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2109.15238 5 1581
- 1555 Uyaniker, B., Fürst, E., Reich, W., Aschenbach, B., & Wielebinski, R. 2001, *A&A*, 371, 675 13, 21 1582 1583
- 1556 van der Velden, E. 2020, *The Journal of Open Source Software*, 5, 2004 22 1584
- 1557 Vieu, T., Gabici, S., Tatischeff, V., & Ravikularaman, S. 2022, *MNRAS*, 512, 1275 2, 21 1585 1586
- 1558 Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 2000, *A&A*, 362, 295 13 1587
- 1559 Virtanen, P., Gommers, R., Oliphant, T. E., et al. 2020, *Nature Methods*, 17, 261 22 1588 1589
- 1560 Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R. 1977, *ApJ*, 218, 377 13 1590 1591
- 1561 Wright, N. J., Drake, J. J., Drew, J. E., & Vink, J. S. 2010, *ApJ*, 713, 871 13 1592
- 1562 Yoast-Hull, T. M., Gallagher, J. S., Halzen, F., Kheirandish, A., & Zweibel, E. G. 2017, *Phys. Rev. D*, 96, 043011 22 1593 1594
- 1563 Zabalza, V. 2015, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 34, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015), 922 26 1595 1596
- 1564 Zhang, H., Chepurinov, A., Yan, H., et al. 2020, *Nature Astronomy*, 4, 1001 21 1597
- 1565 Zhang, Y., Liu, R.-Y., Chen, S. Z., & Wang, X.-Y. 2021, *ApJ*, 922, 130 21 1598

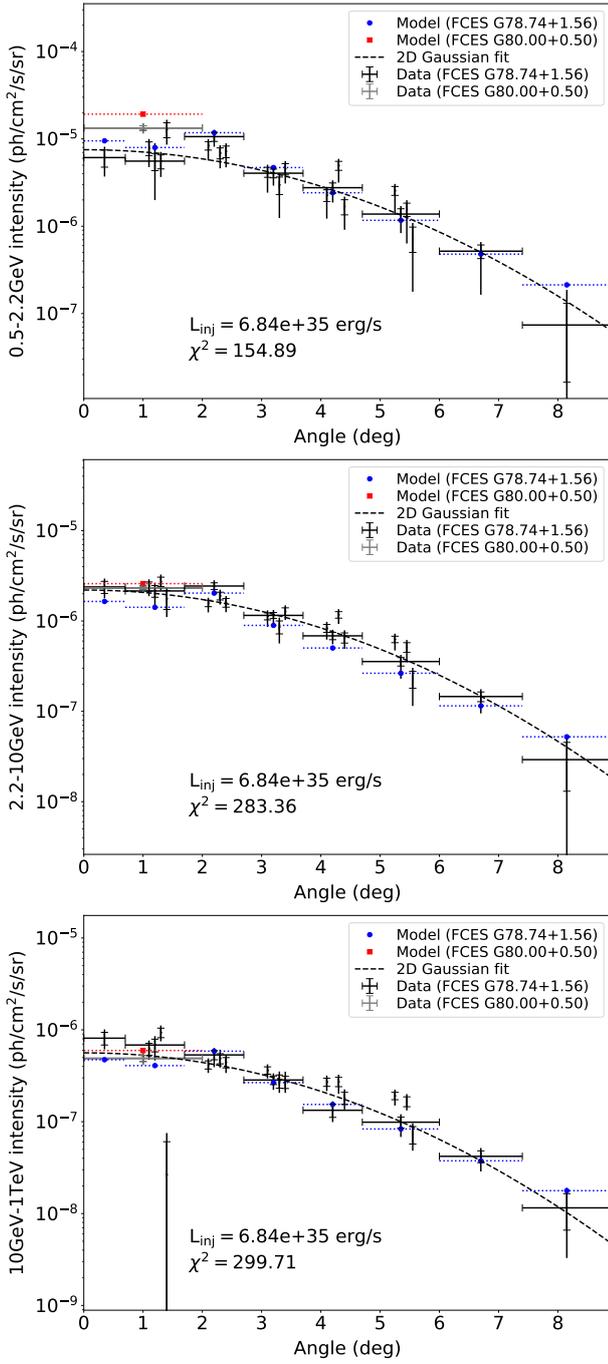


Fig. 18: Intensity radial profiles in three different gamma-ray energy bands for the FCES G78.74+1.56 and FCES G80.00+0.50 emission components, compared to predictions for model setup L1. The intensity distribution corresponding to the best-fit two-dimensional Gaussian model is displayed for comparison as a dotted line. The χ^2 value correspond to the deviation from the 2D Gaussian fit.

1599 Appendix A: Data analysis

1600 We provide in this appendix a series of technical details about
1601 the data analysis.

1602 Appendix A.1: Preliminary model optimisation

1603 The preliminary optimisation of the emission model goes
1604 through the following steps:

- 1605 1. a simultaneous fit of the normalisation of bright sources with
1606 $TS > 10^4$ and predicted photons counts > 500 ;
- 1607 2. an iterative fit of the normalisation and spectral shape of all
1608 the sources in the ROI by order of intensity and significance
1609 (method `optimize` of `Fermipy`);
- 1610 3. a further simultaneous fit of the normalisation of sources
1611 with $TS > 10^4$ and predicted photons counts > 500 , and also
1612 of the spectral shape of sources with the same TS condition
1613 and predicted photons counts > 1000 .

1614 The thresholds on predicted photon counts and TS are chosen
1615 to optimise all parameters for the brightest sources in the ROI
1616 (three pulsars, Cygnus Loop, γ Cygni). We are more restrictive
1617 for the spectral shape to reduce the number of free parameters in
1618 the analysis, which otherwise can become unstable.

1619 Appendix A.2: Morphological fits

1620 In the morphological characterisation stages, the optimisation of
1621 the related components is performed in a two-step process.

- 1622 1. Extension optimisation: we perform a first scan over a coarse
1623 grid of extension values, followed by a second finer scan
1624 around the first optimum and then the fit of a parabola to
1625 determine the final extension value and its uncertainty.
- 1626 2. Position optimisation: we compute a map of log-likelihood
1627 values over a position grid of $2^\circ \times 2^\circ$ with a 0.2° binning and
1628 determine the best-fit position and its uncertainty from the fit
1629 of an ellipse.

1630 Appendix A.3: Spectral models

In the spectral characterisation of the various components of the cocoon, we consider the following models: a simple power law (PL) of expression:

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \times \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\gamma} \quad (\text{A.1})$$

with N_0 flux at the reference energy E_0 and γ spectral index; a log-parabola (LP) of expression:

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \times \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\left[\alpha + \beta \ln\left(\frac{E}{E_0}\right)\right]} \quad (\text{A.2})$$

with N_0 flux at the reference energy E_0 , α slope parameter, and β curvature parameter; and finally a smooth broken power law (SBPL) of expression:

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \times \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\gamma_1} \left[1 + \left(\frac{E}{E_b}\right)^{\frac{\gamma_2 - \gamma_1}{\kappa}}\right]^{-\kappa} \quad (\text{A.3})$$

1631 with N_0 flux at the reference energy E_0 , E_b break energy, γ_1 spec-
1632 tral index at energies $\ll E_b$, γ_2 spectral index at energies $\gg E_b$,
1633 and κ the smoothing parameter fixed to 0.2.

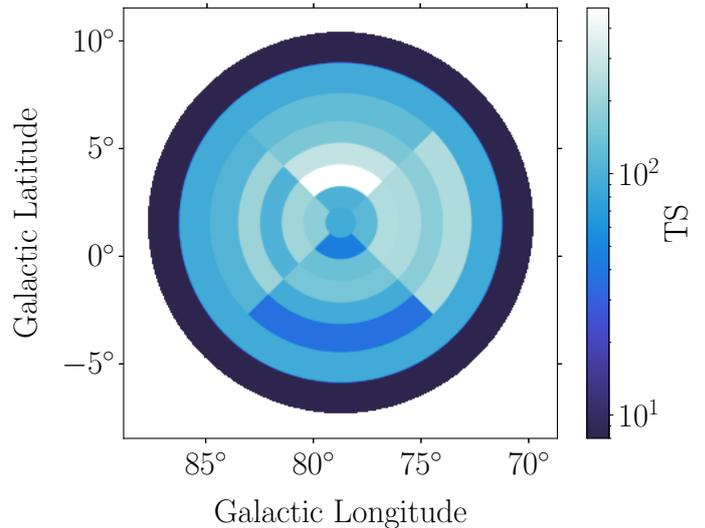


Fig. B.1: TS values in rings, segments, and disk for the best decomposition of FCES G78.74+1.56.

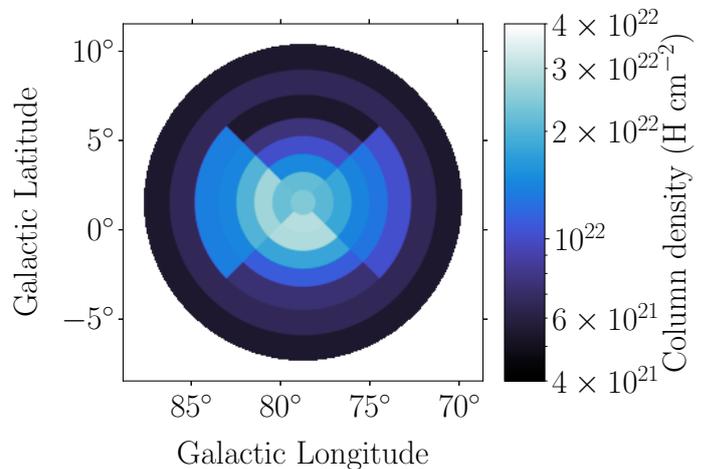


Fig. B.2: Total neutral gas column density in the local arm as in Fig. 10 reprojected onto the disk, rings, and segments used for the spectro-morphological analysis in section 3.7.2.

Appendix B: Additional results on the spectro-morphological analysis

1634
1635

Figure B.1 shows the TS values for the best decomposition of 1636 CoExt, as in step D described in Sect. 3.7.2. The figure illustrates 1637 how the decomposition was designed to conserve a minimum TS 1638 of 25 except for the largest ring where the requirement could not 1639 be met. 1640

We use the intensities derived in Sect. 3.7.2 to derive emis- 1641 sivities. To do so, we divide the flux associated with each seg- 1642 ment, ring, or disk by the total neutral gas column density in the 1643 local arm (atomic, molecular and DNM) integrated over solid 1644 angle for each segment, ring, or disk area (shown in Fig. B.2). 1645 See Sect. 4.1 for a discussion on uncertainties in the gas column 1646 densities relevant for the emissivity computation. 1647

Figure B.3 shows maps of intensities and emissivities for Co- 1648 Ext as decomposed in step D in section and in three different en- 1649 ergy bands 0.5 – 2.236 GeV, 2.236 – 10 GeV and 10 – 1000 GeV. 1650 Radial profiles of intensity and emissivity in the three energy 1651

bands are shown in Sect. 4, where they are used for quantitative interpretation of the results.

Appendix C: Diffusion-loss model framework

In Sect. 4.2, we introduce a simple diffusion-loss framework to account for the observed properties of the Cygnus cocoon. We provide here the full formalism of this framework.

The transport equation governing the evolution of the particle distribution f in momentum p , position r , and time t is:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \nabla \cdot (D \cdot \nabla f) - \frac{\partial}{\partial p} [\dot{p} \cdot f] + Q \quad (\text{C.1})$$

where D is a spatial diffusion coefficient, \dot{p} a momentum loss term, and Q a source term. The momentum loss term \dot{p} includes losses that are uniform in space and arise from radiative processes, hadronic interactions for accelerated protons, and Bremsstrahlung, inverse-Compton scattering, and synchrotron radiation for accelerated electrons (Schlickeiser 2002). The source term $Q(p, t)$ assumed to be point-like in space and to have a constant power law with exponential cut-off spectral shape:

$$Q(p, t) = Q_0 \cdot \left(\frac{p}{10 \text{ GeV}/c} \right)^{-\alpha} \cdot e^{-p/p_{\text{cut}}} \cdot e^{-t/t_{\text{inj}}} \quad (\text{C.2})$$

Particles are injected with a power law spectrum in momentum with index α . The cut-off momentum is set to a high value of 1 PeV/ c that our gamma-ray data are not sensitive to. To investigate the possibility that injection is not constant in time, and may have occurred over a finite duration some time ago followed by a longer diffusion time, we implemented (somewhat arbitrarily) an exponential decay of the source term. Integrating the source term $Q(p, t)$ over particle energies yields the time-dependent injection luminosity $L_{\text{inj}}(t)$. The diffusion coefficient $D(p)$ assumed to be constant in space and time is defined as:

$$D(p) = \beta \cdot D_0 \cdot \left(\frac{p}{10 \text{ GeV}/c} \right)^{\delta} \quad \text{with} \quad \delta = 1/3 \quad (\text{C.3})$$

where $\beta = v/c$ with v the velocity of a particle and c the velocity of light. The power law dependence in momentum, with an index corresponding to a Kolmogorov scaling for the magnetic turbulence spectrum, is adapted from models of cosmic-ray propagation on large scales in our Galaxy (Trotta et al. 2011; Orlando 2018). We note that alternative expressions were considered recently in the light of more accurate direct cosmic-ray measurements at Earth (Evoli et al. 2019; Génolini et al. 2019), and that the considered deviations from a pure power law may have consequences in the energy range we are interested in here.

The solution to the transport equation is obtained as (Atoyan et al. 1995):

$$f(p, r, t) = \int_{\max\{0, t_{\text{diff}} - t_{\text{cool}}(p_{\text{cut}}, p)\}}^{t_{\text{diff}}} \frac{\dot{p}(p_0)}{\dot{p}(p)} \cdot \frac{Q(p_0, t_0)}{\pi^{3/2} r_d^3} \cdot e^{-r^2/r_d^2} \cdot dt_0 \quad (\text{C.4})$$

with r_d diffusion distance. For a present-day momentum p , the integration runs either over the full injection and transport history, or over the recent period spanning a cooling time t_{cool} from the cut-off momentum down to p , with cooling time

$$t_{\text{cool}}(p_0, p) = \int_p^{p_0} \frac{-dp}{\dot{p}} \quad (\text{C.5})$$

This three-dimensional spherically symmetric distribution of particles is integrated along the line of sight for any angular offset from the centre θ and given the distance d to the source:

$$\Phi(p, \theta, t) = 2 \cdot d^2 \cdot \int_0^\infty f(p, \sqrt{\theta^2 d^2 + \ell^2}, t) d\ell \quad (\text{C.6})$$

The resulting angular distribution of particles is then used to compute non-thermal emissions at any point in the region of interest. To this aim, we used the naima package (Zabalza 2015) in the approximation of isotropic radiation fields in the case of inverse-Compton scattering and using a nuclear enhancement factor of 1.845 in the case of pion decay (Mori 2009).

