

# Sommaire

INTRODUCTION	1
<b>PARTIE 1 : CONTEXTE ASTROPHYSIQUE</b>	<b>5</b>
<b>1 Observations de l'émission d'annihilation <math>e^+e^-</math></b>	<b>7</b>
1.1 De la découverte du positron à 2002	7
1.1.1 Découverte du positron	7
1.1.2 Premières observations galactiques de la raie d'annihilation $e^+e^-$	9
1.2 Depuis 2002 avec INTEGRAL	12
1.2.1 Imagerie de l'émission à 511 keV	12
1.2.2 Spectroscopie de l'émission à 511 keV	15
1.3 Observations du continuum au MeV	17
1.4 Bilan	20
<b>2 Vie et mort des positrons galactiques</b>	<b>23</b>
2.1 Sources des positrons	23
2.1.1 Décroissance $\beta^+$ de noyaux radioactifs	23
2.1.1.1 Les étoiles massives	24
2.1.1.2 Les supernovae de type Ia	29
2.1.1.3 Autres sources $\beta^+$	32
2.1.2 Processus d'interactions de haute énergie	34
2.1.2.1 Interaction du rayonnement cosmique avec le milieu interstellaire	34
2.1.2.2 Production de paires $e^+e^-$ au niveau des objets compacts	36
2.1.2.3 Le trou noir supermassif Sgr A*	39
2.1.3 La matière noire légère	41
2.2 Propagation et interactions des positrons	44
2.2.1 Modes de propagation	45
2.2.1.1 Diffusion sur les ondes magnétohydrodynamiques	47
2.2.1.2 Transport collisionnel	49
2.2.2 Pertes en énergie	52
2.3 Annihilation des positrons	55
2.4 Vue d'ensemble	57
<b>PARTIE 2 : MODÉLISATION</b>	<b>59</b>
<b>3 Modélisation du transport des positrons dans la Galaxie</b>	<b>61</b>
3.1 État de l'art et motivations	61

3.2	Algorithme du code Monte Carlo . . . . .	64
3.3	Modélisation des ingrédients Galactiques . . . . .	72
3.3.1	Champs magnétiques Galactiques . . . . .	72
3.3.1.1	Champ magnétique régulier du disque . . . . .	73
3.3.1.2	Champ magnétique régulier du halo . . . . .	79
3.3.1.3	Champ magnétique turbulent . . . . .	83
3.3.2	Le milieu interstellaire gazeux . . . . .	86
3.3.2.1	Distributions spatiales du gaz interstellaire . . . . .	87
3.3.2.2	Modélisation des phases du milieu interstellaire . . . . .	98
3.3.3	Distributions spatiales et énergétiques des sources de positrons . . . . .	107
3.3.3.1	Les étoiles massives . . . . .	107
3.3.3.2	Les supernovae de type Ia . . . . .	109
3.4	Modélisation de l'émission à 511 keV . . . . .	114
<b>PARTIE 3 : APPLICATION DU MODÈLE</b>		<b>123</b>
4	Propagation et annihilation des positrons de la radioactivité $\beta^+$	125
<b>CONCLUSION</b>		<b>141</b>
<b>ANNEXE</b>		<b>149</b>
<b>Publication : Galactic annihilation emission from nucleosynthesis positrons</b>		<b>151</b>
<b>RÉFÉRENCES</b>		<b>167</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>169</b>
<b>Résumé/Abstract</b>		<b>196</b>

# INTRODUCTION



# Introduction générale

En découvrant le positron au début des années 1930, Paul Dirac et Carl Anderson ne se doutèrent pas que cette particule, qui est accessoirement l'anti-particule de l'électron, allait se trouver presque un siècle plus tard au coeur de l'une des plus grandes énigmes de l'astrophysique moderne. L'origine de cette énigme réside dans la découverte aux débuts des années 1970 d'une émission extra-terrestre à 511 keV dans la direction du centre Galactique, émission qui caractérise l'annihilation de nombreuses paires électron-positron. L'existence de cette émission fut par la suite confirmée par de nombreux télescopes de détection du rayonnement gamma et ce, jusqu'au début des années 2000 avec le lancement de la mission satellitaire INTEGRAL. Le mystère dans cette détection repose sur l'origine des positrons qui sont responsables de cette émission. Presque un demi-siècle après sa découverte, personne ne peut prétendre connaître la source de ces positrons galactiques.

Les positrons sont des particules d'antimatière qui sont très (voire très très très...) rares au sein de notre Univers. D'après la théorie du Big Bang, la matière (qui nous compose) et l'antimatière auraient été produites en quantités égales à la naissance de l'Univers. Cependant, un processus encore indéterminé aurait fait «disparaître» l'antimatière pour construire un Univers uniquement de matière. Il existe cependant divers processus naturels capables de produire de l'antimatière et en particulier des positrons au sein de notre Galaxie. Bon nombre de ces processus ont été proposés dans le but d'expliquer l'émission d'annihilation galactique : les décroissances radioactives  $\beta^+$  d'isotopes instables produits par la nucléosynthèse explosive (dans les phénomènes de supernovae, sursauts  $\gamma$ , hypernovae) et hydrostatique (au sein des étoiles massives) ; les interactions du rayonnement cosmique avec la matière interstellaire ; les interactions des photons de hautes énergies aux environs des objets compacts tels que les trous noirs ou les étoiles à neutrons ; etc.

Tous ces processus ont cependant dû faire face à un problème de poids : leurs distributions spatiales galactiques ne reflètent en rien la distribution spatiale de l'émission d'annihilation à 511 keV. Depuis 2002, le spectromètre SPI à bord d'INTEGRAL a permis de caractériser spatialement l'émission d'annihilation avec une résolution jamais atteinte jusqu'à présent. Ses observations indiquent que l'émission est fortement concentrée dans le bulbe Galactique et que le disque Galactique contribue faiblement à cette émission. Cette distribution spatiale est totalement atypique par le fait qu'elle ne ressemble à aucune distribution galactique connue, que ce soit d'une population stellaire ou d'un gaz interstellaire. Cette curieuse distribution redonna du poids à certaines sources exotiques de positrons telles que certains modèles de matière noire qui ont l'avantage d'être principalement distribués dans le centre Galactique.

Ce problème morphologique auquel font face les sources dites classiques n'est pertinent que dans le cas où l'on suppose que les positrons s'annihilent à proximité de leur source. Jusqu'au milieu des années 2000, la propagation des positrons n'avait étrangement jamais été envisagée. Pourtant, sa prise en considération pourrait changer la donne. En supposant que les positrons puissent se propager loin de leur site de production, la distribution spatiale de leur émission d'anni-

hilation ne reflèterait plus la distribution spatiale de leur source et ainsi, l'émission d'annihilation observée pourrait peut-être se voir expliquée par une ou plusieurs sources conventionnelles. Cependant, les modes de propagation des positrons sont plutôt mal connus. De plus, le milieu avec lequel les positrons vont interagir lors de leur propagation, le milieu interstellaire, est lui aussi soumis à de nombreuses incertitudes. Pour essayer d'interpréter les observations en invoquant la propagation des positrons, il est primordial avant toute chose de connaître et de comprendre tous ces éléments qui peuvent avoir un impact sur la morphologie de l'émission d'annihilation.

Cette thèse a été consacrée à modéliser la propagation puis l'annihilation des positrons dans la Galaxie dans le but d'interpréter les observations. Dans un premier temps, elle a donc consisté à la compilation des connaissances théoriques et/ou observationnelles sur l'origine, la propagation et l'annihilation des positrons ainsi que le contenu interstellaire de la Galaxie, contenu qui gouverne la propagation et l'annihilation des positrons. Dans un second temps, tous ces éléments ont été implémentés dans un code de simulation Monte Carlo qui permet ainsi de modéliser le transport et l'annihilation des positrons dans la Galaxie. Ce code a ensuite permis de simuler la distribution spatiale de l'émission d'annihilation associée à plusieurs sources de positrons. Enfin, on a comparé ces modèles spatiaux d'émission aux observations de SPI/INTEGRAL dans le but de distinguer la source responsable de l'émission d'annihilation.

La première partie de ce manuscrit présente l'état de l'art observationnel et théorique de l'émission d'annihilation et de la physique des positrons de manière générale. Dans un premier temps, nous donnons un rappel historique sur l'évolution de l'observation de l'émission d'annihilation depuis sa découverte, avant de décrire plus précisément les résultats dérivés des observations de SPI/INTEGRAL, la dernière mission en date dédiée à l'observation de la raie d'annihilation à 511 keV. Dans un second temps, nous donnons un résumé détaillé de la connaissance théorique et observationnelle qui entoure la vie et la mort d'un positron. Nous présentons ses différentes sources galactiques, puis ses modes théoriques de transport avant de discuter de ses processus d'interaction avec la matière et de ses canaux d'annihilation.

La deuxième partie décrit le modèle Monte Carlo de propagation qui a été développé pour cette thèse. Un algorithme détaillé du code de propagation est présenté dans un premiers temps, avant de décrire tous les ingrédients galactiques qui ont été implémentés numériquement pour rendre compte d'une Galaxie «réaliste» : champs magnétiques galactiques, distributions du gaz interstellaire, distributions des sources, etc. Cette partie se clôt par la description de notre modélisation des distributions spatiales et spectrales de l'émission d'annihilation qui peuvent être extraites des simulations.

La troisième et dernière partie présente une application du code qui vient d'être présenté. Ce code a été appliqué pour l'étude de la propagation et de l'émission d'annihilation des positrons produits dans un régime stationnaire par la décroissance  $\beta^+$  de l' $^{26}\text{Al}$ , du  $^{44}\text{Ti}$  et du  $^{56}\text{Ni}$ . Les modèles d'émissions d'annihilation associés à ces positrons sont présentés puis comparés aux données observationnelles de SPI/INTEGRAL à l'aide d'une méthode d'ajustement de modèle. Ces comparaisons permettent ensuite de discuter de la contribution de ces sources à l'émission d'annihilation observée. Enfin, une brève étude sur l'émission d'annihilation provenant d'une source transitoire au centre de la Galaxie est présentée. Toute l'étude de cette troisième partie a fait l'objet d'une publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics*.