Appendix D: Possible diffusion-loss scenarios

We display here the results obtained for some of the diffusion scenarios considered in the interpretation of the results (see Sect. 4.3). The intensity and emissivity profiles for hadronic scenarios H2 and H3 or H4 are presented in Figs. D.1 and D.2, and the intensity profiles for model leptonic scenario L2 are presented in Fig. D.3. The full set of results for the leptonic pulsar halo scenario is presented in Figs. D.4 and D.5.

Appendix E: Machine readable material

List of material that will be made available in machine readable format.

- Template used to model FCES G80.00+0.50 (CoCent)
- SEDs of four FCES sources
- Map of total neutral H column density in local arm
- Intensity/emissivity values in segments and rings
- Excess count map shown at beginning of discussion section

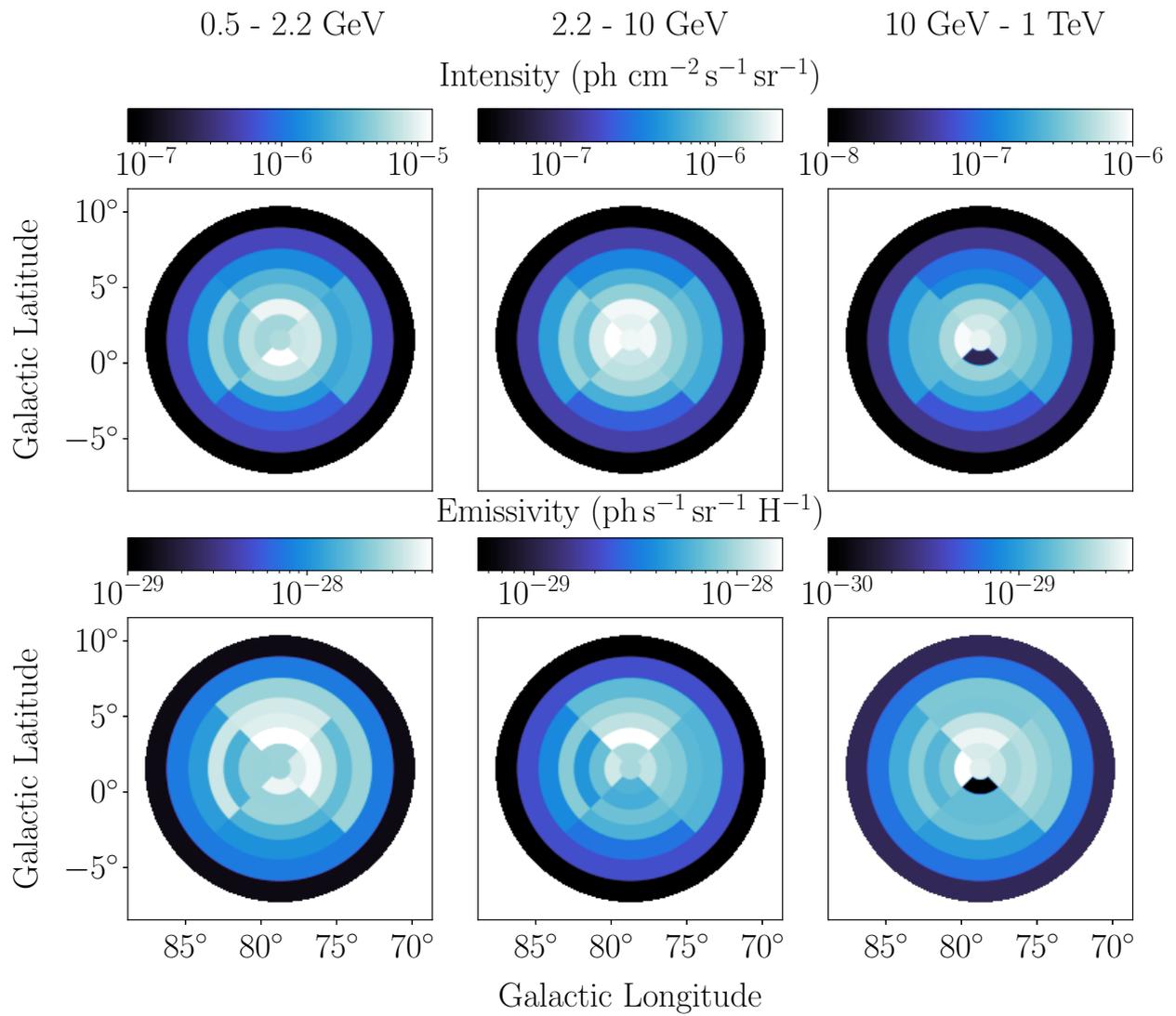


Fig. B.3: Intensity and emissivity maps in three different energy ranges for component FCES G78.74+1.56, according to the decomposition in rings and segments of step D (see Sect. 3.7.2 for details).

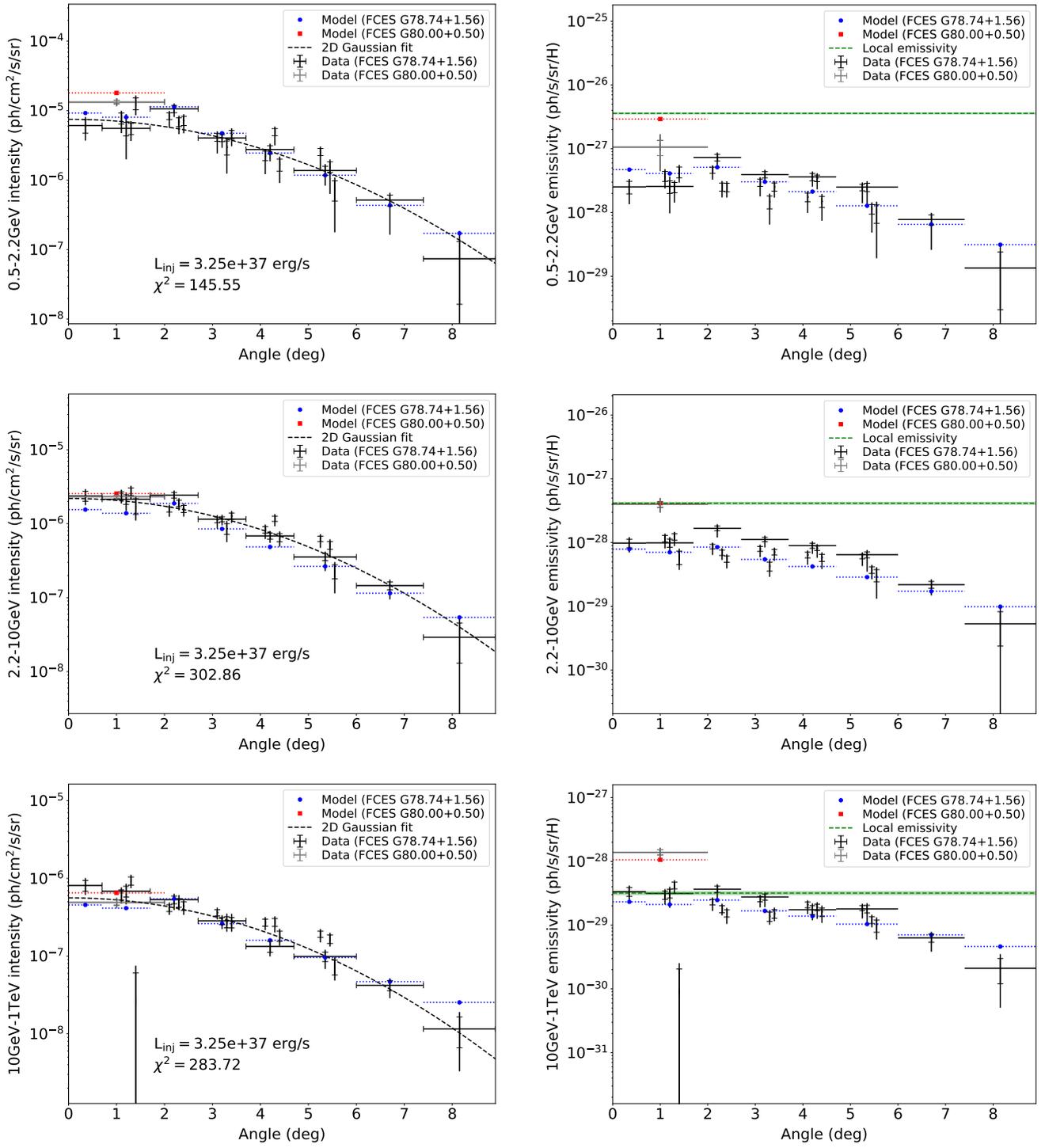


Fig. D.1: Same as Fig. 16, for model setup H2.

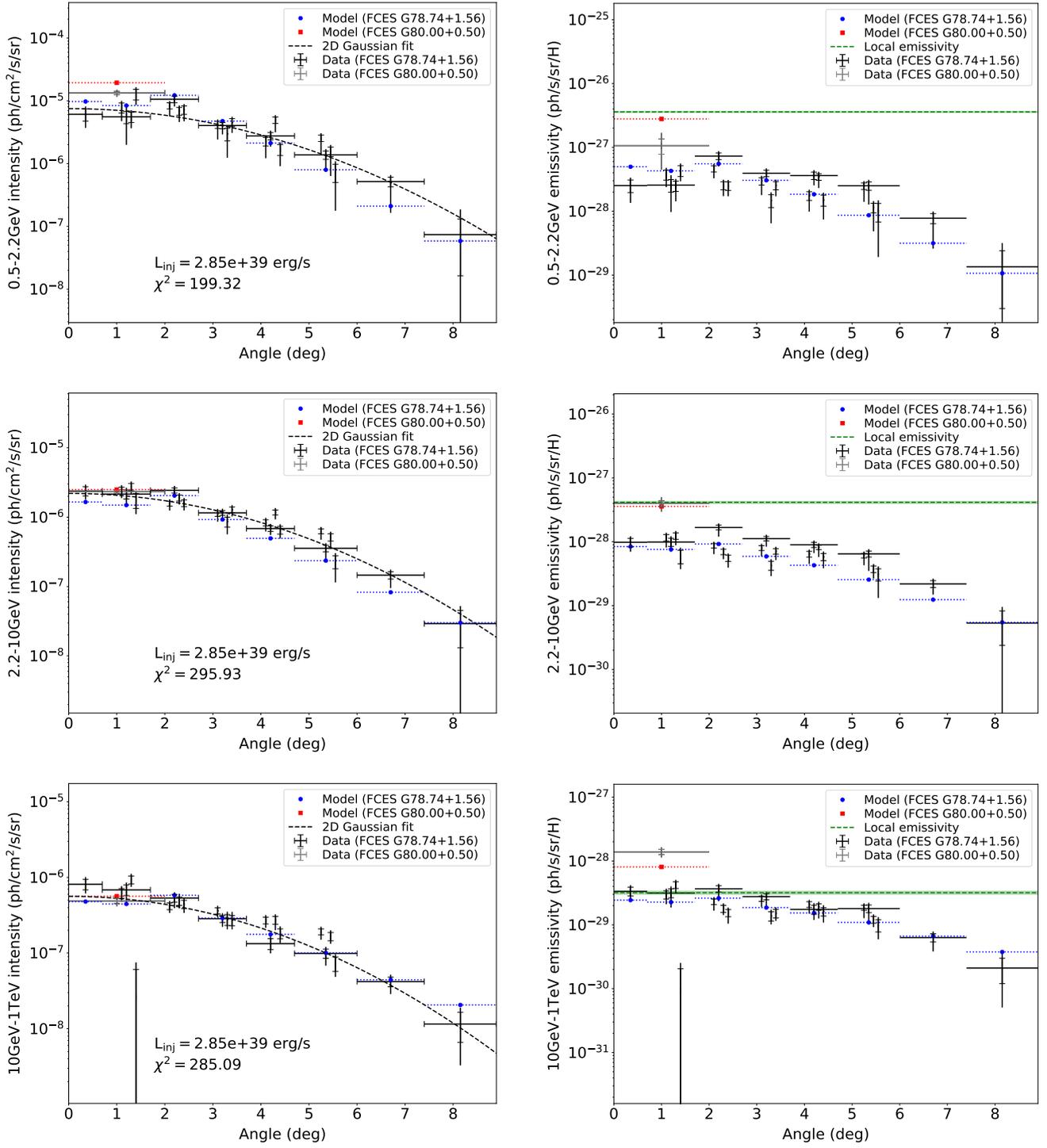


Fig. D.2: Same as Fig. 16, for model setup H3 or H4.

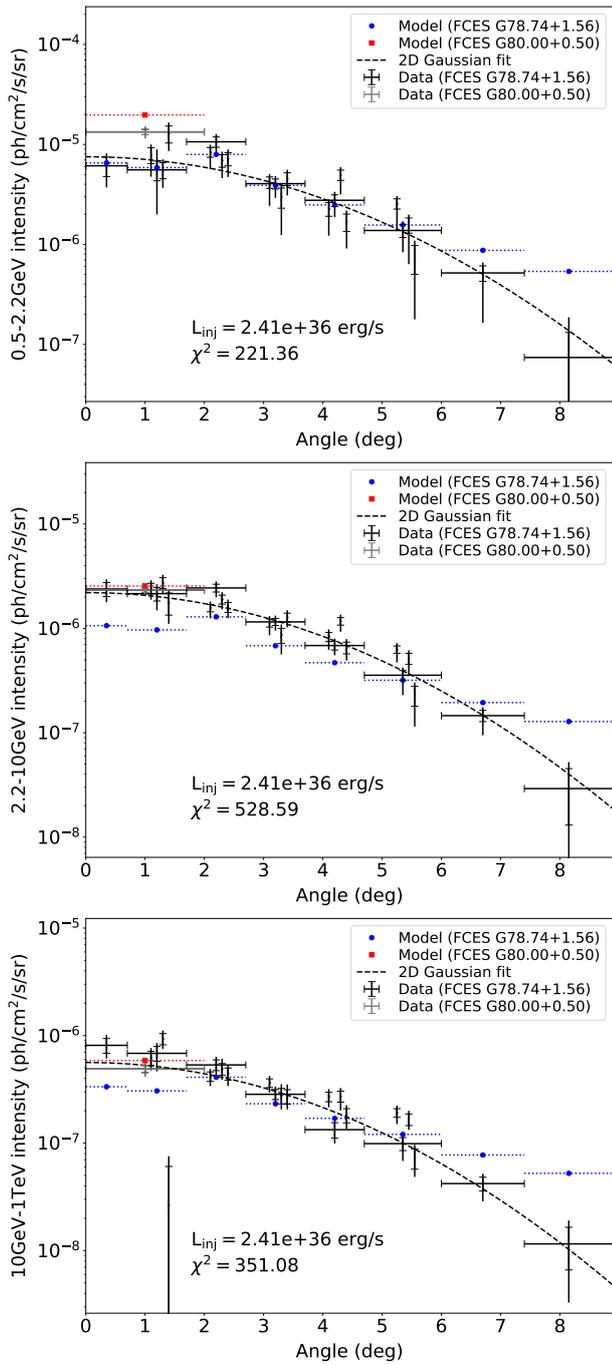


Fig. D.3: Same as Fig. 18 for model setup L2.

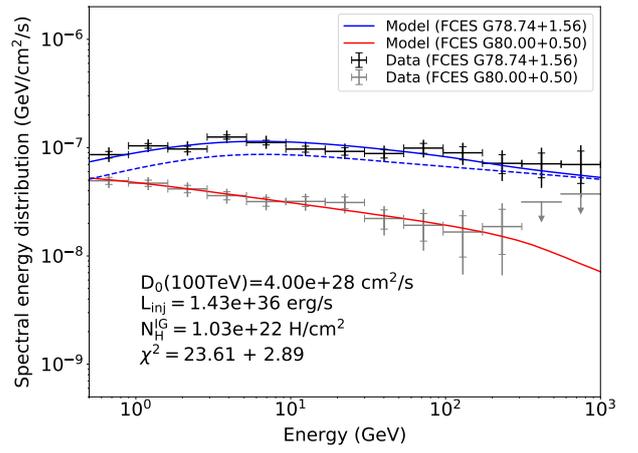


Fig. D.4: Same as Fig. 17 for the pulsar halo scenario.

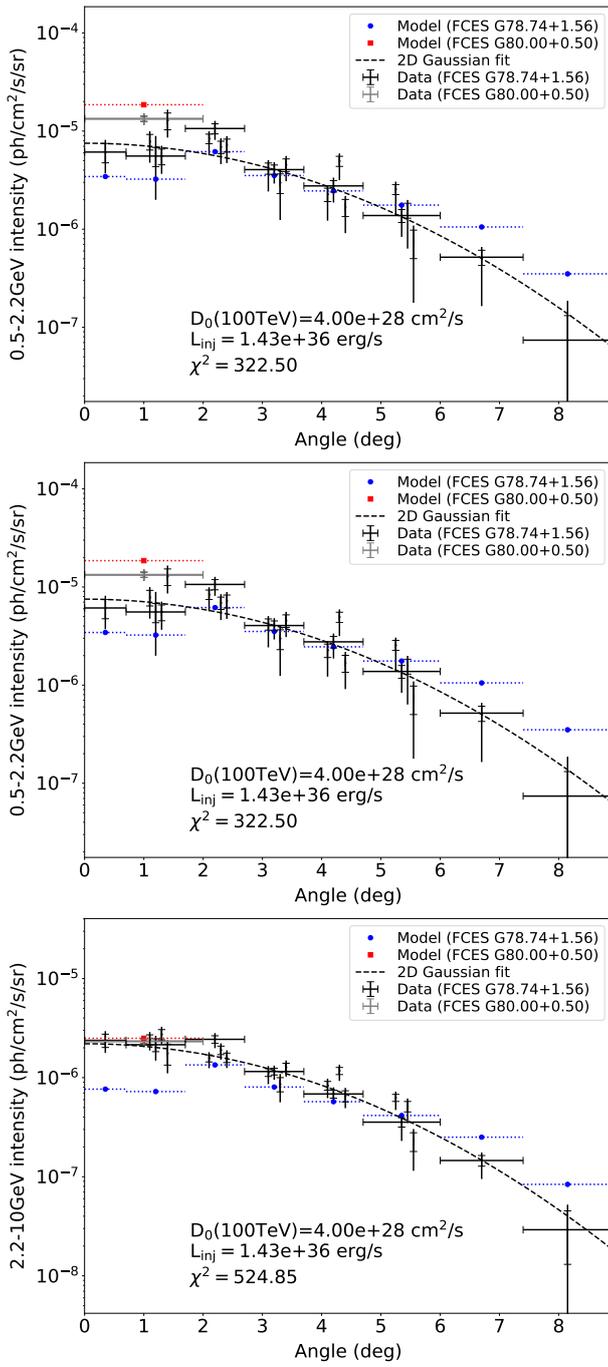
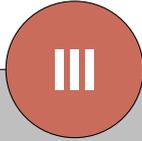


Fig. D.5: Same as Fig. 18 for the pulsar halo scenario.



Conclusions et Perspectives

Sommaire

4.1 Conclusions	97
4.2 Perspectives	99
4.2.1 Les observations avec CTA	99
4.2.2 Les observations en dessous du GeV	101
4.2.3 Détections de neutrino	103
4.2.4 Autres régions de formation stellaire	104
4.2.5 En résumé	106

Ce chapitre est l’occasion de rappeler les objectifs de mon travail et les questions auxquelles j’ai tenté de répondre. Je vais résumer l’essentiel des résultats que nous avons produits et voir comment pousser les investigations dans le futur pour tenter d’apporter des réponses aux questions laissées ouvertes. Dans ces perspectives, je vais me focaliser sur les aspects observationnels en rayons gamma car ils représentent la majorité de mon travail et j’aborderai rapidement le potentiel des observations de neutrino.

4.1 Conclusions

Nous avons vu qu’il existe des modèles d’accélération et de transport dans la galaxie, avec divers niveaux de sophistication et de complexité, permettant de rendre compte des observations du rayonnement cosmique au niveau de la Terre. Ces modèles appliqués aux restes de supernovae permettent d’expliquer la majorité des rayons cosmiques en dessous du genou et forment le paradigme des restes de supernovae. Cependant, nous avons aussi vu que ce paradigme avait ses limites, notamment que les restes de supernovae ne pouvaient pas être les PeVatrons galactiques responsables de la production de rayons cosmiques jusqu’au genou. C’est ici qu’entrent en jeu les régions de formation stellaire où se concentrent la majorité des étoiles massives de la galaxie. En plus d’être à l’origine des supernovae à effondrement de coeur puis potentiellement des pulsars et leurs nébuleuses, les étoiles massives libèrent aussi de l’énergie cinétique sous forme de vents tout au long de leur vie. Les régions de formation stellaire concentrent donc au sein des amas qui les composent de nombreux accélérateurs potentiels de rayons cosmiques. De nombreux modèles théoriques permettent d’envisager que les régions de formation stellaire puissent avoir un rôle au-delà des accélérateurs individuels qu’elles abritent et qu’elles puissent être les PeVatrons galactiques tant recherchés. De plus, cette idée est supportée par des observations d’émissions étendues en rayons gamma coïncidentes avec des régions de formation stellaire. Cela nous amène donc aux questions fondamentales motivant ce travail de thèse, quels sont les mécanismes ou sites d’accélération de rayons cosmiques galactiques, notamment jusqu’au PeV? Comment les rayons cosmiques se propagent-ils près des sources et dans la galaxie?

Et surtout, quel rôle jouent les régions de formation stellaire dans l'accélération et le transport des rayons cosmiques, au-delà des sources qu'elles abritent ?

Pour tenter de répondre à ces questions qui ont motivé cette thèse, j'ai effectué une analyse spectro-morphologique approfondie de la région du Cygne afin de caractériser la population de rayons cosmiques dans cette région en utilisant 13 ans de données gamma du télescope spatial *Fermi* entre 0.5 GeV et 1 TeV. La région de formation stellaire Cygnus X est un cas idéal pour réaliser une étude approfondie car elle est proche du système solaire, à environ 1.7 kpc et dirigée vers l'extérieur de la galaxie. Les précédentes analyses de l'émission en rayons gamma observée dans le domaine du GeV et du TeV ont montré la présence d'un excès de rayons gamma, interprété comme étant un cocon de rayons cosmiques fraîchement accélérés. L'hypothèse la plus populaire étant que l'émission gamma était produite par des hadrons accélérés par l'association Cygnus OB2, potentiellement jusqu'au PeV.

J'ai donc présenté une nouvelle analyse de l'émission gamma dans le Cygne avec des données de meilleure qualité par rapport à la précédente analyse détaillée du Cygne de [Ackermann et al. \(2011\)](#). Nous avons utilisé un catalogue de sources gamma bien plus riche et avons pu profiter des résultats d'analyses spécifiques à certaines sources importantes dans la région. Enfin, nous avons utilisé de meilleures données pour tracer la distribution du gaz interstellaire. Avec ces traceurs, nous avons construit des cartes détaillées de la distribution du gaz dans la phase atomique, moléculaire et sombre et dans trois structures le long de la ligne de visée, le bras local, le bras de Persée et le bras extérieur plus ce qu'il y a au-delà.

Les résultats de cette analyse ont montré que le cocon avait une morphologie plus complexe que ce qui avait été identifié précédemment. L'émission est séparée en plusieurs composantes, une composante centrale, CoCent, modélisée par une carte de colonne de densité du gaz ionisé au voisinage des amas principaux et avec un spectre en loi de puissance d'indice $\gamma = 2.19 \pm 0.03_{-0.01}^{+0.00}$, similaire aux résultats de [Ackermann et al. \(2011\)](#) et [Aharonian et al. \(2019\)](#). La seconde est une composante étendue, CoExt, modélisée par une grande Gaussienne 2D de $r_{68} = 4.4^\circ \pm 0.1^\circ$, plus grande que la Gaussienne des analyses précédentes, dont le spectre incompatible avec celui de CoCent est une loi de puissance brisée et lissée avec un premier indice $\gamma_1 = 1.67 \pm 0.05_{-0.01}^{+0.02}$, un deuxième indice $\gamma_2 = 2.12 \pm 0.02_{-0.01}^{+0.00}$ et un changement de pente à $3.0 \pm 0.6_{-0.2}^{+0.0}$ GeV. CoExt a une émission qui est détectée jusqu'à environ 10° du centre approximatif du cocon et montre des variations spectrales azimutales dans les $\sim 3^\circ$ centraux. Une troisième source se situe dans la région du cocon CoWest, située sur le bord ouest de CoCent, modélisée par une Gaussienne 2D et dont le spectre est statistiquement compatible avec CoCent. Cette composante ne montre pas de lien avec les structures de gaz.

L'analyse a permis de déterminer plusieurs observables, dont la densité spectrale d'énergie des composantes principales du cocon ainsi que les profils d'intensité et d'émissivité radiaux pour CoExt. Nous avons pu reproduire ces observables en utilisant un modèle simple à une zone avec du transport diffusif et des pertes en énergie. Les différents scénarios n'impliquant qu'une seule population de particules

injectée avec un spectre plat par une source centrale parviennent à rendre compte de la présence des deux composantes du cocon. CoCent apparaît par l'interaction des rayons cosmiques avec le gaz ionisé dans la cavité et CoExt de l'interaction des rayons cosmiques qui ont été diffusés loin de la source centrale avec le gaz atomique, moléculaire et sombre ou par Compton-inverse avec le champ de rayonnement. L'origine hadronique ou leptonique de l'émission gamma ne peut pas être déterminée, les deux options étant viables. Cependant, les scénarios leptoniques mériteraient une modélisation plus réaliste, notamment du champ de rayonnement, pour confirmer leur validité. En ce qui concerne les scénarios d'accélération et de transport, nous avons montré que plusieurs pouvaient rendre compte de nos observables. Les différents scénarios vont d'une injection continue durant 0.3–3 Ma dans un milieu où la diffusion est supprimée par un ou deux ordres de grandeurs par rapport à la diffusion moyenne interstellaire avec des luminosités d'injection de $10^{36} - 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ à une injection récente de 3 – 30 ka dans un milieu sans suppression de la diffusion ou une suppression par un ordre de grandeur avec une luminosité d'injection de $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$. Dans le premier scénario, le site d'injection pourrait être Cygnus OB2 ou NGC 6910 et impliquerait des efficacités d'accélération d'environ 1 – 10%. Dans le second scénario, la supernova ayant produit le reste de supernova γ Cygni pourrait être la source d'accélération bien que ce reste de supernova soit proche du bord de la composante centrale. La supernova ayant donné naissance au pulsar PSR J2032+4127 pourrait aussi la source de ces rayons cosmiques. Les scénarios impliquant une supernova nécessitent une efficacité d'accélération de $\sim 20\%$. De plus, pour les scénarios concernant Cygnus OB2 ou PSR J2032+4127, le décalage entre le pic d'émissivité observé et les positions de ces sites pourrait impliquer du transport anisotrope de rayons cosmiques.

Enfin, nous voyons que nous n'avons pas davantage contraint les scénarios concernant les sites d'accélération et la manière dont se propagent les particules dans le Cygne mais au contraire, nous avons élargi à nouveau le champ des scénarios viables dans le domaine du GeV. Les dernières analyses avaient tendance à favoriser une origine hadronique avec des particules accélérées par l'association Cygnus OB2. Nous montrons à travers ce travail que d'autres scénarios d'accélération doivent être envisagés, que le transport anisotrope des particules pourrait être important et surtout qu'aucune conclusion ne peut être apportée à ce stade. Nous mettons à disposition un ensemble d'observables qui pourra être utilisé avec des modèles plus sophistiqués dans le futur.