**Rapport-Gratuit.com**

**PARTIE 1 :**

**CONTEXTE ASTROPHYSIQUE**



# Chapitre 1

## Observations de l'émission d'annihilation $e^+e^-$

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>De la découverte du positron à 2002</b>	<b>7</b>
1.1.1	Découverte du positron	7
1.1.2	Premières observations galactiques de la raie d'annihilation $e^+e^-$	9
<b>1.2</b>	<b>Depuis 2002 avec INTEGRAL</b>	<b>12</b>
1.2.1	Imagerie de l'émission à 511 keV	12
1.2.2	Spectroscopie de l'émission à 511 keV	15
<b>1.3</b>	<b>Observations du continuum au MeV</b>	<b>17</b>
<b>1.4</b>	<b>Bilan</b>	<b>20</b>

---

## 1.1 De la découverte du positron à 2002

### 1.1.1 Découverte du positron

Au début des années 1930, les travaux de Paul Dirac mènent à la publication d'un article dans lequel il prédit théoriquement l'existence d'une particule de masse similaire à celle de l'électron mais avec une charge positive (Dirac 1931). Il nomma celle-ci l'*anti-électron*. Il affirma aussi que l'on devrait trouver peu d'*anti-électrons* dans la nature car ceux-ci devraient s'annihiler très rapidement et mutuellement avec les électrons qui nous entourent. Un an avant la publication de cet article fondateur, il calcula même la section efficace d'annihilation entre ces deux particules (Dirac 1930a) sans avoir même encore évoqué l'existence à part entière de l'*anti-électron*. En effet, dans ses premiers travaux, Dirac suggérait que l'électron chargé positivement, qu'il avait trouvé comme solution à ses propres équations de mécanique quantique relativiste, pouvait être simplement le proton (Dirac 1930b). Mais de nombreux théoriciens de l'époque comme Oppenheimer (1930) et Tamm (1930) soutinrent que cette solution était physiquement impossible car cela rendrait instable les atomes. Dirac fut convaincu par cet argument et révisa sa théorie pour parler donc d'*anti-électron*.

Le 2 août 1932, Carl David Anderson découvrit expérimentalement le positron à l'aide d'une chambre à brouillard plongée dans un champ magnétique (Anderson 1932). Alors qu'il étudiait les particules du rayonnement cosmique, il observa une trace qui correspondait à une particule de masse équivalente à celle de l'électron mais avec une charge positive (voir Figure 1.1). Il nomma

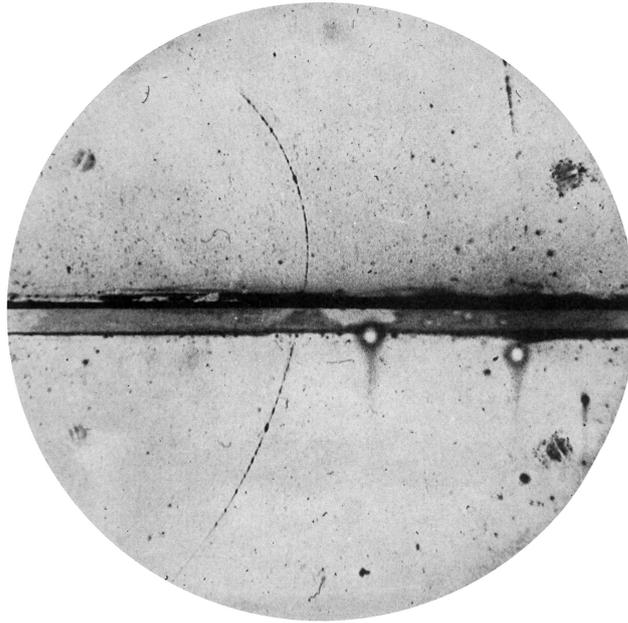


FIGURE 1.1 – Photographie de l’une des premières détections du positron au sein d’une chambre à brouillard par [Anderson \(1932\)](#). La courbe fine est la trace du passage d’un positron. La large bande horizontale est une plaque de plomb de 6 mm. Celle-ci permet de faire perdre de l’énergie au positron lorsque celui-ci la traverse et ainsi, le sens du parcours du positron peut être déduit en observant les rayons de courbure de la trajectoire avant et après la plaque de plomb. Ici, le positron a traversé du bas vers le haut.

cette particule le *positron* sans toutefois faire l’analogie avec la prédiction théorique de Dirac. Cette découverte fut la première preuve de l’existence de l’antimatière. Elle fut confirmée un an plus tard par [Blackett et Occhialini \(1933\)](#) qui montrèrent aussi qu’un positron et un électron pouvaient être créés durant un processus de collision. Ils mirent donc en évidence le phénomène de création de paire à partir d’un photon de haute énergie. Un an plus tard, [Klempner \(1934\)](#) découvrit expérimentalement la raie gamma d’annihilation  $e^+/e^-$  à 511 keV, processus inverse de la création de paire  $e^+/e^-$ , montrant ainsi que le positron est bien l’antiparticule de l’électron. Cette raie gamma correspond à l’annihilation directe d’un électron avec un positron pour donner naissance à deux photons  $\gamma$  à 511 keV dans le repère du centre de masse de la collision. Il existe un second mode d’annihilation d’un positron avec un électron : l’annihilation via la formation de Positronium. Le Positronium est l’état lié instable d’un positron avec un électron et fut prédit théoriquement en 1934 par [Mohorovicic](#) et découvert expérimentalement en 1951 par [Deutsch \(1951\)](#). Le Positronium décroît très rapidement pour donner naissance soit à deux photons à 511 keV (= énergie de masse au repos du positron/électron) soit à trois photons dont l’énergie totalise 1022 keV. Dans le premier cas, il donne donc naissance à une raie à 511 keV et dans le second, il donne naissance à un continuum en énergie compris entre 0 et 511 keV. La distribution en énergie des photons de ce continuum a été calculée par [Ore et Powell \(1949\)](#). Nous reviendrons plus en détails sur ces modes d’annihilation dans le chapitre 2.

Jusqu’au début des années 1970, tous les positrons observés étaient d’origine terrestre. Ils étaient observés soit (a) grâce aux interactions inélastiques entre les molécules atmosphériques et le rayonnement cosmique, ce flux de particules chargées et hautement énergétiques qui frappent l’atmosphère de la Terre, soit (b) à l’aide de la décroissance  $\beta^+$  d’isotopes radioactifs terrestres (voir par exemple les travaux de [Joliot et Curie 1934](#)). C’est le lancement d’une série de télescopes sous ballon stratosphérique, à partir de 1970, qui permit de détecter une signature d’origine

Galactique de la raie d'annihilation  $e^+/e^-$  et révéla donc, a fortiori, l'existence de positrons au sein de notre Galaxie.

### 1.1.2 Premières observations galactiques de la raie d'annihilation $e^+e^-$

Dans cette section, je vais évoquer uniquement une sélection d'observations majeures. Pour un historique plus exhaustif, je conseille au lecteur de se reporter à la revue de [Prantzos \*et al.\* \(2011\)](#).

En 1972, [Johnson \*et al.\*](#) détectèrent pour la première fois une raie gamma extra-terrestre en direction du centre Galactique. Cette raie se situait à  $476 \pm 26$  keV et fut observée à l'aide d'un scintillateur NaI placé au sein d'un ballon stratosphérique. En 1975, [Haymes \*et al.\*](#) réévaluèrent les caractéristiques spectrales de cette raie à  $530 \pm 10$  keV. Ils mesurèrent un flux de la raie environ deux fois plus faible ( $0.8 \pm 0.23 \times 10^{-3}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$ ) que celui de [Johnson \*et al.\* \(1972\)](#) ( $1.8 \pm 0.5 \times 10^{-3}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$ ). Bien que l'incertitude à  $1\sigma$  ne recouvrait pas la raie à 511 keV, les auteurs précédemment cités avancèrent que la raie d'annihilation  $e^+/e^-$  était la possible origine de cette raie gamma. Cependant, ils préférèrent suggérer que cette raie était probablement issue de la décroissance d'un isotope radioactif encore inconnue.

L'utilisation d'un détecteur Ge (à très bonne résolution spectrale) dans un ballon stratosphérique permit à [Leventhal \*et al.\* \(1978\)](#) d'affirmer sans ambiguïté que la raie observée dans la direction du centre Galactique était bel et bien la raie d'annihilation  $e^+/e^-$  à 511 keV. La raie détectée était quasiment centrée sur 511 keV ( $510.7 \pm 0.5$  keV) et non élargie. Sa largeur à mi-hauteur (FWHM pour *full width at half maximum*) était inférieure à 3.2 keV. Le flux mesuré de cette raie était de  $(1.2 \pm 0.2) \times 10^{-3}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$ .

En 1981, à l'aide du satellite *High Energy Astrophysics Observatory* (HEAO-3), [Riegler \*et al.\*](#) montrèrent une variabilité significative du signal galactique à 511 keV<sup>1</sup>. En effet, entre deux campagnes d'observations successives (septembre 1979 et avril 1980) du centre Galactique, la mesure du flux à 511 keV chuta de manière significative ( $1.85 \pm 0.21 \times 10^{-3}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$  puis  $0.65 \pm 0.27 \times 10^{-3}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$ ). [Riegler \*et al.\* \(1981\)](#) suggérèrent que l'émission d'annihilation pourrait provenir d'un point source compact et variable. Une grande partie de la communauté soutiendra cette possibilité ([Lingenfelter \*et al.\* 1981](#), [Burns 1983](#), [Leventhal \*et al.\* 1986](#)) en évoquant principalement un trou noir massif dans le parsec central de notre Galaxie (« *la variabilité du signal provenant soit d'un changement dans le taux d'accrétion du trou noir ou bien d'un changement dans la dynamique entre le faisceau de positrons émis et un nuage* » sur la ligne de visée Terre-centre Galactique, d'après [Leventhal \*et al.\* 1986](#)). La présence d'un tel objet astrophysique au centre de notre Galaxie n'était pas encore formellement établie à cette époque. Cette variabilité fut aussi montrée par des missions ballons au cours des années 1980 (p. ex. [Leventhal \*et al.\* 1986](#)).