4.2 Perspectives

4.2.1 Les observations avec CTA

Avec la mise en route prochaine du Cherenkov Telescope Array (CTA) dont la construction devrait se terminer en 2028 – 2029, une nouvelle analyse de la région du Cygne avec une précision inégalée sera possible. En effet, comme nous pouvons

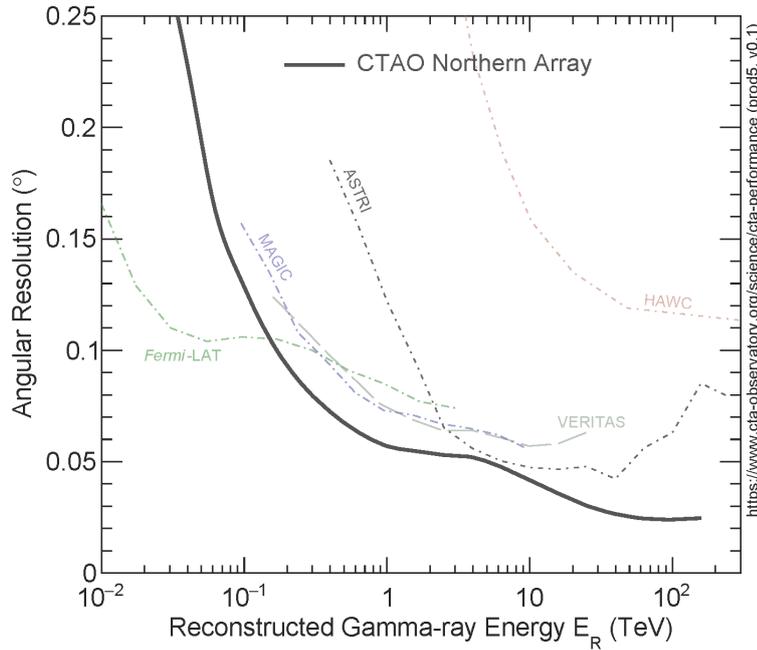


FIGURE 4.1 – Résolution angulaire de CTA par rapport à d’autres instruments gamma <https://www.cta-observatory.org/science/cta-performance>.

le voir en Fig. 4.1, CTA aura une résolution angulaire un peu meilleure que celle de *Fermi-LAT* entre ~ 200 GeV et 1 TeV.

De plus, la Fig. 4.2 montre que la sensibilité de l’instrument sera 10 à 100 fois meilleure dans cette même gamme d’énergie en seulement 50 h d’observation pour une source ponctuelle isolée. Ces valeurs sont données à titre indicatif, car la sensibilité pour des sources étendues est fortement dégradée. Nous pouvons voir dans [Cherenkov Telescope Array Consortium et al. \(2019\)](#) que la région du Cygne fait partie de deux programmes d’observations (projets scientifiques clés) et bénéficiera d’environ 130 heures d’observation. La sensibilité attendue de CTA est un à deux ordres de grandeur en dessous de la luminosité gamma du Cygne au-delà de 300 GeV extrapolée à partir des observations *Fermi*. Une telle augmentation de la résolution angulaire et de la sensibilité pourrait permettre de résoudre et séparer les différentes sources gamma qui se superposent dans le Cygne mais aussi permettre d’étudier plus précisément la morphologie du cocon. Nous avons vu que le cocon au-delà d’un TeV est modélisé par une Gaussienne 2D avec $r_{68} = 3.0^\circ$ ([Abeysekara et al., 2021](#)) alors que dans cette analyse nous montrons que le cocon serait formé de plusieurs contributions au GeV avec une composante centrale corrélée au gaz ionisé et une composante très étendue. Nous avons aussi montré qu’il n’y avait pas d’évolution de la morphologie pour la composante étendue. Une meilleure analyse spectro-morphologique entre ~ 200 GeV et quelques dizaines de TeV nous permettrait de comprendre la manière dont la morphologie du cocon évolue là où le spectre change de pente. La résolution angulaire de l’instrument pourrait aussi permettre de séparer plus facilement les sources et sites accélérateurs dans la région.

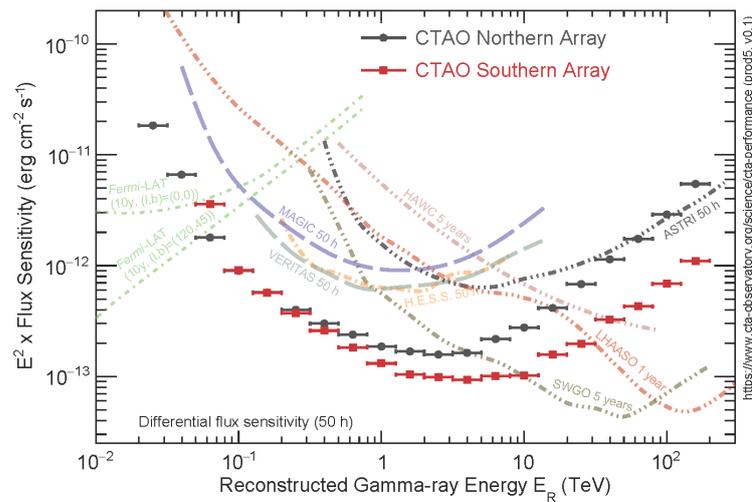


FIGURE 4.2 – Sensibilité de CTA par rapport à d'autres instruments gamma <https://www.cta-observatory.org/science/cta-performance>.

Cherenkov Telescope Array Consortium et al. (2019) prévoit qu'il sera possible d'identifier une rupture de pente dans le spectre du cocon, si celle-ci existe dans la bande d'énergie observée.

Il faut noter cependant que les particules de haute énergie sont moins confinées par la turbulence magnétique et diffusent donc plus vite que les particules de basse énergie. Par conséquent, moins de particules de hautes énergies seront visibles dans la région du cocon par rapport à ce que l'on peut voir avec *Fermi-LAT* et les particules visibles seront plus jeunes. De plus, la configuration de CTA a été réduite par rapport au travail de 2019 ce qui pourrait impacter les performances finales, malgré une meilleure modélisation du fond. Les performances pour l'observation de sources étendues seront comme nous l'avons dit, fortement dégradée car il faut soustraire le fond avec précision ce qui sera difficile dans ce cas, à cause de la taille limitée du champ de vue de l'observatoire. Ces difficultés risquent de limiter les conclusions que nous pourrions apporter sur les sites d'accélération et la propagation des rayons cosmiques dans le Cygne. Enfin, il est important de noter que d'autres observatoires pourraient apporter des réponses avant CTA, grâce à la croissance de leur temps d'observation (HAWC aura plus de 13 ans de données) qui compense leurs performances inférieures à celles de CTA.

4.2.2 Les observations en dessous du GeV

Le domaine du MeV au GeV a été peu étudié jusqu'à présent mais de nouveaux observatoires comme e-ASTROGAM (de Angelis et al., 2018) ou AMEGO (McE- nery & Amego Team, 2020) pourrait nous apporter des observations dans cette gamme d'énergie. Notamment e-ASTROGAM prévoit une résolution angulaire 4 fois meilleure que celle de *Fermi-LAT* et une sensibilité deux fois meilleure à 100 MeV comme nous pouvons le voir sur les Figs. 4.3 et Fig. 4.4.

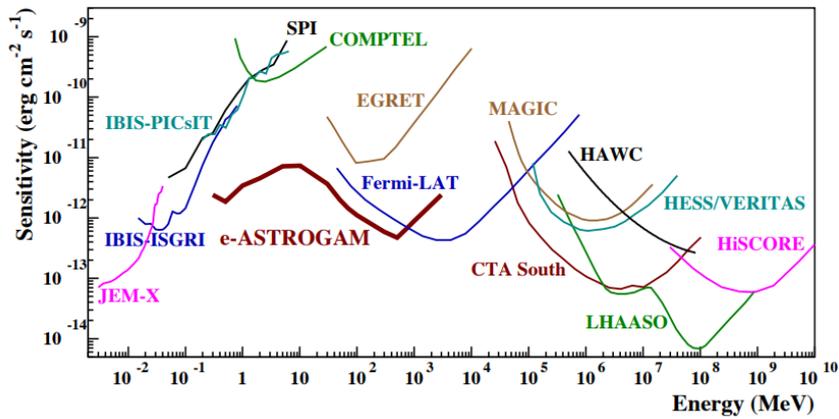


FIGURE 4.3 – Sensibilité de *e-ASTROGAM* (1 an d’observation) par rapport à d’autres instruments gamma (de Angelis et al., 2018). Ici, la sensibilité de *Fermi-LAT* est donnée pour 10 ans d’observation.

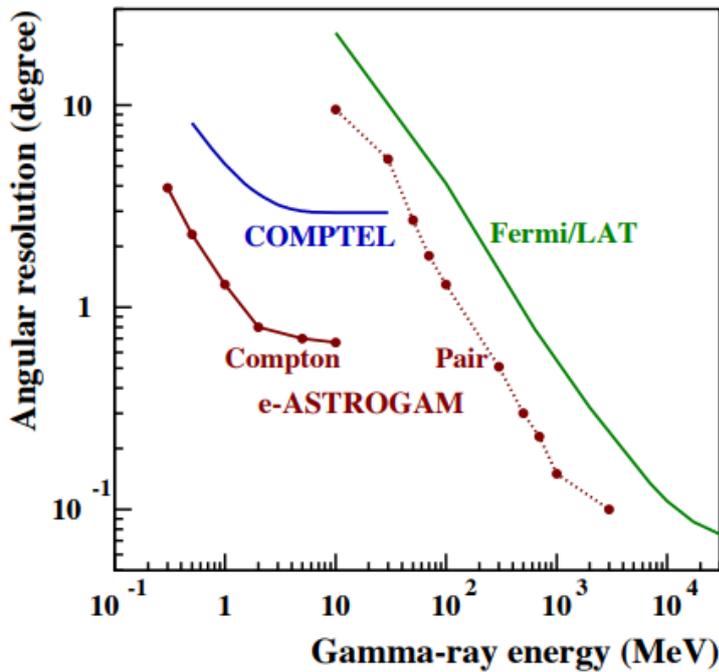


FIGURE 4.4 – Résolution angulaire de *e-ASTROGAM* par rapport à d’autres instruments gamma (de Angelis et al., 2018)

Ici aussi, une meilleure caractérisation de la morphologie du cocon serait possible. Mais c’est l’aspect spectral qui va particulièrement nous intéresser. En effet, les mesures autour de quelques centaines de MeV pourraient nous permettre d’estimer la contribution des hadrons à l’émission gamma observée au-delà d’un GeV par détection de la coupure à basse énergie du spectre de décroissance des pions neutres. Il serait alors possible de séparer les contributions relatives de la décroissance des pions neutres, du Compton-inverse et du Bremsstrahlung et ainsi caractériser les populations d’hadrons et de leptons. Dans le cas du Cygne, il serait

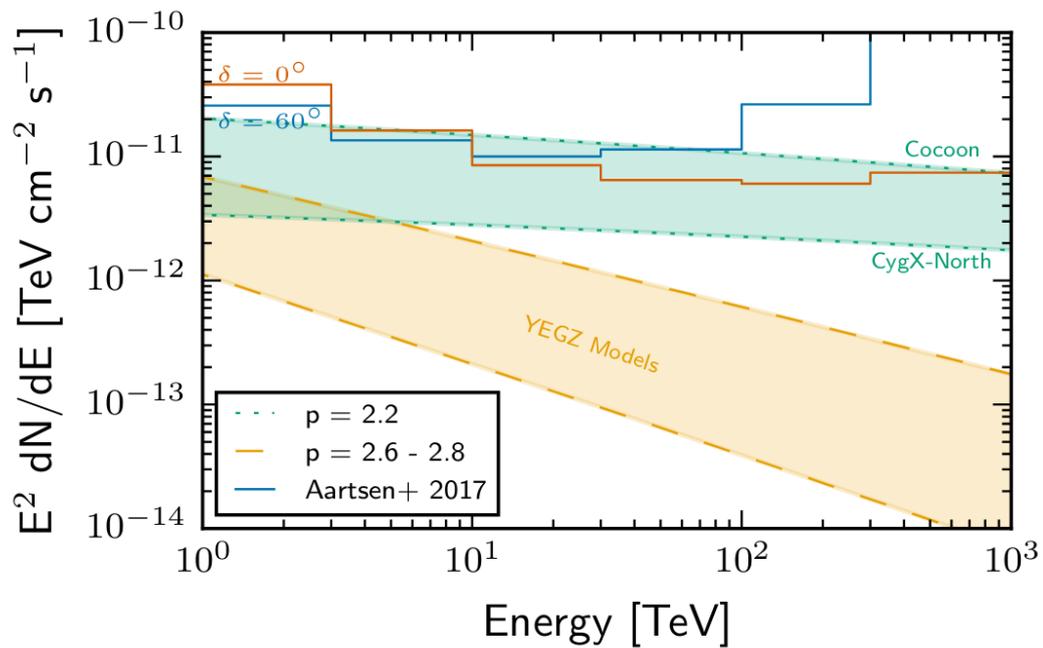


FIGURE 4.5 – Spectre en énergie de flux de neutrino (Yoast-Hull et al., 2017). Les courbes en escalier représentent la sensibilité d’IceCube à différente déclinaison. Le flux de neutrino pour l’émission diffuse dans le Cygne est en jaune, pour le Cocon en vert (haut) et pour un complexe de nuages moléculaires dans la région en bleu (bas).

possible d’estimer ces populations autour des différents sites potentiels d’accélération.

4.2.3 Détections de neutrino

Les observatoires permettant la détection de rayons gamma en dessous d’un GeV pourraient nous permettre d’observer la présence de la forme caractéristique de la décroissance des pions neutres dans le spectre du cocon. Cependant, comme nous l’avons vu, il est possible que cette forme caractéristique disparaisse, par exemple dans le cas de rayons cosmiques réaccélérés où le spectre à basse énergie devient plus dur (Tolksdorf et al., 2019).

La détection de neutrino en direction du cocon pourrait cependant confirmer de manière non ambiguë l’accélération de noyaux. En effet, les neutrinos sont des produits de la désintégration des pions positifs et négatifs. Or ces pions ne sont produits que par des processus hadroniques comme la collision inélastique p-p ou l’interaction photo-nucléaire.

Dans le cas du Cygne, Yoast-Hull et al. (2017) ont calculé le flux de neutrino associé à l’émission diffuse dans le Cygne, celui associé au cocon et celui associé à un complexe de nuages moléculaires dans le Cygne. Nous pouvons voir en Fig. 4.5 que le flux associé au cocon serait potentiellement détectable par IceCube. L’article précise que pour obtenir un tel flux de neutrino, il faudrait que le cocon ait un spectre plat pouvant atteindre le PeV. Par conséquent, la détection de neutrinos

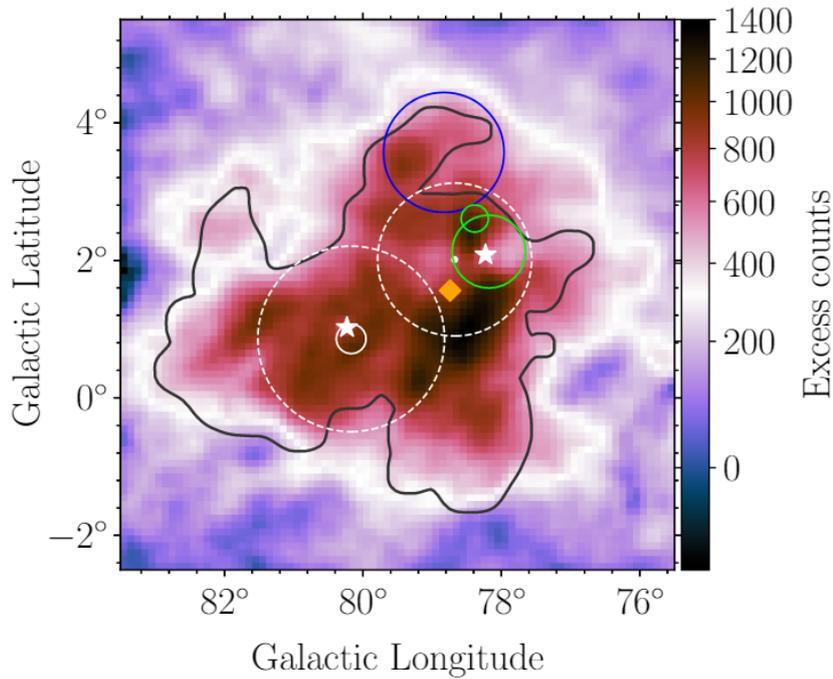


FIGURE 4.6 – Carte d'excès de coups correspondant aux différentes composantes du cocon. Les contours en noir correspondent au bord de la cavité délimitée par les régions de photo-dissociations. Le diamant orange représente le centre de la Gaussienne de la composante étendue du cocon. Les étoiles représentent les positions des pulsars PSR J2032+4127 (à gauche) et PSR J2021+4026 (à droite). Le cercle bleu correspond au rayon de confinement à 68% de la Gaussienne de l'excès à l'ouest du cocon. Les cercles verts correspondent au rayon et rayon de confinement à 68% des deux composantes de γ Cygni. Les cercles blancs correspondent à la taille de l'association Cygnus OB2 (à gauche) et de l'amas ouvert NGC 6910 (à droite). Les cercles en pointillé blancs correspondent aux tailles théoriques du choc de terminaison des vents pour ces amas.

pourrait aussi être une preuve de l'accélération de particules jusqu'au PeV dans le cocon du Cygne. Cependant, nous voyons que l'analyse faite avec les données HAWC (Abeysekara et al., 2021) ne montre pas de spectre plat jusqu'au PeV indiquant que le flux de neutrinos pourrait être en réalité en dessous de la sensibilité d'IceCube.

4.2.4 Autres régions de formation stellaire

Nous pouvons nous demander s'il serait possible de reproduire une analyse spectro-morphologique approfondie telle que celle-ci dans une autre région de formation stellaire. La région du Cygne était particulièrement propice à ce genre d'étude mais comme on l'a vu en section Sect. 2.3, les régions de formation stellaire sont à des distances très différentes par rapport au système solaire. Reproduire cette analyse dans d'autres régions de formation stellaire nous permettrait de faire une étude de population, c'est-à-dire, regarder l'influence de paramètres comme la position dans la galaxie, l'âge des amas ou encore le contenu en étoiles massives sur les caractéristiques de l'émission gamma observée.

Nom	Distance (kpc)	d_{cent} ($^{\circ}$)	d_{sep} ($^{\circ}$)	$r_{\gamma C}$ ($^{\circ}$)
Westerlund 1	~ 2.9	2.35	1.17	0.29
Westerlund 2	~ 4.16	1.64	0.82	0.20
W43	~ 5.5	1.24	0.62	0.15
NGC 3603	~ 7	0.97	0.49	0.12
30 Doradus C	~ 50	0.14	0.07	0.02

TABLE 4.1 – Équivalent de la taille angulaire de la composante centrale du cocon du Cygne et de la distance angulaire qui sépare γ Cygni du pulsar PSR J2032+4127 si elles étaient observées à des distances correspondantes à d'autres régions de formation stellaire.

En particulier, nous pouvons nous demander la taille qu'aurait la composante centrale à différentes distances mais aussi si nous pouvons séparer l'émission gamma provenant de γ Cygni de celle provenant du pulsar PSR J2032+4127. La partie principale de l'émission gamma dans la composante centrale se trouve dans un diamètre angulaire de $d_{\text{cent}} \simeq 4^{\circ}$, ce qui correspond à une taille physique projetée ~ 119 pc à une distance de 1.7 kpc du système solaire. La distance angulaire entre γ Cygni et PSR J2032+4127 est d'environ $d_{\text{sep}} \simeq 2^{\circ}$, ce qui correspond à une distance physique projetée de ~ 59 pc à la même distance du système solaire. La taille de γ Cygni est d'environ $r_{\gamma C} \simeq 0.6^{\circ}$.

En comparant ces valeurs avec la résolution angulaire de *Fermi*, c'est-à-dire environ 1° à 1 GeV et 0.1° à 30 GeV, nous voyons que γ Cygni devient une source ponctuelle vers 7 kpc. En dehors de Westerlund 1, il devient difficile de séparer le pulsar J2032+4127 de γ Cygni en dessous de quelques GeV et toute la composante centrale devient quasi-ponctuelle si l'amas se trouve dans le Grand Nuage de Magellan. Il faut aussi garder à l'esprit que les valeurs utilisées ici correspondent à la région du Cygne, une région particulièrement étendue et donc que les régions plus compactes, comme Westerlund 1, seront plus difficiles à résoudre. Ainsi, une analyse spectro-morphologique des différentes régions de formation stellaire dans la galaxie pourrait donner des résultats intéressants, bien que cette analyse soit plus difficile que dans le cas du Cygne et ne puisse probablement pas atteindre le même degré de finesse. Notamment, Westerlund 1 semble être un bon candidat d'autant qu'une analyse approfondie au TeV a été publiée récemment (Aharonian et al., 2022). Pour les régions de formation stellaire situées vers l'intérieur de la galaxie s'ajoute la difficulté de séparer les structures de gaz sur la ligne de visée, celles-ci pouvant avoir des vitesses Doppler dégénérées. Enfin, il semble impossible de reproduire une analyse aussi détaillée pour les régions de formation stellaire dans le Grand et le Petit Nuage de Magellan pour lesquels ces régions apparaissent quasi-ponctuelles.

Pour l'instant, seule Westerlund 1 présente une coupure vers quelques dizaines de TeV mais avec l'augmentation de la sensibilité des futurs observatoires et du temps d'observation des observatoires existants, il est possible que l'on observe des coupures dans le spectre de d'autres régions de formation stellaire détectées au

TeV. Des coupures au-delà de quelques ~ 100 TeV confirmeraient que les régions de formation stellaire abritent ou sont des PeVatrons.

4.2.5 En résumé

Développer une analyse plus détaillée que celle que nous avons effectuée ici avec les données de *Fermi* dans la région du Cygne semble difficile. Il est possible d'améliorer certains aspects, comme la construction de la carte de gaz sombre ou la caractérisation du gaz ionisé dans la région mais cela ne devrait pas affecter significativement nos résultats. Du point de vue des observations gamma, nous avons besoin d'accéder à des données de plus grande précision à la fois dans le domaine du TeV mais aussi dans le domaine sous-exploité du MeV. Des données plus précises au TeV pourraient nous apporter une meilleure compréhension de l'évolution de la morphologie du cocon notamment aux énergies où le spectre change de pente et permettraient l'identification d'une coupure dans le spectre à très haute énergie, si elle existe. Les données au MeV permettraient de caractériser les populations d'hadrons et de leptons du rayonnement cosmique et donc contraindre les scénarios hadroniques ou leptoniques. Des observations de neutrino permettraient aussi de contraindre la quantité de noyaux dans la population de rayons cosmiques du Cygne. L'ensemble de ces données comparé à des modèles autocohérents définis avec des paramètres physiques spécifiques à la région du Cygne pourrait alors apporter des réponses sur le rôle de la région de formation stellaire dans l'accélération et le transport des rayons cosmiques. Le problème majeur ici est qu'obtenir ces informations sur les paramètres physiques spécifiques à chaque région est très difficile. Par exemple dans le Cygne, nous ne voyons aucun choc de terminaison, nous n'avons que peu d'information sur la turbulence magnétique, la densité du gaz notamment ionisé et sombre est probablement insuffisamment contrainte et nous ne savons pas si la structure observée en X est effectivement une super-bulle. Enfin, reproduire cette analyse spectro-morphologique, avec un degré de finesse inférieur, dans d'autres régions de formation stellaire semble possible pour celles présentes dans la galaxie et permettrait de réaliser des études de population pour déterminer l'influence de la position dans la galaxie, de l'âge ou de la population stellaire sur les caractéristiques de l'émission gamma observée.

- [1] Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M., et al. 2018, Large-scale Cosmic-Ray Anisotropies above 4 EeV Measured by the Pierre Auger Observatory, *ApJ*, 868, 4 [18](#)
- [2] Aartsen, M. G., Abbasi, R., Abdou, Y., et al. 2013, Observation of Cosmic-Ray Anisotropy with the IceTop Air Shower Array, *ApJ*, 765, 55 [18](#)
- [3] Aartsen, M. G., Ackermann, M., Adams, J., et al. 2014, Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of IceCube Data, *Phys. Rev. Lett.*, 113, 101101 [41](#)
- [4] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010, Observations of the Large Magellanic Cloud with Fermi, *A&A*, 512, A7 [48](#)
- [5] Abdo, A. A., Allen, B., Berley, D., et al. 2007a, Discovery of TeV Gamma-Ray Emission from the Cygnus Region of the Galaxy, *ApJ*, 658, L33 [50](#), [53](#)
- [6] Abdo, A. A., Allen, B., Berley, D., et al. 2007b, TeV Gamma-Ray Sources from a Survey of the Galactic Plane with Milagro, *ApJ*, 664, L91 [50](#)
- [7] Abdollahi, S., Acero, F., Baldini, L., et al. 2022, Incremental Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog, *ApJS*, 260, 53 [46](#)
- [8] Abeysekara, A. U., Albert, A., Alfaro, R., et al. 2021, HAWC observations of the acceleration of very-high-energy cosmic rays in the Cygnus Cocoon, *Nature Astronomy*, 5, 465 [43](#), [46](#), [53](#), [54](#), [61](#), [100](#), [104](#)
- [9] Abreu, P., Aglietta, M., Ahlers, M., et al. 2012, Antennas for the detection of radio emission pulses from cosmic-ray induced air showers at the Pierre Auger Observatory, *Journal of Instrumentation*, 7, P10011 [12](#)
- [10] Achterberg, A. 1983, Modification of scattering waves and its importance for shock acceleration, *A&A*, 119, 274 [24](#)
- [11] Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., et al. 2014, Inferred Cosmic-Ray Spectrum from Fermi Large Area Telescope γ -Ray Observations of Earth's Limb, *Phys. Rev. Lett.*, 112, 151103 [14](#)
- [12] Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2013, Detection of the Characteristic Pion-Decay Signature in Supernova Remnants, *Science*, 339, 807 [28](#)
- [13] Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2011, A Cocoon of Freshly Accelerated Cosmic Rays Detected by Fermi in the Cygnus Superbubble, *Science*, 334, 1103 [46](#), [51](#), [52](#), [53](#), [61](#), [98](#)
- [14] Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., et al. 2012, Fermi-LAT Observations of the Diffuse γ -Ray Emission : Implications for Cosmic Rays and the Interstellar Medium, *ApJ*, 750, 3 [22](#), [26](#)

- [15] Ackermann, M., Ajello, M., Baldini, L., et al. 2018, The Search for Spatial Extension in High-latitude Sources Detected by the Fermi Large Area Telescope, *ApJS*, 237, 32 [46](#)
- [16] Ackermann, M., Albert, A., Atwood, W. B., et al. 2016, Deep view of the Large Magellanic Cloud with six years of Fermi-LAT observations, *A&A*, 586, A71 [48](#)
- [17] Adriani, O., Barbarino, G. C., Bazilevskaya, G. A., et al. 2011, PAMELA Measurements of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra, *Science*, 332, 69 [14](#)
- [18] Aghakhanloo, M., Murphy, J. W., Smith, N., et al. 2021, Gaia EDR3 Confirms that Westerlund 1 is Closer and Older than Previously Thought, *Research Notes of the American Astronomical Society*, 5, 14 [45](#)
- [19] Aguilar, M., Aisa, D., Alpat, B., et al. 2015a, 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, 171103 [14](#), [54](#)
- [20] Aguilar, M., Aisa, D., Alpat, B., et al. 2015b, 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, 211101 [14](#), [17](#)
- [21] Aguilar, M., Ali Cavasonza, L., Ambrosi, G., et al. 2019, Towards Understanding the Origin of Cosmic-Ray Positrons, *Phys. Rev. Lett.*, 122, 041102 [16](#)
- [22] Aharonian, F., Ashkar, H., Backes, M., et al. 2022, A deep spectromorphological study of the γ -ray emission surrounding the young massive stellar cluster Westerlund 1, *A&A*, 666, A124 [46](#), [47](#), [48](#), [105](#)
- [23] Aharonian, F., Yang, R., & de Oña Wilhelmi, E. 2019, Massive stars as major factories of Galactic cosmic rays, *Nature Astronomy*, 3, 561 [43](#), [46](#), [48](#), [52](#), [54](#), [61](#), [98](#)
- [24] Albert, A., André, M., Anghinolfi, M., et al. 2018, Joint Constraints on Galactic Diffuse Neutrino Emission from the ANTARES and IceCube Neutrino Telescopes, *ApJ*, 868, L20 [27](#)
- [25] Aloisio, R., Blasi, P., & Serpico, P. D. 2015, Nonlinear cosmic ray Galactic transport in the light of AMS-02 and Voyager data, *A&A*, 583, A95 [14](#)
- [26] Amenomori, M., Bao, Y. W., Bi, X. J., et al. 2021, First Detection of sub-PeV Diffuse Gamma Rays from the Galactic Disk : Evidence for Ubiquitous Galactic Cosmic Rays beyond PeV Energies, *Phys. Rev. Lett.*, 126, 141101 [53](#)
- [27] Amenomori, M., Bi, X. J., Chen, D., et al. 2017, Northern Sky Galactic Cosmic Ray Anisotropy between 10 and 1000 TeV with the Tibet Air Shower Array, *ApJ*, 836, 153 [18](#)