[Share \*et al.\* \(1988; 1990\)](#) réprouvèrent rapidement la variabilité de l'émission d'annihilation. En utilisant le *Gamma Ray Imaging Spectrometer* (GRS) à bord du satellite *Solar Maximum Mission* (SMM) lancé en 1980, ces auteurs montrèrent que la variation d'une année sur l'autre du flux mesuré à 511 keV était inférieure à 30% (entre 1980 et 1988). Le grand champ de vue de GRS ( $\sim 130^\circ$ ) leur permit de suggérer que l'émission d'annihilation était probablement une émission diffuse et étendue. Ce que ne pouvait voir les missions ballons prônant la variabilité de l'émission à 511 keV qui ont un faible champ de vue. Quant à la variabilité détectée par le satellite HEAO-3, [Mahoney \*et al.\* \(1994\)](#) découvrit que les résultats de [Riegler \*et al.\* \(1981\)](#) étaient entachés d'erreurs systématiques. Après une réanalyse de ses données, [Mahoney \*et al.\*](#) trouvèrent un flux de  $(1.25 \pm 0.18) \times 10^{-3}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$  pour septembre 1979 et un flux de  $(0.99 \pm 0.18) \times 10^{-3}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$

1. Celle-ci s'observait déjà avec les différentes missions ballons évoquées dans les paragraphes précédents.

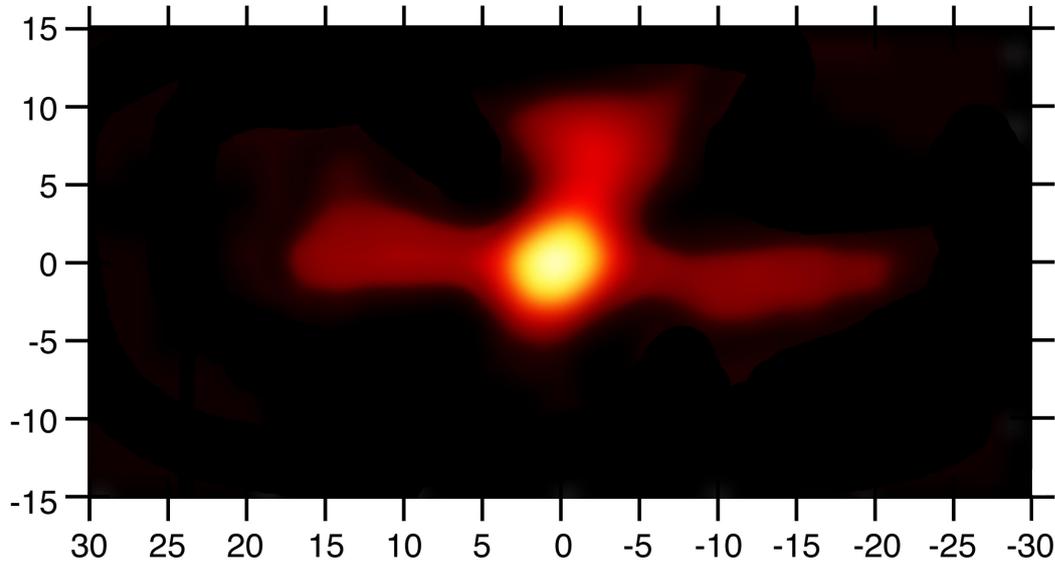


FIGURE 1.2 – Distribution spatiale de l'émission d'annihilation à 511 keV obtenue à partir des premières données de OSSE/CGRO combinées avec celles de SMM/GRS et TGRS/WIND (Purcell *et al.* 1997). L'axe horizontale représente la longitude Galactique en degré tandis que l'axe verticale représente la latitude Galactique en degré. Cette distribution a été obtenue en utilisant un algorithme de reconstruction d'image appelé *Single value decomposition*.

pour avril 1980. Cependant, l'hypothèse d'une source variable de positrons, au centre Galactique, réapparut en 1991 avec l'observation d'une source ponctuelle : le candidat trou noir 1E 1740.7-2924. Cette source fut observée par l'imageur  $\gamma$  SIGMA sur le satellite soviétique GRANAT. Bouchet *et al.* (1991) et Sunyaev *et al.* (1991) montrèrent que SIGMA détecta une raie transitoire autour de 500 keV qu'ils assimilèrent à l'annihilation de positrons avec des électrons au voisinage de la source. De par sa position proche du centre Galactique et son alignement avec un nuage moléculaire, Ramaty *et al.* (1992) pensait retrouver là la source compacte et variable des positrons Galactiques observée depuis 1972. Mais tous ces résultats furent rejetés. La raie observée ne put être réobservée par SIGMA/GRANAT (Malet *et al.* 1995) ainsi que par les instruments OSSE (Jung *et al.* 1995) et BATSE (Smith *et al.* 1996) du satellite *Compton Gamma-Ray Observatory* (CGRO) lancé en 1991. L'émission d'annihilation Galactique n'était donc pas variable mais stationnaire et la source des positrons Galactiques restait donc inconnue au début des années 1990.

Le lancement de l'*Oriented Scintillation Spectrometer Experiment* (OSSE) à bord de l'observatoire CGRO fut une étape majeure dans l'observation de l'émission d'annihilation. L'OSSE est le premier instrument à posséder des capacités d'imagerie à 511 keV. Il est constitué de quatre détecteurs en CsI(Tl) recouverts par un collimateur en tungstène lui conférant un champ de vue de ( $3.8^\circ \times 11.4^\circ$ ). Cette étape fut importante car l'on pensait que la connaissance de la distribution spatiale de l'émission à 511 keV allait pouvoir nous permettre de déterminer la source des positrons Galactiques. En 1994, Purcell *et al.*, avec les premières données d'OSSE, confirmèrent que l'émission d'annihilation était étendue en rejetant l'hypothèse d'une source ponctuelle. Ils confirmèrent aussi la stationnarité du signal à 511 keV en ne trouvant pas de variation significative du signal dans la direction du centre Galactique. La première carte à 511 keV de la région centrale Galactique fut obtenue par Purcell *et al.* (1997). Ces auteurs combinèrent les données de SMM, OSSE et TGRS (*Transient Gamma-Ray Spectrometer*) pour dériver cette carte. Celle-ci est pré-

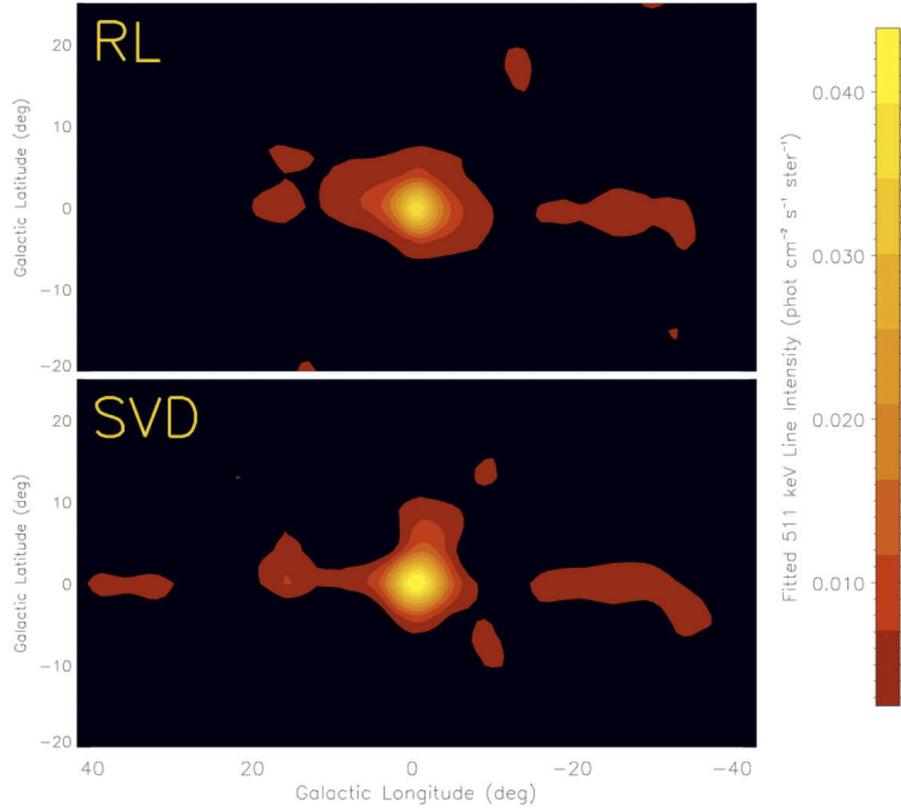


FIGURE 1.3 – Distribution spatiale de l'émission d'annihilation à 511 keV obtenue à partir des données de OSSE, TGRS et SMM (d'après Milne 2006). L'image du haut a été obtenue avec l'algorithme *Richardson-Lucy* (RL) et celle du bas par l'algorithme *Single Value Decomposition* (SVD).

sentée sur la Figure 1.2. On y distingue une émission provenant du disque Galactique superposée à celle d'un bulbe central. On y observe aussi une étrange composante qui fut nommée le *Positive-Latitude Enhancement* (PLE). Le PLE est situé juste au dessus du centre Galactique et a pour longitude Galactique  $l \sim -2^\circ$  et pour latitude Galactique  $b \sim 12^\circ$ . Purcell *et al.* (1997) modélisèrent cette distribution spatiale par trois composantes géométriques simples. Le bulbe central fut modélisé par une distribution Gaussienne circulaire à deux dimensions de FWHM  $\sim 4^\circ$ , centré en  $(l, b) = (0^\circ, 0^\circ)$  avec un flux à 511 keV  $\simeq 3.3 \times 10^{-4}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$ . L'émission du disque fut modélisée par une distribution homogène avec une extension de  $\sim 30^\circ$  en longitude avec un profil Gaussien en latitude de FWHM  $\sim 12^\circ$ . Le flux associée à cette composante était de  $\simeq 1 \times 10^{-3}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$ . Enfin, le PLE fut modélisé par une distribution Gaussienne circulaire à deux dimensions de FWHM  $\sim 16^\circ$ , centré en  $(l, b) = (-2^\circ, 12^\circ)$  avec un flux à 511 keV  $\simeq 9 \times 10^{-4}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$ .

Au début des années 2000, la mise à jour des données de OSSE permit de revoir la modélisation de Purcell *et al.* (1997). De nombreux auteurs (Kinzer *et al.* 2001, Milne *et al.* 2001, Milne *et al.* 2001; 2002) reportèrent que l'émission provenait principalement d'un bulbe central étendu et d'un disque (voir Figure 1.3). Milne *et al.* (2001) montrèrent que le PLE n'apparaissait plus dans l'émission du continuum Positronium et apparaissait à des valeurs en flux  $\sim 9$  fois plus faible dans l'émission à 511 keV. Kinzer *et al.* (2001) et Milne *et al.* (2002) reportèrent plusieurs familles de modèles « bulbe-disque » qui pouvaient s'ajuster convenablement aux données. En fonction du modèle choisi, le ratio entre le flux à 511 keV du bulbe et du disque (ratio B/D) pourrait se situer entre 0.2 et 3.3. Concernant le taux d'annihilation de positrons dans la Galaxie, celui-ci pourrait se trouver entre  $3.1$  et  $4.2 \times 10^{43}$  e $^+$  s $^{-1}$ . Les données de OSSE/CGRO ne contraignèrent donc

pas très bien la morphologie et l'intensité relative du bulbe et du disque. Il n'était donc pas aisé de conclure catégoriquement sur la source des positrons responsables de l'émission Galactique à 511 keV.