- [28] Andersen, M., Gennaro, M., Brandner, W., et al. 2017, Very low-mass stellar content of the young supermassive Galactic star cluster Westerlund 1, *A&A*, 602, A22 [45](#)
- [29] Atkin, E., Bulatov, V., Dorokhov, V., et al. 2018, New Universal Cosmic-Ray Knee near a Magnetic Rigidity of 10 TV with the NUCLEON Space Observatory, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 108, 5 [14](#)
- [30] Atkin, E. V., Bulatov, V. L., Vasiliev, O. A., et al. 2019, Energy Spectra of Cosmic-Ray Protons and Nuclei Measured in the NUCLEON Experiment Using a New Method, *Astronomy Reports*, 63, 66 [14](#)
- [31] Baade, W. & Zwicky, F. 1934, Cosmic Rays from Super-novae, *Proceedings of the National Academy of Science*, 20, 259 [27](#)
- [32] Bally, J., Anderson, L. D., Battersby, C., et al. 2010, Herschel observations of the W43 “mini-starburst”, *A&A*, 518, L90 [45](#)
- [33] Bartoli, B., Bernardini, P., Bi, X. J., et al. 2014, Identification of the TeV Gamma-Ray Source ARGO J2031+4157 with the Cygnus Cocoon, *ApJ*, 790, 152 [53](#)
- [34] Bastian, N., Covey, K. R., & Meyer, M. R. 2010, A Universal Stellar Initial Mass Function? A Critical Look at Variations, *ARA&A*, 48, 339 [34](#)
- [35] Beasor, E. R., Davies, B., Smith, N., Gehrz, R. D., & Figer, D. F. 2021, The Age of Westerlund 1 Revisited, *ApJ*, 912, 16 [45](#)
- [36] Bell, A. R. 1978a, The acceleration of cosmic rays in shock fronts - I., *MNRAS*, 182, 147 [18](#)
- [37] Bell, A. R. 1978b, The acceleration of cosmic rays in shock fronts - II., *MNRAS*, 182, 443 [18](#)
- [38] Bell, A. R. 2004, Turbulent amplification of magnetic field and diffusive shock acceleration of cosmic rays, *MNRAS*, 353, 550 [24](#)
- [39] Bell, A. R., Schure, K. M., Reville, B., & Giacinti, G. 2013, Cosmic-ray acceleration and escape from supernova remnants, *MNRAS*, 431, 415 [30](#)
- [40] Bergström, L., Bringmann, T., & Edsjö, J. 2008, New positron spectral features from supersymmetric dark matter : A way to explain the PAMELA data ?, *Phys. Rev. D*, 78, 103520 [16](#)
- [41] Berlanas, S. R., Herrero, A., Comerón, F., et al. 2020, Spectroscopic characterization of the known O-star population in Cygnus OB2. Evidence of multiple star-forming bursts, *A&A*, 642, A168 [50](#)

- [42] Berlanas, S. R., Wright, N. J., Herrero, A., Drew, J. E., & Lennon, D. J. 2019, Disentangling the spatial substructure of Cygnus OB2 from Gaia DR2, *MNRAS*, 484, 1838 [45](#), [50](#)
- [43] Bhadra, S., Gupta, S., Nath, B. B., & Sharma, P. 2022, Cosmic rays from massive star clusters : a close look at Westerlund 1, *MNRAS*, 510, 5579 [49](#), [52](#)
- [44] Binns, W. R., Israel, M. H., Christian, E. R., et al. 2016, Observation of the ^{60}Fe nucleosynthesis-clock isotope in galactic cosmic rays, *Science*, 352, 677 [44](#)
- [45] Binns, W. R., Wiedenbeck, M. E., Arnould, M., et al. 2005, Cosmic-Ray Neon, Wolf-Rayet Stars, and the Superbubble Origin of Galactic Cosmic Rays, *ApJ*, 634, 351 [30](#), [43](#), [44](#)
- [46] Blandford, R. D. & Ostriker, J. P. 1978, Particle acceleration by astrophysical shocks., *ApJ*, 221, L29 [18](#)
- [47] Blasi, P. & Amato, E. 2012, Diffusive propagation of cosmic rays from supernova remnants in the Galaxy. I : spectrum and chemical composition, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2012, 010 [14](#)
- [48] Blasi, P., Morlino, G., Bandiera, R., Amato, E., & Caprioli, D. 2012, Collisionless Shocks in a Partially Ionized Medium. I. Neutral Return Flux and its Effects on Acceleration of Test Particles, *ApJ*, 755, 121 [29](#)
- [49] Blitz, L. & Williams, J. P. 1999, Molecular Clouds (a review), *arXiv e-prints*, astro [33](#)
- [50] Bouyahiaoui, M., Kachelriess, M., & Semikoz, D. V. 2019, Vela as the source of Galactic cosmic rays above 100 TeV, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2019, 046 [13](#)
- [51] Brand, P. W. J. L. & Zealey, W. J. 1975, Cloud structure in the galactic plane : a cosmic bubble bath?, *A&A*, 38, 363 [40](#)
- [52] Burch, B. & Cowsik, R. 2010, On the Positron Fraction and Cosmic-Ray Propagation Models, *arXiv e-prints*, arXiv :1009.1361 [16](#)
- [53] Bykov, A. M., Ellison, D. C., Gladilin, P. E., & Osipov, S. M. 2015, Ultrahard spectra of PeV neutrinos from supernovae in compact star clusters, *MNRAS*, 453, 113 [41](#)
- [54] Candia, J., Roulet, E., & Epele, L. N. 2002, Turbulent diffusion and drift in galactic magnetic fields and the explanation of the knee in the cosmic ray spectrum, *Journal of High Energy Physics*, 2002, 033 [13](#)
- [55] Cantat-Gaudin, T., Anders, F., Castro-Ginard, A., et al. 2020, Painting a portrait of the Galactic disc with its stellar clusters, *A&A*, 640, A1 [45](#), [50](#)

- [56] Cao, Z., Aharonian, F. A., An, Q., et al. 2021, Ultrahigh-energy photons up to 1.4 petaelectronvolts from 12 γ -ray Galactic sources, *Nature*, 594, 33 [53](#), [54](#)
- [57] Caprioli, D., Blasi, P., Amato, E., & Vietri, M. 2009, Dynamical feedback of self-generated magnetic fields in cosmic ray modified shocks, *MNRAS*, 395, 895 [29](#)
- [58] Caprioli, D. & Haggerty, C. 2019, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 36, 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019), 209 [29](#)
- [59] Cash, W., Charles, P., Bowyer, S., et al. 1980, The X-ray superbubble in Cygnus., *ApJ*, 238, L71 [50](#)
- [60] Casse, M. & Paul, J. A. 1982, On the stellar origin of the Ne-22 excess in cosmic rays, *ApJ*, 258, 860 [44](#)
- [61] Chen, H.-R. V., Zhang, Q., Wright, M. C. H., et al. 2019, Filamentary Accretion Flows in the Infrared Dark Cloud G14.225-0.506 Revealed by ALMA, *ApJ*, 875, 24 [33](#)
- [62] Cherenkov Telescope Array Consortium, Acharya, B. S., Agudo, I., et al. 2019, Science with the Cherenkov Telescope Array [100](#), [101](#)
- [63] Chevalier, R. A. 1977, The interaction of supernovae with the interstellar medium., *ARA&A*, 15, 175 [36](#)
- [64] Conti, P. S. 1978, Mass loss in early-type stars., *ARA&A*, 16, 371 [35](#)
- [65] Cristofari, P. 2021, The Hunt for Pevatrons : The Case of Supernova Remnants, *Universe*, 7, 324 [30](#)
- [66] Cristofari, P., Blasi, P., & Amato, E. 2020, The low rate of Galactic pevatrons, *Astroparticle Physics*, 123, 102492 [30](#)
- [67] Cummings, A. C., Stone, E. C., Heikkilä, B. C., et al. 2016, GALACTIC COSMIC RAYS IN THE LOCAL INTERSTELLAR MEDIUM : VOYAGER OBSERVATIONS AND MODEL RESULTS, *The Astrophysical Journal*, 831, 18 [13](#)
- [68] Davies, B., Figer, D. F., Law, C. J., et al. 2008, The Cool Supergiant Population of the Massive Young Star Cluster RSGC1, *ApJ*, 676, 1016 [45](#)
- [69] de Angelis, A., Tatischeff, V., Grenier, I. A., et al. 2018, Science with e-ASTROGAM. A space mission for MeV-GeV gamma-ray astrophysics, *Journal of High Energy Astrophysics*, 19, 1 [101](#), [102](#)
- [70] de Vries, K. D., van den Berg, A. M., Scholten, O., & Werner, K. 2011, Coherent Cherenkov Radiation from Cosmic-Ray-Induced Air Showers, *Phys. Rev. Lett.*, 107, 061101 [12](#)

- [71] de Wit, W. J., Testi, L., Palla, F., & Zinnecker, H. 2005, The origin of massive O-type field stars : II. Field O stars as runaways, *A&A*, 437, 247 [35](#)
- [72] de Zeeuw, P. T., Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A., & Blaauw, A. 1999, A HIPPARCOS Census of the Nearby OB Associations, *AJ*, 117, 354 [50](#)
- [73] Di Mauro, M., Manconi, S., & Donato, F. 2019, Detection of a γ -ray halo around Geminga with the Fermi-LAT data and implications for the positron flux, *Phys. Rev. D*, 100, 123015 [16](#)
- [74] El-Badry, K., Ostriker, E. C., Kim, C.-G., Quataert, E., & Weisz, D. R. 2019, Evolution of supernovae-driven superbubbles with conduction and cooling, *MNRAS*, 490, 1961 [39](#)
- [75] Elmegreen, B. G. & Falgarone, E. 1996, A Fractal Origin for the Mass Spectrum of Interstellar Clouds, *ApJ*, 471, 816 [33](#)
- [76] Engel, R., Heck, D., & Pierog, T. 2011, Extensive Air Showers and Hadronic Interactions at High Energy, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 61, 467 [13](#)
- [77] Erlykin, A. D. & Wolfendale, A. W. 2001, Models for the origin of the knee in the cosmic-ray spectrum, *Advances in Space Research*, 27, 803 [13](#)
- [78] Evoli, C. 2020, The Cosmic-Ray Energy Spectrum [12](#)
- [79] Evoli, C., Aloisio, R., & Blasi, P. 2019, Galactic cosmic rays after the AMS-02 observations, *Phys. Rev. D*, 99, 103023 [16](#), [18](#)
- [80] Evoli, C., Gaggero, D., Grasso, D., & Maccione, L. 2012, Common Solution to the Cosmic Ray Anisotropy and Gradient Problems, *Phys. Rev. Lett.*, 108, 211102 [23](#)
- [81] Evoli, C., Gaggero, D., Vittino, A., et al. 2017, Cosmic-ray propagation with DRAGON2 : I. numerical solver and astrophysical ingredients, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2017, 015 [22](#), [23](#)
- [82] Evoli, C., Gaggero, D., Vittino, A., et al. 2018, Cosmic-ray propagation with DRAGON2 : II. Nuclear interactions with the interstellar gas, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2018, 006 [22](#)
- [83] Feijen, K., Rowell, G., Einecke, S., et al. 2020, Arcminute-scale studies of the interstellar gas towards HESS J1804-216 : Still an unidentified TeV γ -ray source, *PASA*, 37, e056 [46](#)
- [84] Fermi, E. 1949, On the Origin of the Cosmic Radiation, *Physical Review*, 75, 1169 [18](#)

- [85] Ferrand, G. & Marcowith, A. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 422, *High Energy Phenomena in Massive Stars*, ed. J. Martí, P. L. Luque-Escamilla, & J. A. Combi, 3 [41](#), [42](#)
- [86] Ferrière, K., Gillard, W., & Jean, P. 2007, *Spatial distribution of interstellar gas in the innermost 3 kpc of our galaxy*, *A&A*, 467, 611 [33](#)
- [87] Fielding, D., Quataert, E., & Martizzi, D. 2018, *Clustered supernovae drive powerful galactic winds after superbubble breakout*, *MNRAS*, 481, 3325 [40](#)
- [88] Fierlinger, K. M., Burkert, A., Ntormousi, E., et al. 2016, *Stellar feedback efficiencies : supernovae versus stellar winds*, *MNRAS*, 456, 710 [36](#)
- [89] Fornieri, O., Gaggero, D., Cerri, S. S., De La Torre Luque, P., & Gabici, S. 2021, *The theory of cosmic ray scattering on pre-existing MHD modes meets data*, *MNRAS*, 502, 5821 [23](#)
- [90] Gabici, S. 2022, *Low energy cosmic rays*, arXiv e-prints, arXiv :2203.14620 [13](#)
- [91] Gabici, S., Evoli, C., Gaggero, D., et al. 2019, *The origin of Galactic cosmic rays : Challenges to the standard paradigm*, *International Journal of Modern Physics D*, 28, 1930022 [15](#)
- [92] Gaggero, D., Maccione, L., Di Bernardo, G., Evoli, C., & Grasso, D. 2013, *Three-Dimensional Model of Cosmic-Ray Lepton Propagation Reproduces Data from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station*, *Phys. Rev. Lett.*, 111, 021102 [23](#)
- [93] Gaggero, D., Urbano, A., Valli, M., & Ullio, P. 2015, *Gamma-ray sky points to radial gradients in cosmic-ray transport*, *Phys. Rev. D*, 91, 083012 [14](#)
- [94] Ge, T.-T., Sun, X.-N., Yang, R.-Z., Liang, Y.-F., & Liang, E.-W. 2022, *Diffuse γ -ray emission around the massive star forming region of Carina Nebula Complex*, *MNRAS*, 517, 5121 [46](#)
- [95] Génolini, Y., Serpico, P. D., Boudaud, M., et al. 2017, *Indications for a High-Rigidity Break in the Cosmic-Ray Diffusion Coefficient*, *Phys. Rev. Lett.*, 119, 241101 [14](#)
- [96] Giacinti, G., Kachelrieß, M., & Semikoz, D. V. 2014, *Explaining the spectra of cosmic ray groups above the knee by escape from the Galaxy*, *Phys. Rev. D*, 90, 041302 [13](#)
- [97] Giacinti, G. & Kirk, J. G. 2017, *Large-scale Cosmic-Ray Anisotropy as a Probe of Interstellar Turbulence*, *ApJ*, 835, 258 [18](#)
- [98] Gieles, M. & Portegies Zwart, S. F. 2011, *The distinction between star clusters and associations*, *MNRAS*, 410, L6 [34](#)

- [99] Gies, D. R. 1987, The Kinematical and Binary Properties of Association and Field O Stars, *ApJS*, 64, 545 [35](#)
- [100] Gloeckler, G. & Fisk, L. A. 2015, More Evidence that Voyager 1 Is Still in the Heliosphere, *ApJ*, 806, L27 [13](#)
- [101] Grasser, N., Ratzenböck, S., Alves, J., et al. 2021, The ρ Ophiuchi region revisited with Gaia EDR3. Two young populations, new members, and old impostors, *A&A*, 652, A2 [45](#)
- [102] Grenier, I. A., Black, J. H., & Strong, A. W. 2015, The Nine Lives of Cosmic Rays in Galaxies, *ARA&A*, 53, 199 [25](#)
- [103] Gupta, N. & Torres, D. F. 2014, $p\gamma$ interactions in Galactic jets as a plausible origin of the positron excess, *MNRAS*, 441, 3122 [16](#)
- [104] Gupta, S., Nath, B. B., Sharma, P., & Eichler, D. 2020, Realistic modelling of wind and supernovae shocks in star clusters : addressing $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$ and other problems in Galactic cosmic rays, *MNRAS*, 493, 3159 [38](#), [44](#)
- [105] H. E. S. S. Collaboration, Abdalla, H., Abramowski, A., et al. 2018, H.E.S.S. observations of RX J1713.7-3946 with improved angular and spectral resolution : Evidence for gamma-ray emission extending beyond the X-ray emitting shell, *A&A*, 612, A6 [28](#), [29](#), [46](#)
- [106] H. E. S. S. Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., et al. 2011, Revisiting the Westerlund 2 field with the HESS telescope array, *A&A*, 525, A46 [46](#)
- [107] H. E. S. S. Collaboration, Abramowski, A., Aharonian, F., et al. 2015, The exceptionally powerful TeV γ -ray emitters in the Large Magellanic Cloud, *Science*, 347, 406 [43](#), [46](#)
- [108] Haslam, C. G. T., Salter, C. J., Stoffel, H., & Wilson, W. E. 1982, A 408-MHZ All-Sky Continuum Survey. II. The Atlas of Contour Maps, *A&AS*, 47, 1 [25](#)
- [109] Hatchfield, H. P., Battersby, C., Keto, E., et al. 2020, CMZoom. II. Catalog of Compact Submillimeter Dust Continuum Sources in the Milky Way's Central Molecular Zone, *ApJS*, 251, 14 [33](#)
- [110] HESS Collaboration, Abramowski, A., Aharonian, F., et al. 2016, Acceleration of petaelectronvolt protons in the Galactic Centre, *Nature*, 531, 476 [46](#)
- [111] Hillas, A. M. 1984, The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays, *ARA&A*, 22, 425 [30](#)
- [112] Hillas, A. M. 2005, TOPICAL REVIEW : Can diffusive shock acceleration in supernova remnants account for high-energy galactic cosmic rays?, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 31, R95 [13](#), [14](#), [30](#)

- [113] Hillas, A. M. 2006, in *Journal of Physics Conference Series*, Vol. 47, *Journal of Physics Conference Series*, 168-177 [13](#)
- [114] Ho, W. C. G., Ng, C. Y., Lyne, A. G., et al. 2017, Multiwavelength monitoring and X-ray brightening of Be X-ray binary PSR J2032+4127/MT91 213 on its approach to periastron, *MNRAS*, 464, 1211 [50](#)
- [115] IceCube Collaboration. 2013, Evidence for High-Energy Extraterrestrial Neutrinos at the IceCube Detector, *Science*, 342, 1242856 [27](#)
- [116] Iroshnikov, P. S. 1964, Turbulence of a Conducting Fluid in a Strong Magnetic Field, *Soviet Ast.*, 7, 566 [20](#)
- [117] Janka, H.-T., Melson, T., & Summa, A. 2016, Physics of Core-Collapse Supernovae in Three Dimensions : A Sneak Preview, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 66, 341 [36](#)
- [118] Jogler, T. & Funk, S. 2016, Revealing W51C as a Cosmic Ray Source Using Fermi-LAT Data, *ApJ*, 816, 100 [28](#)
- [119] Joubaud, T., Grenier, I. A., Casandjian, J. M., Tolksdorf, T., & Schlickeiser, R. 2020, The cosmic-ray content of the Orion-Eridanus superbubble, *A&A*, 635, A96 [49](#)
- [120] Katsuta, J., Uchiyama, Y., & Funk, S. 2017, Extended Gamma-Ray Emission from the G25.0+0.0 Region : A Star-forming Region Powered by the Newly Found OB Association?, *ApJ*, 839, 129 [46](#)
- [121] Kaur, H., Sharma, S., Dewangan, L. K., et al. 2020, Unveiling the Physical Conditions in NGC 6910, *ApJ*, 896, 29 [50](#)
- [122] Kim, C.-G. & Ostriker, E. C. 2018, Numerical Simulations of Multiphase Winds and Fountains from Star-forming Galactic Disks. I. Solar Neighborhood TIGRESS Model, *ApJ*, 853, 173 [40](#)
- [123] Kim, C.-G., Ostriker, E. C., & Raileanu, R. 2017, Superbubbles in the Multiphase ISM and the Loading of Galactic Winds, *ApJ*, 834, 25 [39](#)
- [124] Kissmann, R. 2014, PICARD : A novel code for the Galactic Cosmic Ray propagation problem, *Astroparticle Physics*, 55, 37 [22](#)
- [125] Kissmann, R., Niederwanger, F., Reimer, O., & Strong, A. W. 2017, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1792, 6th International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy, 070011 [23](#)
- [126] Kissmann, R., Werner, M., Reimer, O., & Strong, A. W. 2015, Propagation in 3D spiral-arm cosmic-ray source distribution models and secondary particle production using PICARD, *Astroparticle Physics*, 70, 39 [23](#)

- [127] Kobayakawa, K., Honda, Y. S., & Samura, T. 2002, Acceleration by oblique shocks at supernova remnants and cosmic ray spectra around the knee region, *Phys. Rev. D*, 66, 083004 [13](#)
- [128] Könyves, V., André, P., Men'shchikov, A., et al. 2015, A census of dense cores in the Aquila cloud complex : SPIRE/PACS observations from the Herschel Gould Belt survey, *A&A*, 584, A91 [33](#)
- [129] Koo, B.-C. & McKee, C. F. 1992, Dynamics of Wind Bubbles and Superbubbles. I. Slow Winds and Fast Winds, *ApJ*, 388, 93 [37](#)
- [130] Kraichnan, R. H. 1965, Inertial-Range Spectrum of Hydromagnetic Turbulence, *Physics of Fluids*, 8, 1385 [20](#)
- [131] Krause, M., Fierlinger, K., Diehl, R., et al. 2013, Feedback by massive stars and the emergence of superbubbles. I. Energy efficiency and Vishniac instabilities, *A&A*, 550, A49 [38](#), [39](#)
- [132] Kroupa, P. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 228, *Dynamics of Star Clusters and the Milky Way*, ed. S. Deiters, B. Fuchs, A. Just, R. Spurzem, & R. Wielen, 187 [34](#), [50](#)
- [133] Krumholz, M. R., McKee, C. F., & Bland-Hawthorn, J. 2019, Star Clusters Across Cosmic Time, *ARA&A*, 57, 227 [34](#)
- [134] Lancaster, L., Ostriker, E. C., Kim, J.-G., & Kim, C.-G. 2021a, Efficiently Cooled Stellar Wind Bubbles in Turbulent Clouds. I. Fractal Theory and Application to Star-forming Clouds, *ApJ*, 914, 89 [38](#)
- [135] Lancaster, L., Ostriker, E. C., Kim, J.-G., & Kim, C.-G. 2021b, Efficiently Cooled Stellar Wind Bubbles in Turbulent Clouds. II. Validation of Theory with Hydrodynamic Simulations, *ApJ*, 914, 90 [38](#)
- [136] Leahy, D. A., Green, K., & Ranasinghe, S. 2013, X-ray and radio observations of the γ Cygni supernova remnant G78.2+2.1, *MNRAS*, 436, 968 [50](#)
- [137] Lingenfelter, R. E. 2018, Cosmic rays from supernova remnants and superbubbles, *Advances in Space Research*, 62, 2750 [50](#)
- [138] Lingenfelter, R. E. 2019, The Origin of Cosmic Rays : How Their Composition Defines Their Sources and Sites and the Processes of Their Mixing, Injection, and Acceleration, *ApJS*, 245, 30 [44](#)
- [139] Lipari, P. 2017, Interpretation of the cosmic ray positron and antiproton fluxes, *Phys. Rev. D*, 95, 063009 [16](#)
- [140] Liu, B., Yang, R.-z., & Aharonian, F. 2021, Nuclear de-excitation lines as a probe of low-energy cosmic rays, *A&A*, 646, A149 [27](#)

- [141] Liu, B., Yang, R.-z., & Chen, Z. 2022, Gamma-ray observation towards the young massive star cluster NGC 6618 in the M17 region, *MNRAS*, 513, 4747 [46](#)
- [142] Liu, B., Yang, R.-z., Sun, X.-n., Aharonian, F., & Chen, Y. 2019, The GeV Emission in the Field of the Star-forming Region W30 Revisited, *ApJ*, 881, 94 [46](#), [48](#)
- [143] Longair, M. S. 2011, *High Energy Astrophysics* [18](#), [19](#)
- [144] Lopez, L. A., Grefenstette, B. W., Auchettl, K., Madsen, K. K., & Castro, D. 2020, Evidence of Particle Acceleration in the Superbubble 30 Doradus C with NuSTAR, *ApJ*, 893, 144 [45](#)
- [145] Mac Low, M.-M. & McCray, R. 1988, Superbubbles in Disk Galaxies, *ApJ*, 324, 776 [39](#)
- [146] Mac Low, M.-M., McCray, R., & Norman, M. L. 1989, Superbubble Blowout Dynamics, *ApJ*, 337, 141 [40](#)
- [147] Marandon, V., Djannati-Atai, A., Terrier, R., et al. 2008, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1085, American Institute of Physics Conference Series, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, 320–323 [46](#)
- [148] Marsch, E. & Tu, C. Y. 1990, Spectral and spatial evolution of compressible turbulence in the inner solar wind, *J. Geophys. Res.*, 95, 11945 [20](#)
- [149] Matthews, J. H., Bell, A. R., Blundell, K. M., & Araudo, A. T. 2017, Amplification of perpendicular and parallel magnetic fields by cosmic ray currents, *MNRAS*, 469, 1849 [24](#)
- [150] Maurin, D. 2020, USINE : Semi-analytical models for Galactic cosmic-ray propagation, *Computer Physics Communications*, 247, 106942 [22](#)
- [151] Maurin, G., Marcowith, A., Komin, N., Krayzel, F., & Lamanna, G. 2016, Embedded star clusters as sources of high-energy cosmic rays . Modelling and constraints, *A&A*, 591, A71 [49](#)
- [152] McCray, R. & Kafatos, M. 1987, Supershells and Propagating Star Formation, *ApJ*, 317, 190 [38](#)
- [153] McEnery, J. & Amego Team. 2020, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 235, American Astronomical Society Meeting Abstracts #235, 372.15 [101](#)
- [154] Meyer, J.-P., Drury, L. O., & Ellison, D. C. 1997, Galactic Cosmic Rays from Supernova Remnants. I. A Cosmic-Ray Composition Controlled by Volatility and Mass-to-Charge Ratio, *ApJ*, 487, 182 [44](#)

- [155] Miller, G. E. & Scalo, J. M. 1979, The Initial Mass Function and Stellar Birthrate in the Solar Neighborhood, *ApJS*, 41, 513 [34](#)
- [156] Morlino, G., Blasi, P., Peretti, E., & Cristofari, P. 2021, Particle acceleration in winds of star clusters, *MNRAS*, 504, 6096 [41](#), [44](#), [62](#)
- [157] Murphy, R. P., Sasaki, M., Binns, W. R., et al. 2016, Galactic Cosmic Ray Origins and OB Associations : Evidence from SuperTIGER Observations of Elements $_{26}\text{Fe}$ through $_{40}\text{Zr}$, *ApJ*, 831, 148 [44](#)
- [158] Myers, P. C. 2009, Filamentary Structure of Star-forming Complexes, *ApJ*, 700, 1609 [33](#)
- [159] Nava, L., Recchia, S., Gabici, S., et al. 2019, Non-linear diffusion of cosmic rays escaping from supernova remnants - II. Hot ionized media, *MNRAS*, 484, 2684 [24](#)
- [160] Neronov, A., Malyshev, D., & Semikoz, D. V. 2017, Cosmic-ray spectrum in the local Galaxy, *A&A*, 606, A22 [13](#)
- [161] Neronov, A. & Meynet, G. 2016, Abundances of ^{59}Co and ^{59}Ni in the cosmic ray flux, *A&A*, 588, A86 [44](#)
- [162] Ntormousi, E., Dawson, J. R., Hennebelle, P., & Fierlinger, K. 2017, The role of magnetic fields in the structure and interaction of supershells, *A&A*, 599, A94 [39](#)
- [163] O’C. Drury, L., van der Swaluw, E., & Carroll, O. 2003, Particle acceleration in supernova remnants, the Bell-Lucek hypothesis and the cosmic ray “knee”, arXiv e-prints, astro [13](#)
- [164] Ohm, S., Hinton, J. A., & White, R. 2013, γ -ray emission from the Westerlund 1 region, *MNRAS*, 434, 2289 [46](#)
- [165] Orlando, E. 2018, Imprints of cosmic rays in multifrequency observations of the interstellar emission, *MNRAS*, 475, 2724 [30](#)
- [166] Orlando, E. 2019, Implications on spatial models of interstellar gamma-ray inverse-Compton emission from synchrotron emission studies in radio and microwaves, *Phys. Rev. D*, 99, 043007 [25](#)
- [167] Ortiz-León, G. N., Loinard, L., Dzib, S. A., et al. 2018, Gaia-DR2 Confirms VLBA Parallaxes in Ophiuchus, Serpens, and Aquila, *ApJ*, 869, L33 [45](#)
- [168] Parizot, E., Marcowith, A., van der Swaluw, E., Bykov, A. M., & Tatischeff, V. 2004, Superbubbles and energetic particles in the Galaxy. I. Collective effects of particle acceleration, *A&A*, 424, 747 [43](#)
- [169] Peretto, N., Fuller, G. A., André, P., et al. 2014, SDC13 infrared dark clouds : Longitudinally collapsing filaments?, *A&A*, 561, A83 [33](#)