Concernant la spectroscopie à la fin des années 1990, le détecteur Ge TGRS à bord du satellite WIND permit de fournir le spectre le mieux résolu jusqu'à présent (Harris *et al.* 1998). La raie détectée à 511 keV était située à  $(510.98 \pm 0.14)$  keV avec une largeur de  $(1.81 \pm 0.68)$  keV et son flux était de  $1.07_{-0.13}^{+0.1} \times 10^{-3}$  ph cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>. Avec la mesure du continuum ortho-Ps, Harris *et al.* en déduisirent une fraction de Positronium de  $0.94 \pm 0.04$ . Quelques années auparavant, Kinzer *et al.* (1996) déduisirent une fraction de Positronium de  $0.97 \pm 0.03$  avec des données OSSE/CGRO (voir la section 1.2.2 pour la définition de la fraction de Positronium).

## 1.2 Depuis 2002 avec INTEGRAL

L'observatoire spatial *International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory* (INTEGRAL) de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) a été lancé en octobre 2002 dans le but de réaliser de l'imagerie et de la spectroscopie fine de sources  $\gamma$  célestes. L'un des objectifs majeurs d'INTEGRAL est d'étudier : (1) la nucléosynthèse stellaire par la détection, la cartographie et la spectroscopie d'objets astrophysiques ou de structures émettrices de rayons  $\gamma$  et (2) la raie d'annihilation  $e^+/e^-$  Galactique (Winkler *et al.* 2003). C'est pour cela que se trouve à son bord (aux côtés de trois autres instruments) le *Spectrometer onboard INTEGRAL* (SPI ; pour obtenir plus d'informations sur INTEGRAL et les autres instruments, je recommande au lecteur de lire Winkler *et al.* 2003 et le travail de thèse de Lonjou 2005). Je résume dans le paragraphe suivant les caractéristiques importantes de SPI. Pour une description exhaustive, je recommande au lecteur de se référer à Vedrenne *et al.* (2003), Lonjou (2005) et Martin (2008).

SPI est un spectro-imager  $\gamma$  optimisé pour la spectroscopie de très haute résolution dans la gamme 20 keV–8 MeV. Son plan de détection est constitué de 19 détecteurs germanium haute-pureté (représentant une surface collectrice de 508 cm<sup>2</sup>) entouré d'un blindage actif (système d'anti-coïncidence en BGO) permettant de réduire le bruit de fond dû à l'interaction du rayonnement cosmique avec les détecteurs en Ge et les éléments du satellite entourant ceux-ci. La matrice de détecteurs est surmontée par un masque codé, constitué d'une mosaïque d'éléments opaques en tungstène et d'éléments transparents, conférant à l'instrument des capacités d'imagerie. Avec ce dispositif, SPI possède un champ de vue de  $\sim 16^\circ$ , idéal pour l'observation des émissions diffuses, et une résolution angulaire de  $\sim (2.5-3)^\circ$ , résolution bien supérieure à celle d'OSSE/CGRO. Ces caractéristiques instrumentales permettent donc de cartographier, avec une résolution sans précédent, l'émission d'annihilation Galactique  $e^+/e^-$ . La très bonne résolution spectrale de 2.1 keV à 511 keV, combinée avec ces capacités d'imagerie, vont donc permettre d'étudier finement le spectre d'annihilation pour différentes régions Galactiques.

Dans cette section, je présente les avancées majeures qui ont été réalisées par SPI/INTEGRAL concernant l'imagerie puis la spectroscopie de l'émission d'annihilation à 511 keV.

### 1.2.1 Imagerie de l'émission à 511 keV

Avec seulement deux mois de données de SPI/INTEGRAL, Jean *et al.* (2003) et Knödlseeder *et al.* (2003) confirmèrent très rapidement la forte émission provenant du centre Galactique. Knödlseeder *et al.* utilisèrent un algorithme de Richardson-Lucy qui permet de déconvoluer les données brutes de SPI pour en obtenir une distribution spatiale en intensité. Cet algorithme fut déjà appliqué avec succès aux données d'OSSE/CGRO pour cartographier l'émission à 511 keV

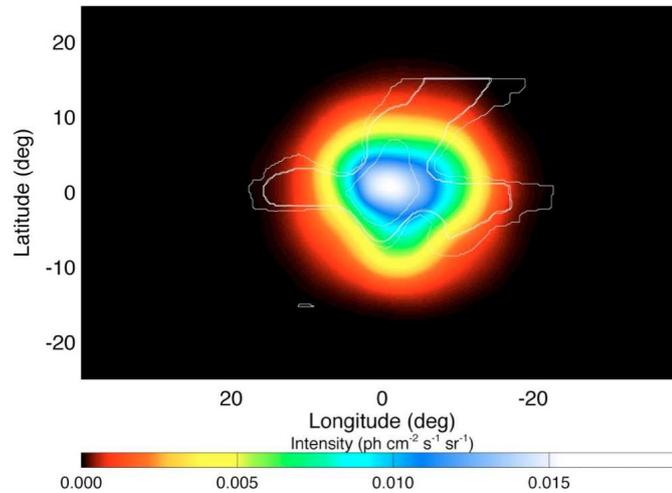
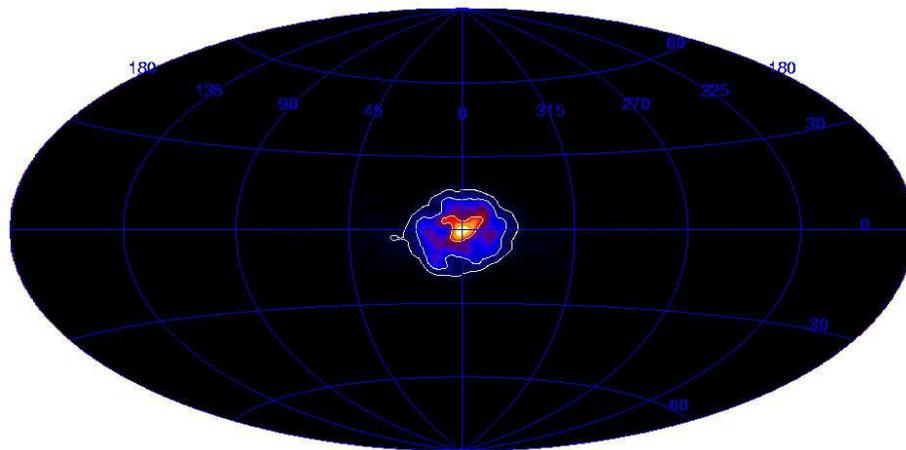
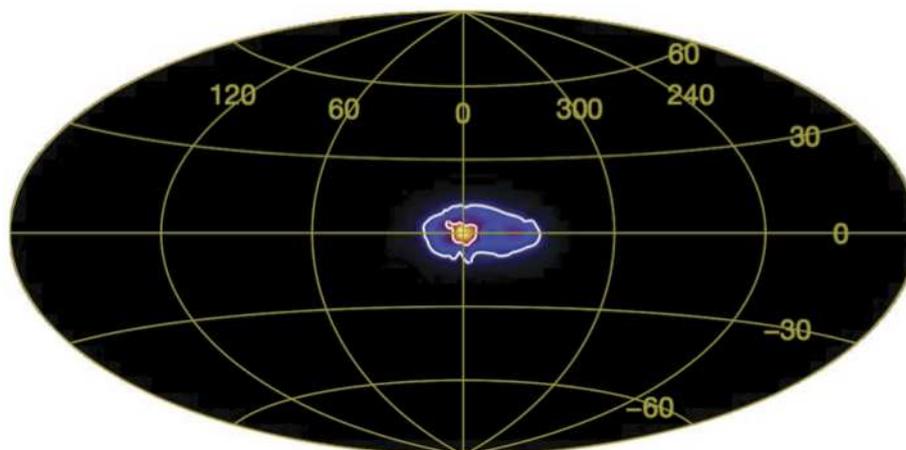
(a) Avec 2 mois d'observations (Knödlseeder *et al.* 2003).(b) Avec  $\sim 1$  an d'observations (Knödlseeder *et al.* 2005).(c) Avec  $\sim 4.5$  ans d'observations (Weidenspointner *et al.* 2008a).

FIGURE 1.4 – Evolution de la distribution spatiale de l'émission d'annihilation à 511 keV en fonction de la durée d'accumulation des données par le spectromètre SPI à bord du satellite INTEGRAL. Sur la Figure 1.4a, la distribution spatiale observée par SPI (en couleurs) est comparée à la distribution observée par OSSE/CGRO représentée par les contours (cette figure a été extraite de Knödlseeder 2007). Sur la Figure 1.4b, les contours correspondent à  $10^{-4}$ ,  $10^{-3}$  et  $10^{-2}$   $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ . Sur la Figure 1.4c, les contours correspondent à  $10^{-3}$  et  $10^{-2}$   $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ . Les trois figures ont été obtenues après la déconvolution des données de SPI par un algorithme de Richardson-Lucy.

(voir Figure 1.3; Milne *et al.* 2002, Milne 2006). Pour obtenir plus de détails sur les algorithmes de reconstruction d'image, je redirige le lecteur vers la thèse de Knödlseeder (1997) et l'article de Purcell *et al.* (1997).

La Figure 1.4a montre la première carte de l'émission d'annihilation obtenue par SPI, à l'aide de l'algorithme de Richardson-Lucy. On y voit une émission symétrique centrée en  $(l, b) = (-1^\circ, +2^\circ)$  avec une FWHM  $\sim 9^\circ$ . Knödlseeder *et al.* utilisèrent une autre méthode pour contraindre la morphologie de l'émission à 511 keV : l'ajustement de modèle(s) d'émission aux données. Avec celle-ci, ils montrèrent que l'émission était compatible avec un bulbe Gaussien 2D de FWHM  $= 8_{-3}^{+4}$  centré en  $(l, b) = (-1.0^\circ \pm 1.3^\circ, 1.4^\circ \pm 1.3^\circ)$  (incertitudes à  $2\sigma$ ). Les deux méthodes donnent un flux total à 511 keV de  $\simeq 1 \times 10^{-3}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$ . De plus, elles ne révèlent aucune émission significative en provenance du disque et du PLE, ce qu'avait pourtant révélé OSSE/CGRO (voir les contours sur la Figure 1.4a).

Avec  $\sim 1$  an de données de SPI, Knödlseeder *et al.* (2005) présentèrent une carte de tout le ciel de l'émission d'annihilation à 511 keV (voir Figure 1.4b) et Weidenspointner *et al.* (2006) présentèrent la carte de tout le ciel de l'émission du continuum Positronium. Ces auteurs posèrent de nouvelles contraintes sur la morphologie de l'émission d'annihilation. L'émission à 511 keV et l'émission du continuum Positronium sont statistiquement identiques, montrant ainsi que la fraction de Positronium est identique partout dans le ciel. Concernant la morphologie de l'émission, celle-ci est toujours aussi intense en provenance du bulbe Galactique. Elle est très bien décrite par une distribution Gaussienne 2D, centrée sur le centre Galactique, avec une FWHM  $\sim 8^\circ$ . L'émission peut aussi être décrite, de manière tout autant satisfaisante, par plusieurs familles de modèles paramétriques provenant de la distribution 3D de sources de notre Galaxie : (1) des modèles contenant une seule composante bulbe/halo et (2) des modèles contenant une composante disque en plus d'une composante bulbe/halo. Un modèle constitué de coquilles emboîtées expliqua aussi de manière tout aussi satisfaisante les données de SPI. Knödlseeder *et al.* montrèrent donc qu'une émission en provenance du disque était détectée avec une significativité de  $(3-4)\sigma$  (selon les modèles utilisées). Cependant, sa morphologie exacte ne put être contrainte. L'ensemble des solutions permit donc de contraindre le flux à 511 keV à  $(1.05 \pm 0.06) \times 10^{-3}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$  et à  $(0.7 \pm 0.4) \times 10^{-3}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$  pour le bulbe et pour le disque, respectivement. Le ratio du flux B/D à 511 keV était donc compris entre 1 et 3, ce qui n'existe pour aucune autre longueur d'onde observée. Cependant, avec seulement un an de données de SPI, la morphologie de l'émission, aussi bien du disque que du bulbe, n'était toujours pas précisément contrainte. Toutefois, Knödlseeder *et al.* ne détectèrent pas de manière significative la présence du PLE comme composante de l'émission d'annihilation. Ceci ne fut pas surprenant au vu des dernières analyses des données OSSE/CGRO (Milne *et al.* 2001, Milne 2004).

Avec plus de 4.5 ans d'accumulation de données SPI, Weidenspointner *et al.* (2008a) révélèrent de manière significative l'émission d'annihilation du disque Galactique<sup>2</sup> (voir Figure 1.4c). Ces auteurs réussirent aussi à réduire le nombre de modèles qui s'ajustent de manière satisfaisante aux données de SPI. Ces modèles ne se trouvèrent plus qu'au nombre de deux (voir Figure 1.5). Ils montrent tous les deux que l'émission d'annihilation est principalement concentrée dans la région  $|l| \lesssim 50^\circ$  et  $|b| \lesssim 10^\circ$  (Bouchet *et al.* 2010 montrèrent la même tendance). Ces deux modèles sont cependant différents. Le premier modèle est la combinaison (1) d'un bulbe représenté par deux distributions Gaussienne 2D, une étroite et une large, de FWHM  $\sim 3^\circ$  et de FWHM  $\sim 11^\circ$  et (2) d'un disque épais étendu en latitude avec une FWHM  $\sim 7^\circ$ . Le second modèle est quant à lui la combinaison (1) d'un modèle de halo stellaire (le modèle de Robin *et al.* 2003) et (2)

2. Avec seulement 2.5 ans de données SPI, Weidenspointner *et al.* (2007) révélèrent déjà cette composante avec un niveau de détection à  $\sim 6\sigma$ .

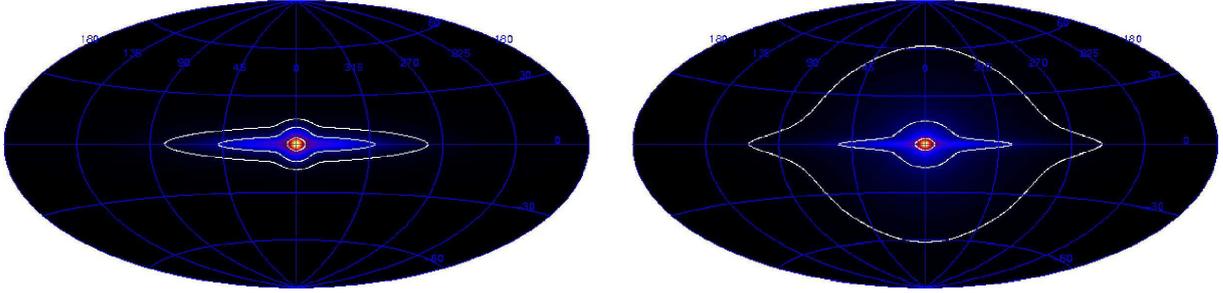


FIGURE 1.5 – Distributions spatiales de l'émission d'annihilation à 511 keV des deux meilleurs modèles qui s'ajustent le mieux aux  $\sim 4.5$  ans de données de SPI/INTEGRAL (Weidenspointner *et al.* 2008b). Sur la figure de gauche, on a le modèle « bulbe + disque épais » et sur celle de droite, on a le modèle « halo + disque fin » (voir texte pour plus de détails). Les contours correspondent à  $10^{-4}$ ,  $10^{-3}$  et  $10^{-2}$   $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ .

d'un disque plus fin étendu en latitude avec un  $\text{FWHM} \simeq 4^\circ$ . Pour ces deux modèles, le modèle du disque a été obtenu en utilisant la paramétrisation du disque stellaire jeune de Robin *et al.* (2003). Le modèle avec le halo donne un flux total à 511 keV de  $\simeq 2.9 \times 10^{-3}$   $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  et un ratio de flux B/D de  $\sim 2.9$ . Le modèle avec le bulbe donne, quant à lui, un flux total à 511 keV de  $\simeq 1.7 \times 10^{-3}$   $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  et un ratio de flux B/D de  $\sim 0.8$ . Le flux du modèle avec le bulbe est bien inférieur à celui du modèle avec le halo stellaire. Ceci provient du fait que : (1) le halo stellaire est par définition très étendu spatialement et possède une faible émission bien au delà du plan Galactique et (2) SPI/INTEGRAL n'a pas les capacités de détecter cette émission de faible brillance de surface.

Une autre caractéristique morphologique importante fut détectée. Il s'agit d'une asymétrie dans l'émission du disque par rapport au centre Galactique. Weidenspointner *et al.* (2008b) montrèrent que l'émission provenant du disque était 1.8 fois supérieure dans les longitudes négatives ( $-50^\circ < l < 0^\circ$ ) que dans les longitudes positives ( $0^\circ < l < 50^\circ$ ). Cette asymétrie n'est cependant contrainte qu'à un niveau de confiance de  $3.8\sigma$ . Avec une autre analyse, Bouchet *et al.* (2010) ne trouvèrent pas cette asymétrie dans l'émission du disque. Récemment, Skinner *et al.* (2010) montrèrent que l'existence d'une asymétrie dans l'émission à 511 keV est très probable. Cependant, la forme prise par cette asymétrie dépend fortement de la modélisation du bruit de fond lors de l'analyse des données de SPI. Skinner *et al.* affirmèrent que l'asymétrie peut être : (1) le décalage de la grande distribution Gaussienne 2D utilisée par Weidenspointner *et al.* (2008a) à une longitude  $l \simeq -1.5^\circ$ , (2) une émission différente du disque Galactique entre les longitudes négatives et positive ou bien (3) une combinaison des deux. Skinner *et al.* (2012) confirmèrent cette tendance en analysant conjointement les données SPI/INTEGRAL, SMM/GRS, OSSE/CGRO et TGRS/WIND.

### 1.2.2 Spectroscopie de l'émission à 511 keV

La très bonne résolution spectrale de SPI a fait de cet instrument un outil idéal pour étudier le spectre de l'émission d'annihilation  $e^+/e^-$ . Étudier le spectre d'annihilation est une analyse complémentaire à l'étude de la morphologie de l'émission. En effet, le spectre de l'émission d'annihilation permet de sonder le milieu d'annihilation des positrons dans la Galaxie. Par sa forme, le spectre nous permet d'obtenir des informations cruciales sur la composition (fraction d'ionisation, densité des éléments chimiques) et la température du milieu dans lequel les positrons s'annihilent. Par ses caractéristiques physiques et thermodynamiques, une phase d'annihilation du milieu interstellaire va favoriser tel ou tel mode d'annihilation et ainsi le spectre d'annihilation des positrons dans cette phase en sera affecté (voir la section 2.3 pour plus de détails).

Comme évoqué dans la section 1.1.1, la signature radiative de l'annihilation d'un positron est, en théorie, constituée d'une raie d'annihilation à 511 keV et d'un continuum ortho-Positronium entre 0 et 511 keV. La raie à 511 keV est due à l'annihilation directe entre un positron et un électron mais aussi à l'annihilation d'un des deux états possibles du Positronium : le para-Positronium, dont les spins du positron et de l'électron sont anti-parallèles. Le second état du Positronium est l'ortho-Positronium qui lui s'annihile en donnant naissance à trois photons et formant un continuum en énergie entre 0 et 511 keV. L'ortho-Positronium est caractérisé par le fait que les spins du positron et de l'électron sont parallèles. Lors de la formation d'un « atome » de Positronium, un para-Positronium est formé 25% du temps et un ortho-Positronium est formé 75% du temps. Leur instabilité est très marquée : la durée de vie du para-Positronium est de  $\sim 0.125$  ns et celle de l'ortho-Positronium est de  $\sim 140$  ns.

Les mesures dans le spectre d'annihilation des intensités de la raie à 511 keV et du continuum Positronium permettent de déduire la fraction de positrons qui s'annihile via la formation de Positronium dans le milieu interstellaire (par la suite, cette fraction sera nommée la fraction de Positronium  $f_{Ps}$ ). Avec ce que nous avons dit précédemment, l'intensité de la raie à 511 keV ( $I_{2\gamma}$ ) est

$$I_{2\gamma} \propto 2 \times (1 - f_{Ps}) + 2 \times \frac{1}{4} \times f_{Ps} \quad (1.1)$$

et l'intensité du continuum ortho-Positronium ( $I_{3\gamma}$ ) est

$$I_{3\gamma} \propto 3 \times \frac{3}{4} \times f_{Ps}. \quad (1.2)$$

On obtient aisément la fraction de Positronium à partir de la division de  $I_{3\gamma}$  par  $I_{2\gamma}$  :

$$f_{Ps} = \frac{2 I_{3\gamma} / I_{2\gamma}}{9/4 + 3/2 I_{3\gamma} / I_{2\gamma}}. \quad (1.3)$$

Avec environ un an de données de SPI, les études parallèles de [Churazov et al. \(2005\)](#) et de [Jean et al. \(2006\)](#) ont permis de (1) mettre à jour la fraction de Positronium et (2) caractériser le spectre de l'émission d'annihilation.