- [170] Pierce-Price, D., Richer, J. S., Greaves, J. S., et al. 2000, A Deep Submillimeter Survey of the Galactic Center, *ApJ*, 545, L121 [33](#)
- [171] Portegies Zwart, S. F., McMillan, S. L. W., & Gieles, M. 2010, Young Massive Star Clusters, *ARA&A*, 48, 431 [34](#)
- [172] Porter, T. A., Jóhannesson, G., & Moskalenko, I. V. 2017, High-energy Gamma Rays from the Milky Way : Three-dimensional Spatial Models for the Cosmic-Ray and Radiation Field Densities in the Interstellar Medium, *ApJ*, 846, 67 [23](#)
- [173] Prantzos, N. 2012, On the origin and composition of Galactic cosmic rays, *A&A*, 538, A80 [44](#)
- [174] Prokhorov, D. A. & Colafrancesco, S. 2018, Testing spatial uniformity of the CR spectrum in the local ISM with γ -ray observations, *MNRAS*, 478, 2939 [13](#)
- [175] Putze, A., Derome, L., Maurin, D., Perotto, L., & Taillet, R. 2009, 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, 991 [22](#)
- [176] Rahman, M. & Murray, N. 2010, A New Sample of Very Massive Star Forming Complexes in the Spitzer Glimpse Survey, *ApJ*, 719, 1104 [45](#)
- [177] Ramírez Alegría, S., Herrero, A., Marín-Franch, A., et al. 2011, Near-infrared study of the stellar population of Sh2-152, *A&A*, 535, A8 [45](#)
- [178] Ramírez Alegría, S., Herrero, A., Rübke, K., et al. 2018, Identifying two groups of massive stars aligned in the $l\ 38^\circ$ Galactic direction, *A&A*, 614, A116 [45](#)
- [179] Recchia, S. & Gabici, S. 2018, Non-linear acceleration at supernova remnant shocks and the hardening in the cosmic ray spectrum, *MNRAS*, 474, L42 [29](#)
- [180] Remy, Q., Grenier, I. A., Marshall, D. J., & Casandjian, J. M. 2017, Cosmic rays, gas and dust in nearby anticentre clouds. I. CO-to-H₂ conversion factors and dust opacities, *A&A*, 601, A78 [60](#)
- [181] Rickard, M. J., Hainich, R., Hamann, W. R., et al. 2022, Stellar wind properties of the nearly complete sample of O stars in the low metallicity young star cluster NGC 346 in the SMC galaxy, *A&A*, 666, A189 [45](#)
- [182] Saha, L., Domínguez, A., Tibaldo, L., et al. 2020, Morphological and Spectral Study of 4FGL J1115.1-6118 in the Region of the Young Massive Stellar Cluster NGC 3603, *ApJ*, 897, 131 [46](#)
- [183] Salpeter, E. E. 1955, The Luminosity Function and Stellar Evolution., *ApJ*, 121, 161 [34](#)

- [184] Saral, G., Hora, J. L., Audard, M., et al. 2017, Young Stellar Objects in the Massive Star-forming Regions W51 and W43, *ApJ*, 839, 108 [45](#)
- [185] Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. 1992, New Grids of Stellar Models from 0.8-SOLAR-MASS to 120-SOLAR-MASSSES at $Z=0.020$ and $Z=0.001$, *A&AS*, 96, 269 [35](#)
- [186] Schlickeiser, R. 2002, *Cosmic Ray Astrophysics* [20](#), [21](#), [22](#)
- [187] Seo, J., Kang, H., & Ryu, D. 2018, The Contribution of Stellar Winds to Cosmic Ray Production, *Journal of Korean Astronomical Society*, 51, 37 [35](#), [36](#)
- [188] Serpico, P. 2015, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 34, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015), 9 [16](#)
- [189] Shuping, R. Y., Vacca, W. D., Kassis, M., & Yu, K. C. 2012, Spectral Classification of the Brightest Objects in the Galactic Star-forming Region W40, *AJ*, 144, 116 [45](#)
- [190] Sitnik, T. G., Egorov, O. V., Lozinskaya, T. A., et al. 2019, Star-forming regions at the periphery of the supershell surrounding the Cyg OB1 association - II. ISM kinematics and YSOs in the star cluster vdB 130 region, *MNRAS*, 486, 2449 [40](#)
- [191] Smith, R. J., Glover, S. C. O., Klessen, R. S., & Fuller, G. A. 2016, On the nature of star-forming filaments - II. Subfilaments and velocities, *MNRAS*, 455, 3640 [33](#)
- [192] Stone, E. C., Cummings, A. C., McDonald, F. B., et al. 2013, Voyager 1 Observes Low-Energy Galactic Cosmic Rays in a Region Depleted of Heliospheric Ions, *Science*, 341, 150 [13](#)
- [193] Strong, A. W., Bloemen, J. B. G. M., Dame, T. M., et al. 1988, The radial distribution of galactic gamma rays. IV. The whole galaxy., *A&A*, 207, 1 [23](#), [27](#)
- [194] Strong, A. W. & Moskalenko, I. V. 1998, Propagation of Cosmic-Ray Nucleons in the Galaxy, *ApJ*, 509, 212 [22](#)
- [195] Strong, A. W., Moskalenko, I. V., & Ptuskin, V. S. 2007, Cosmic-Ray Propagation and Interactions in the Galaxy, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 57, 285 [22](#)
- [196] Strong, A. W., Orlando, E., & Jaffe, T. R. 2011, The interstellar cosmic-ray electron spectrum from synchrotron radiation and direct measurements, *A&A*, 534, A54 [30](#)
- [197] Sukhbold, T., Ertl, T., Woosley, S. E., Brown, J. M., & Janka, H. T. 2016, Core-collapse Supernovae from 9 to 120 Solar Masses Based on Neutrino-powered Explosions, *ApJ*, 821, 38 [36](#)

- [198] Sun, X.-N., Yang, R.-Z., & Liang, E.-W. 2022, Diffuse GeV emission in the field of HESS J1912+101 revisited, *A&A*, 659, A83 [46](#)
- [199] Sun, X.-N., Yang, R.-Z., Liang, Y.-F., et al. 2020a, Diffuse γ -ray emission toward the massive star-forming region, W40, *A&A*, 639, A80 [46](#)
- [200] Sun, X.-N., Yang, R.-Z., & Wang, X.-Y. 2020b, Diffuse γ -ray emission from the vicinity of young massive star cluster RSGC 1, *MNRAS*, 494, 3405 [46](#)
- [201] Tanaka, K. E. I., Tan, J. C., Zhang, Y., & Hosokawa, T. 2018, The Impact of Feedback in Massive Star Formation. II. Lower Star Formation Efficiency at Lower Metallicity, *ApJ*, 861, 68 [40](#)
- [202] Tatischeff, V. & Gabici, S. 2018, Particle Acceleration by Supernova Shocks and Spallogenic Nucleosynthesis of Light Elements, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 68, 377 [15](#)
- [203] Tatischeff, V. & Kiener, J. 2004, γ -ray lines from cosmic-ray interactions with interstellar dust grains, *New A Rev.*, 48, 99 [27](#)
- [204] Tatischeff, V., Raymond, J. C., Duprat, J., Gabici, S., & Recchia, S. 2021, The origin of Galactic cosmic rays as revealed by their composition, *MNRAS*, 508, 1321 [44](#)
- [205] Thornbury, A. & Drury, L. O. 2014, Power requirements for cosmic ray propagation models involving re-acceleration and a comment on second-order Fermi acceleration theory, *MNRAS*, 442, 3010 [21](#)
- [206] Thoudam, S. & Hörandel, J. R. 2012, Nearby supernova remnants and the cosmic ray spectral hardening at high energies, *MNRAS*, 421, 1209 [14](#)
- [207] Thoudam, S., Rachen, J. P., van Vliet, A., et al. 2016, Cosmic-ray energy spectrum and composition up to the ankle : the case for a second Galactic component, *A&A*, 595, A33 [13](#)
- [208] Tibaldo, L., Gaggero, D., & Martin, P. 2021, Gamma Rays as Probes of Cosmic-Ray Propagation and Interactions in Galaxies, *Universe*, 7, 141 [24](#), [26](#)
- [209] Tolksdorf, T., Grenier, I. A., Joubaud, T., & Schlickeiser, R. 2019, Cosmic Rays in Superbubbles, *ApJ*, 879, 66 [42](#), [103](#)
- [210] Tomassetti, N. 2015, Cosmic-ray protons, nuclei, electrons, and antiparticles under a two-halo scenario of diffusive propagation, *Phys. Rev. D*, 92, 081301 [14](#)
- [211] Townsley, L. K., Broos, P. S., Feigelson, E. D., et al. 2006, A Chandra ACIS Study of 30 Doradus. I. Superbubbles and Supernova Remnants, *AJ*, 131, 2140 [39](#)

- [212] Trotta, R., Jóhannesson, G., Moskalenko, I. V., et al. 2011, Constraints on Cosmic-ray Propagation Models from A Global Bayesian Analysis, *ApJ*, 729, 106 [22](#)
- [213] Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., Tanaka, T., Takahashi, T., & Maeda, Y. 2007, Extremely fast acceleration of cosmic rays in a supernova remnant, *Nature*, 449, 576 [28](#)
- [214] Uyaniker, B., Fürst, E., Reich, W., Aschenbach, B., & Wielebinski, R. 2001, The Cygnus superbubble revisited, *A&A*, 371, 675 [50](#)
- [215] Vargas Álvarez, C. A., Kobulnicky, H. A., Bradley, D. R., et al. 2013, The Distance to the Massive Galactic Cluster Westerlund 2 from a Spectroscopic and HST Photometric Study, *AJ*, 145, 125 [45](#)
- [216] Vázquez-Semadeni, E., González-Samaniego, A., & Colín, P. 2017, Hierarchical star cluster assembly in globally collapsing molecular clouds, *MNRAS*, 467, 1313 [33](#)
- [217] Vázquez-Semadeni, E., Palau, A., Ballesteros-Paredes, J., Gómez, G. C., & Zamora-Avilés, M. 2019, Global hierarchical collapse in molecular clouds. Towards a comprehensive scenario, *MNRAS*, 490, 3061 [33](#)
- [218] Vieu, T., Gabici, S., Tatischeff, V., & Ravikularaman, S. 2022, Cosmic ray production in superbubbles, *MNRAS*, 512, 1275 [38](#), [39](#), [42](#), [43](#), [49](#)
- [219] Vink, J. 2012, Supernova remnants : the X-ray perspective, *A&A Rev.*, 20, 49 [28](#)
- [220] Wang, K., Zhang, H.-M., Liu, R.-Y., & Wang, X.-Y. 2022, Detection of Diffuse γ -Ray Emission toward a Massive Star-forming Region Hosting Wolf-Rayet Stars, *ApJ*, 935, 129 [46](#)
- [221] Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R. 1977, Interstellar bubbles. II. Structure and evolution., *ApJ*, 218, 377 [37](#), [38](#), [39](#), [62](#)
- [222] Wiedenbeck, M. E., Binns, W. R., Christian, E. R., et al. 1999, Constraints on the Time Delay between Nucleosynthesis and Cosmic-Ray Acceleration from Observations of ^{59}Ni and ^{59}Co , *ApJ*, 523, L61 [44](#)
- [223] Woosley, S. E. & Weaver, T. A. 1995, The Evolution and Explosion of Massive Stars. II. Explosive Hydrodynamics and Nucleosynthesis, *ApJS*, 101, 181 [28](#), [36](#)
- [224] Wright, N. J., Drake, J. J., Drew, J. E., & Vink, J. S. 2010, The Massive Star-Forming Region Cygnus OB2. II. Integrated Stellar Properties and the Star Formation History, *ApJ*, 713, 871 [50](#)

- [225] Wright, N. J., Drew, J. E., & Mohr-Smith, M. 2015, The massive star population of Cygnus OB2, MNRAS, 449, 741 [50](#)
- [226] Yan, H. & Lazarian, A. 2008, Cosmic-Ray Propagation : Nonlinear Diffusion Parallel and Perpendicular to Mean Magnetic Field, ApJ, 673, 942 [23](#), [24](#)
- [227] Yang, R.-z. & Aharonian, F. 2017, Diffuse γ -ray emission near the young massive cluster NGC 3603, A&A, 600, A107 [46](#)
- [228] Yang, R.-z., de Oña Wilhelmi, E., & Aharonian, F. 2018, Diffuse γ -ray emission in the vicinity of young star cluster Westerlund 2, A&A, 611, A77 [46](#)
- [229] Yang, R.-Z. & Wang, Y. 2020, The diffuse gamma-ray emission toward the Galactic mini starburst W43, A&A, 640, A60 [46](#)
- [230] Yoast-Hull, T. M., Gallagher, J. S., Halzen, F., Kheirandish, A., & Zweibel, E. G. 2017, Gamma-ray puzzle in Cygnus X : Implications for high-energy neutrinos, Phys. Rev. D, 96, 043011 [103](#)
- [231] Zatsepin, V. I. & Sokolskaya, N. V. 2006, Three component model of cosmic ray spectra from 10 GeV to 100 PeV, A&A, 458, 1 [14](#)
- [232] Zeidler, P., Nota, A., Grebel, E. K., et al. 2017, A High-resolution Multiband Survey of Westerlund 2 with the Hubble Space Telescope. III. The Present-day Stellar Mass Function, AJ, 153, 122 [45](#)
- [233] Zeidler, P., Sabbi, E., Nota, A., et al. 2015, A High-resolution Multiband Survey of Westerlund 2 with the Hubble Space Telescope. I. Is the Massive Star Cluster Double?, AJ, 150, 78 [45](#)
- [234] Zhang, H., Chepurnov, A., Yan, H., et al. 2020, Identification of plasma modes in Galactic turbulence with synchrotron polarization, Nature Astronomy, 4, 1001 [24](#)
- [235] Zweibel, E. G. 1979, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 56, Particle Acceleration Mechanisms in Astrophysics, ed. J. Arons, C. McKee, & C. Max, 319-328 [24](#)