Dans un premier temps, les deux études ont caractérisé le spectre avec des fonctions simples. [Churazov et al. \(2005\)](#) ont montré que la raie à 511 keV pouvait être décrite par une Gaussienne unique avec une FWHM=( $2.37 \pm 0.25$ ) keV (voir Figure 1.6a), en supposant que la distribution spatiale de l'émission est décrite par une Gaussienne 2D de FWHM $\sim 6^\circ$ . Ces auteurs n'ont pas trouvé de décalage spectrale de la raie. De leur côté, [Jean et al. \(2006\)](#) ont montré que la raie à 511 keV pouvait être décrite par deux Gaussiennes centrées à 511 keV : une étroite avec une FWHM=( $1.3 \pm 0.4$ ) keV et une large<sup>3</sup> de FWHM=( $5.4 \pm 1.2$ ) keV (voir Figure 1.6b). Ils ont extrait ce spectre en supposant que l'émission d'annihilation était décrite par la Gaussienne 2D obtenue par l'analyse morphologique de [Knödlseeder et al. \(2005\)](#), voir section 1.2.1). A l'aide de l'équation 1.3, [Churazov et al. \(2005\)](#) et [Jean et al. \(2006\)](#) ont déduit respectivement comme fraction de Positronium  $f_{Ps}=(94 \pm 6)\%$  et  $f_{Ps}=(97 \pm 2)\%$ . Ces valeurs se révélèrent donc être en accord ainsi qu'avec les valeurs déduites par des missions précédentes (voir section 1.1.2).

[Churazov et al. \(2005\)](#) ont ensuite ajusté un modèle d'annihilation réaliste aux données de SPI. En supposant que les positrons s'annihilent dans une phase unique du milieu interstellaire (MIS), ils ont ainsi pu contraindre la température,  $T$ , et la fraction d'ionisation,  $f_{ion}$ , de cette phase. Ils montrèrent qu'une température comprise entre 7000 K et 40000 K combinée avec une

3. Cette raie large était attendue car elle est caractéristique de l'annihilation du para-Positronium formé en vol dans les milieux neutres. Voir section 2.3.

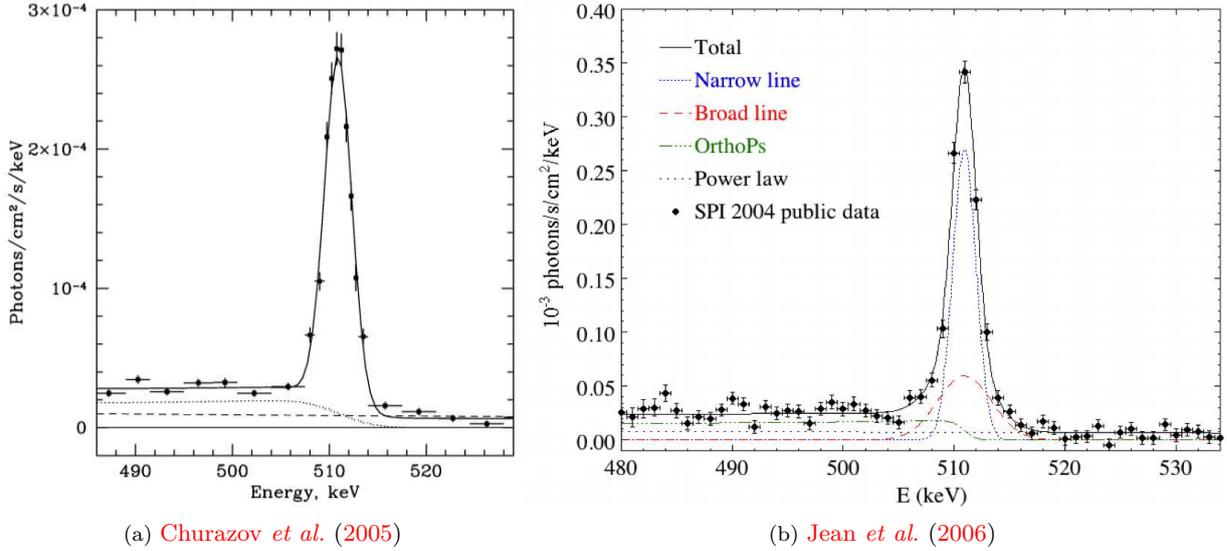


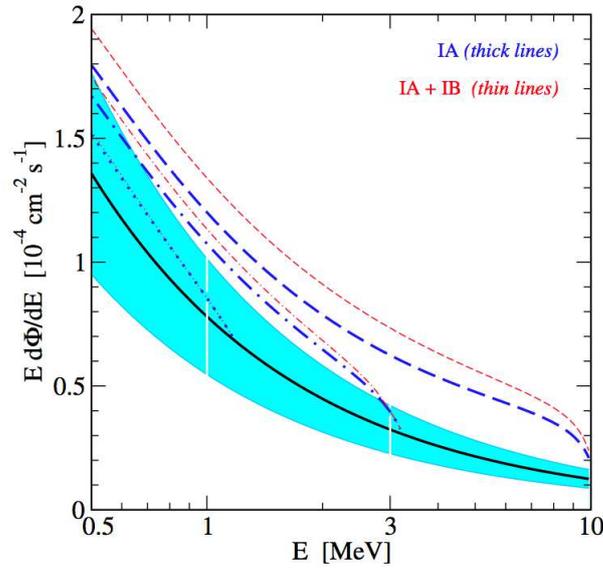
FIGURE 1.6 – Meilleurs ajustements de fonctions simples au spectre d’annihilation mesuré par SPI/INTEGRAL ( $\sim 1$  an de données), dans la région du centre Galactique, pour deux méthodes d’analyse différentes. La Figure 1.6a présente le meilleur ajustement de [Churazov et al. \(2005\)](#) (trait plein). Le trait pointillé représente l’émission du continuum ortho-Positronium et le trait tireté représente l’émission du continuum diffus Galactique. La Figure 1.6b présente le meilleur ajustement de [Jean et al. \(2006\)](#) (trait plein noir). Les différentes composantes sont indiqués en légende dans le graphe. Pour plus d’informations, voir le texte.

fraction d’ionisation plus grande que quelques % pouvait expliquer le spectre observé par SPI. L’annihilation des positrons dans la phase tiède ( $T \simeq 8000\text{--}10000$  K) et ionisé ( $f_{ion} \simeq 10\%$ ) du MIS (voir p. ex. [Ferrière 2001](#)) pourrait donc produire ce spectre observé. Cependant, [Churazov et al.](#) ne rejetèrent pas l’hypothèse que l’annihilation des positrons pourraient se produire dans une combinaison de phases froides et neutres avec des phases tièdes.

De leur côté, [Jean et al. \(2006\)](#) estimèrent les fractions de phases d’annihilation en utilisant les spectres d’annihilation théoriques par phase du MIS. Ces spectres ont été calculées par [Guessoum et al. \(2005\)](#). [Jean et al.](#) ajustèrent au spectre mesuré par SPI une combinaison linéaire des spectres théoriques par phase. Le meilleur ajustement leur a donc permis de déterminer les fractions de phases dans lesquelles les positrons s’annihilent. [Jean et al.](#) montrèrent que la phase tiède et neutre ( $T=8000$  K avec  $f_{ion} = 0$ ) contribue à  $49_{-23}^{+2}\%$  et que la phase tiède et ionisée ( $T=8000$  K avec  $f_{ion} = 1$ ) contribue à  $51_{-2}^{+3}\%$ , au flux d’annihilation. Cette analyse fut donc en accord avec celle de [Churazov et al. \(2005\)](#) qui montra que la totalité de l’émission proviendrait des phases tièdes du MIS. [Jean et al.](#) conclurent aussi que la contribution à l’émission des milieux moléculaires et des milieux chauds et ionisés était quasiment négligeable (respectivement inférieure à 8% et 0.5%). Cependant, une fraction pouvant aller jusqu’à 23% n’était pas à exclure en provenance des milieux neutres et froids. Avec cette approche, ces auteurs purent établir une nouvelle fraction de Positronium. En pondérant la fraction de Positronium associée à chaque phase (dérivée du modèle de [Guessoum et al. 2005](#)) par la fraction d’annihilation de celle-ci, ils obtinrent  $f_{Ps} = 93.5_{-1.6}^{+0.3}\%$ .

### 1.3 Observations du continuum au MeV

La signature radiative de l’annihilation  $e^+/e^-$  évoquée jusqu’à présent est celle qui est associée aux positrons possédant des énergies inférieures à  $\sim 100$  eV. Cette signature spectrale nous fait



(a) Beacom et Yüksel (2006)

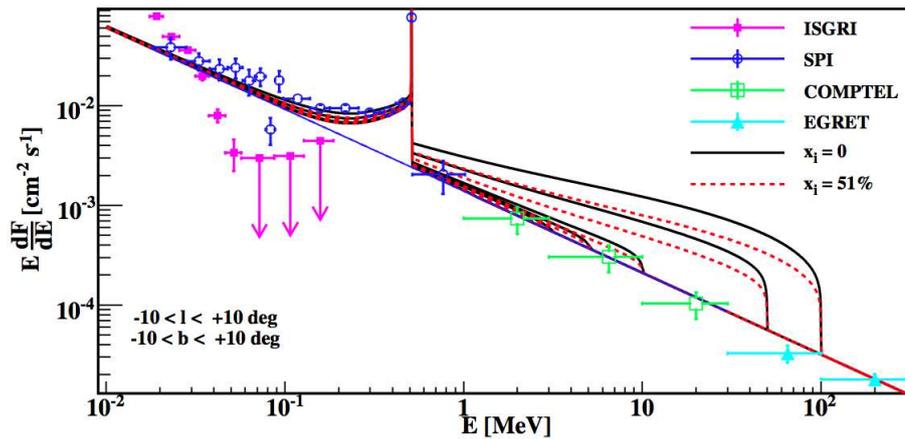
(b) Sizun *et al.* (2006)

FIGURE 1.7 – Spectres de l'émission diffuse de la région centrale Galactique, mesurés par plusieurs instruments, comparé aux modèles théoriques d'émission tenant compte de l'émission d'annihilation en vol, pour diverses énergies d'injection. La Figure 1.7a présente les résultats de Beacom et Yüksel (2006). Les mesures du spectre diffus  $\gamma$  obtenu par INTEGRAL et COMPTEL sont représentés (trait noir plein) avec leurs incertitudes de  $\pm 30\%$  (région cyan). Les traits bleus représentent les spectres théoriques incluant l'émission d'annihilation en vol pour une énergie d'injection initiale des positrons de 1 (trait pointillé), 3 (trait pointillé-tiré) et 10 MeV (trait tiré). Ces spectres sont calculés pour une région circulaire centrée sur le centre Galactique avec un rayon de  $2.5^\circ$ . La Figure 1.7b présente les résultats de Sizun *et al.* (2006). Tous les flux sont mesurés dans une région de  $20^\circ$  centré sur le centre Galactique. La provenance des mesures est indiquée par différents symboles de couleurs référencés sur le graphe. Les spectres d'émission théoriques sont représentés pour des énergies d'injection de positron de 1, 3, 5, 10, 50 et 100 MeV (du bas vers le haut) pour un milieu de propagation totalement neutre (traits noirs pleins) et partiellement ionisé (traits pointillés rouges). Ces deux Figures permettent donc de mettre une limite supérieure sur l'énergie initiale d'injection des positrons en regardant à partir de quelle énergie les courbes théoriques sortent du domaine d'incertitude dans la gamme 1-10 MeV (voir texte).

donc perdre toute trace de l'énergie initiale à laquelle ces positrons, responsables de cette émission, ont été injectés. La vie des positrons, injectés avec des énergies bien supérieures à  $\sim 100$  eV (voir section 2.1), peut se décomposer en deux phases : la phase en vol et la phase thermalisée (voir chapitre 2). Durant la phase en vol, les positrons vont perdre leur énergie jusqu'à atteindre des

énergies proches de celle de l'énergie thermique du milieu dans lequel ils se trouvent ( $\sim 1-200$  eV en fonction de la température du milieu). Ils entrent ainsi dans la phase thermalisée.

Mais avant d'atteindre ces énergies très faibles par rapport à leur énergie initiale, une fraction de ces positrons peut s'annihiler directement en vol avec un électron lorsque leur énergie est encore supérieure à  $\simeq 10$  keV. L'annihilation de ces positrons supra-thermiques donnera naissance à un spectre continu en énergie s'étendant entre  $m_e c^2/2$  et  $m_e c^2/2 + E$  où  $E$  est l'énergie totale du positron et  $m_e$  la masse au repos du positron/électron. Cette signature est donc additionnelle à celle qui a été évoquée jusqu'à présent et sera principalement observée dans le domaine du MeV. Pour cette raison, on nomme cette composante le continuum au MeV.

L'étude de ce continuum est d'intérêt par le fait que, théoriquement, sa forme et son amplitude sont directement reliées à l'énergie initiale et au taux d'annihilation de ces positrons relativistes<sup>4</sup>. Ainsi, son étude précise pourrait permettre de contraindre l'énergie initiale des positrons et par conséquent les sources possibles des positrons Galactiques. C'est dans cette optique qu'[Agaronyan et Atoyan \(1981\)](#) furent les premiers à étudier l'émission d'annihilation en vol des positrons. Ils calculèrent le spectre théorique de l'émission d'annihilation en vol des positrons et le comparèrent aux données existantes, de l'époque, sur le spectre  $\gamma$  dans la gamme 10–500 MeV dans la région du centre Galactique ([Kniffen et al. 1978](#), [Paul et al. 1978](#)). Ils déduisirent, dans le cadre d'un régime stationnaire de production des positrons, que l'énergie initiale de ceux-ci ne pouvait être supérieure à 10–20 MeV sinon le spectre théorique serait en désaccord avec les observations. Par conséquent, ils excluaient les sources de positrons ultra-relativistes ( $E \geq 1$  GeV) ainsi que la création des positrons par la décroissance de mésons  $\pi^+$  issus des collisions des protons du rayonnement cosmique avec les protons du gaz interstellaire.

Il fallut attendre l'avènement d'INTEGRAL pour voir l'arrivée de nouvelles études sur le sujet. [Beacom et Yüksel \(2006\)](#) puis [Sizun et al. \(2006\)](#) entreprirent la même démarche que celle d'[Agaronyan et Atoyan](#) dans le but d'obtenir de nouvelles contraintes sur l'énergie initiale d'injection des positrons, à l'aide de nouvelles données  $\gamma$  apportés par les missions satellitaires  $\gamma$  INTEGRAL (avec ses instruments SPI et IBIS/ISGRI) et CGRO (avec ses instruments COMPTEL et EGRET). Ces deux études supposèrent que la morphologie de l'émission d'annihilation en vol était similaire à la morphologie de l'émission à 511 keV (celle obtenue par l'analyse de [Knödl-seder et al. 2005](#)). Ils posèrent donc comme hypothèse que les positrons ne se propagent pas et qu'ils sont donc fortement confinés dans le bulbe Galactique, lieu où ils naissent probablement. La méthode employée par ces études est similaire : les auteurs calculèrent le spectre d'annihilation en vol des positrons (pour plusieurs énergies d'injection) qu'ils ajoutèrent au spectre diffus  $\gamma$  obtenu par [Strong et al. \(2005\)](#) à partir des données de SPI sous 1 MeV pour la région centrale de la Galaxie<sup>5</sup>. Les auteurs exclurent donc les énergies d'injection des positrons pour lesquelles le spectre total calculé ne rentre pas dans le domaine d'incertitude des observations du spectre diffus  $\gamma$ . Avec leur formalisme respectif, [Beacom et Yüksel \(2006\)](#) contraignirent l'énergie d'injection des positrons à être  $\lesssim 3$  MeV (voir Figure 1.7a) tandis que [Sizun et al. \(2006\)](#) la contraignirent à être  $\lesssim (3-7.5)$  MeV en fonction du degré d'ionisation du milieu d'annihilation des positrons (voir Figure 1.7b). Ces limites supérieures permirent donc d'exclure, avec encore plus de précisions, des sources et des mécanismes de production de positrons dans la Galaxie. Ceci sera discuté en détails dans la section 2.1.

Il est important de noter que ces limites supérieures ont été obtenues en supposant un régime de production stationnaire des positrons dans les régions centrales de la Galaxie. [Chernyshov](#)

4. Pour être plus complet, la morphologie du continuum au MeV dépend aussi des paramètres thermodynamiques du milieu d'annihilation ( $f_{ion}$ , densité, température).

5. Ce spectre diffus  $\gamma$ , qui se présente sous la forme d'une loi de puissance en énergie, a la particularité de bien reproduire les données COMPTEL entre 1 et 30 MeV ([Strong et al. 1999](#)).

*et al.* (2010) ont, quant à eux, constaté que, dans le cadre d'une production non-stationnaire de positrons, les contraintes sur l'énergie d'injection seraient moins sévères. Ces auteurs ont montré que l'énergie initiale des positrons pouvait être de quelques GeV s'ils étaient injectés (1) par une source intermittente dans le centre Galactique avec une période de récurrence de  $\sim 10^5$  ans, (2) dans un environnement dont l'intensité du champ magnétique est supérieure à 0.4 mG, valeur possible d'après certaines observations (voir p. ex. *Ferrière 2009*). Cette dernière condition est primordiale. Avec une telle intensité de champ magnétique, les positrons hautement relativistes perdraient très rapidement de l'énergie par rayonnement synchrotron jusqu'à des énergies  $\lesssim 10$  MeV. Ainsi,  $\sim 10^5$  ans après le déclenchement de l'évènement non-stationnaire, l'émission radio due au rayonnement synchrotron des positrons ne serait plus visible alors que l'émission d'annihilation le serait, et à son maximum.

## 1.4 Bilan

Le début des années 1990 a marqué un tournant dans l'étude de l'émission d'annihilation des positrons Galactiques. Le lancement d'OSSE/CGRO en 1991 suivi par celui de SPI/INTEGRAL en 2002 a permis pour la première fois de cartographier l'émission à 511 keV dans la Galaxie. SPI avec sa très bonne résolution spectrale et sa bonne résolution angulaire a fourni l'image la plus claire de la distribution galactique de l'émission d'annihilation : celle-ci est fortement concentrée dans le bulbe avec une faible contribution de la part du disque (voir Figures 1.4 et 1.5). Le ratio de flux B/D peut aller de 1 à 3 et le taux d'annihilation total de positrons de 2 à  $3.5 \times 10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$  suivant le modèle utilisé pour décrire l'émission<sup>6</sup> (*Knödlseeder et al. 2005*, *Weidenspointner et al. 2008b*). La distribution spatiale de l'émission à 511 keV est donc tout à fait atypique. Elle ne ressemble à aucune distribution spatiale connue d'un objet astrophysique ou d'un gaz interstellaire (voir Figure 1.8). Si l'on suppose que les positrons s'annihilent à proximité de leur source, il n'est donc pas possible d'identifier directement la source des positrons responsables de cette émission. L'imagerie de l'émission à 511 keV a donc soulevé de nouvelles questions : existe-il une source de positrons inconnue et non détectable pour le moment ? Faut-il considérer la propagation des positrons pour pouvoir expliquer l'émission à 511 keV ? etc. Ces nombreuses questions seront principalement discutées dans le chapitre 2.

L'analyse spectrale de l'émission d'annihilation a permis aussi d'apporter son lot d'informations. Avec SPI, elle a permis d'inférer que les positrons s'annihilent très probablement (1) dans les phases tièdes du milieu interstellaire dans le bulbe Galactique (*Churazov et al. 2005*, *Jean et al. 2006*) (2) en formant un Ps ( $97 \pm 2$ )% du temps avant de s'annihiler (*Jean et al. 2006*). L'étude spectrale du continuum au MeV ( $\gtrsim 1$  MeV) a, quant à elle, permis d'obtenir des contraintes sur l'énergie initiale d'injection des positrons dans la Galaxie. Pour être en accord avec les données spectrales de COMPTEL/CGRO, l'énergie initiale des positrons doit être  $\lesssim (3-7)$  MeV (*Beacom et Yüksel 2006*, *Sizun et al. 2006*). Cette contrainte, obtenue dans le cadre d'un régime de production stationnaire, est très sévère. Elle exclut un grand nombre de sources potentielles de positrons produisant ceux-ci à des énergies relativistes (voir chapitre 2).

---

6. *Bouchet et al. (2010)* soulignent aussi cette tendance pour une catégorie de modèles. Cependant, certains de leurs modèles, en parfait accord avec les observations, pourraient fournir des ratios de flux B/D inférieurs à 1.

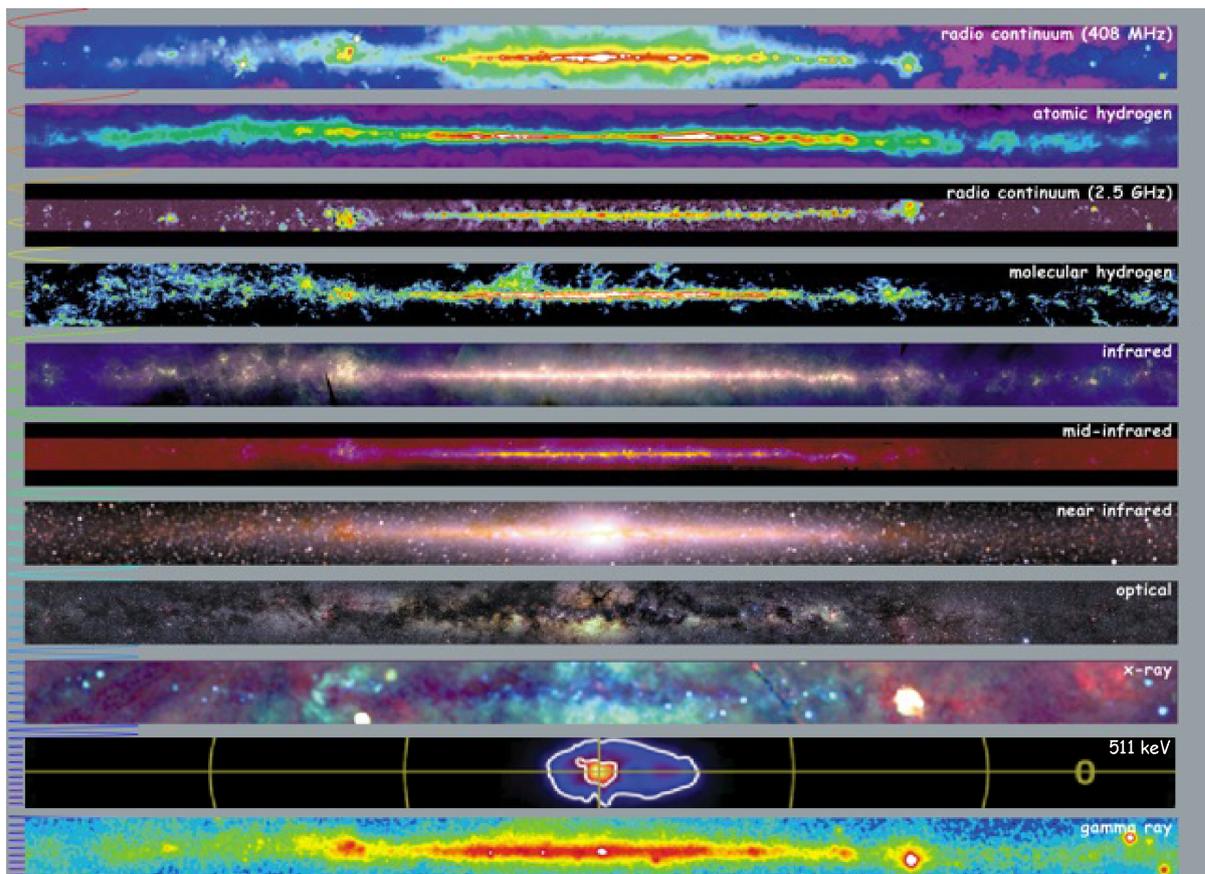


FIGURE 1.8 – Images de la Galaxie dans différentes gammes de longueurs d'ondes, allant du radio jusqu'au gamma en passant par l'émission à 511 keV. Ne sont montrées que les émissions pour une latitude Galactique comprise entre  $-10^\circ$  et  $10^\circ$ . Crédits : NASA - The Multiwavelength Milky Way. Version modifiée.



# Chapitre 2

## Vie et mort des positrons galactiques

### Sommaire

---

<b>2.1 Sources des positrons</b> . . . . .	<b>23</b>
2.1.1 Décroissance $\beta^+$ de noyaux radioactifs . . . . .	23
2.1.2 Processus d'interactions de haute énergie . . . . .	34
2.1.3 La matière noire légère . . . . .	41
<b>2.2 Propagation et interactions des positrons</b> . . . . .	<b>44</b>
2.2.1 Modes de propagation . . . . .	45
2.2.2 Pertes en énergie . . . . .	52
<b>2.3 Annihilation des positrons</b> . . . . .	<b>55</b>
<b>2.4 Vue d'ensemble</b> . . . . .	<b>57</b>

---

### 2.1 Sources des positrons

L'origine des positrons responsables de l'émission Galactique reste encore à déterminer à l'heure actuelle. Mais, curieusement, la Galaxie ne manque pas de sources potentielles productrices de positrons. De la radioactivité  $\beta^+$  aux processus de hautes énergies, nous allons présenter les sources possibles de positrons dans la Galaxie, nombre d'entre elles possédant des incertitudes. Le potentiel de chacune de ces sources sera donc discuté au regard de leur distribution spatiale, leur rendement positronique et de l'énergie des positrons qu'elles émettent. Le processus de décroissance  $\beta^+$  au coeur de la nucléosynthèse stellaire sera discuté de manière plus approfondie. Ce processus est actuellement la source la plus fiable de par le fait qu'elle est sécurisée par la détection des raies gamma nucléaires accompagnant la décroissance nucléaire et l'émission de positrons.

#### 2.1.1 Décroissance $\beta^+$ de noyaux radioactifs

Une quarantaine d'années après la découverte fortuite de la radioactivité naturelle par **Becquerel (1896)**, **Joliot et Curie (1934)** découvrirent la radioactivité artificielle en mettant en évidence un nouveau type de radioactivité : la radioactivité  $\beta^+$ . L'interaction faible est à l'origine de ce processus physique. Ce processus peut se définir comme étant la transformation d'un proton, d'un noyau instable  $X$  trop riche en protons, en un neutron accompagnée par l'émission d'un positron  $e^+$  et d'un neutrino électronique  $\nu_e$ . Cette réaction peut donc s'écrire :



où  $Y$  représente le noyau fils de la décroissance  $\beta^+$ ,  $Z$  le numéro atomique et  $A$  le nombre de nucléons. Ce processus physique n'est théoriquement possible que si le bilan énergétique  $Q_{\beta^+}$  de la réaction est supérieur à 0 (réaction exothermique). C'est à dire :

$$Q_{\beta^+} = (m_X - m_Y - 2m_e)c^2 \geq 0. \quad (2.2)$$

La différence d'énergie entre l'atome parent (de masse  $m_X$ ) et l'atome fils (de masse  $m_Y$ ) doit donc être supérieure à deux fois l'énergie de masse de l'électron/positron, soit 1.022 MeV. Cet excès en énergie,  $Q_{\beta^+}$ , dégagée par cette désintégration, est partagée entre le positron et le neutrino<sup>1</sup>. Ce partage n'est pas discret à chaque désintégration. L'énergie cinétique du positron peut donc prendre n'importe quelle énergie comprise entre 0 et  $Q_{\beta^+}$  et le neutrino prendra le complément pour énergie cinétique. Fermi (1934), avec sa théorie sur les décroissances  $\beta$ , calcula les spectres d'émission continus des particules  $\beta$  en fonction de cette énergie maximale et du numéro atomique  $Z$  de l'atome parent. La particularité de ces spectres est qu'ils recouvrent une énergie comprise entre 0 et quelques MeV, peu importe l'atome parent. La désintégration  $\beta^+$  sera donc productrice de positrons avec des énergies de l'ordre du MeV, ce qui est à présent remarquable au vu des contraintes observationnelles apportées sur l'énergie initiale des positrons Galactiques (voir section 1.3).

Les noyaux instables émetteurs  $\beta^+$  n'existent quasiment pas à l'état naturel sur Terre. Cependant, ceux-ci devraient être synthétisés dans des environnements très riches en protons, comme les coeurs stellaires ou lors des explosions de supernova. Au début des années 1970, la décroissance  $\beta^+$  de noyaux instables synthétisés dans les explosions de supernovae (Colgate 1970, Clayton 1973) et de novae (Clayton et Hoyle 1974) fut suggéré comme étant un candidat sérieux à l'explication de l'émission Galactique à 511 keV.

Par la suite, nous discuterons des objets ou des phénomènes astrophysiques qui synthétisent des radio-isotopes  $\beta^+$ . Pour chacune de ces sources, nous présenterons les principaux radio-isotopes associés ainsi que leur taux de production Galactique théorique (issus des calculs de la nucléosynthèse stellaire) et quand cela est possible, leur taux de production Galactique obtenu à partir d'observations.

### 2.1.1.1 Les étoiles massives

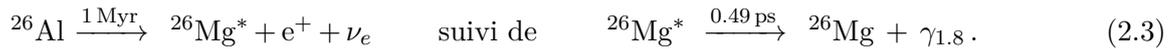
Les étoiles massives sont des étoiles ayant une masse supérieure à 8 fois celle du Soleil, pouvant aller jusqu'à une centaine de masse solaire ( $M_\odot$ ). Ces étoiles sont très lumineuses, avec une luminosité de 10 000 à 10 000 000 de fois supérieure à celle du Soleil ( $L_\odot$ ). Cette caractéristique provient du fait qu'elles consomment très rapidement leur matériel nucléaire du fait de leur masse élevée. Cette consommation très rapide fait que ces étoiles ont des durées de vie très courtes par rapport à des étoiles de type solaire : elles ne vivent qu'une dizaine de millions d'années environ. On les associe donc à des populations d'étoiles jeunes.

Les étoiles massives participent activement à la nucléosynthèse Galactique. Au cours de leur vie hydrostatique, une multitude de phases de combustion vont se succéder en leur coeur (combustion hydrostatique du H puis du He puis du C, Ne et O et finalement du Si) dans lesquelles un grande quantité d'éléments vont fusionner pour donner naissance à des éléments de plus en plus lourds jusqu'à atteindre la synthèse des noyaux de la famille du fer et le  $^{56}_{28}\text{Ni}$ , éléments avec l'énergie de liaison par nucléon la plus élevée. Une partie de ces produits nucléosynthétiques va être expulsée dans le MIS au cours de la phase hydrostatique de l'étoile par l'intermédiaire de vents stellaires puissants lors de la phase Wolf-Rayet.

1. Cette énergie peut aussi être partagée avec un photon  $\gamma$  si l'atome fils est produit dans un état excité. Sa désexcitation vers son niveau fondamental mènera à l'émission de un ou plusieurs photons  $\gamma$ .

La fin de vie d'une étoile massive est marquée par l'effondrement gravitationnel de son coeur, après épuisement de son combustible nucléaire. Cet effondrement engendre par la suite le phénomène explosif de supernova (de type II ou Ib/c) qui éjecte dans le MIS les couches extérieures de l'étoile massive avec une énergie cinétique spécifique de  $10^{51}$  ergs. Au cours de ce phénomène, une combustion explosive a lieu dans les différentes couches de la supernova, produisant de nouveaux une grande quantité de noyaux. De nouveaux processus vont même voir le jour pour donner naissance à des noyaux plus lourds que le fer. Tous ces éléments fraîchement produits vont aussi être éjectés dans le MIS environnant. Et parmi ces éléments, on trouve des radio-isotopes  $\beta^+$  dont principalement l' $^{26}\text{Al}$  et le  $^{44}\text{Ti}$ . Pour une revue plus détaillée sur l'évolution, la mort et la nucléosynthèse des étoiles massives, je recommande au lecteur de se reporter aux synthèses sur le sujet de [Woosley et al. \(2002\)](#), [Martin \(2008\)](#) et aux références associées.

**$^{26}\text{Al}$**  L' $^{26}\text{Al}$  est synthétisé aussi bien dans la phase hydrostatique (pendant la phase de combustion de l'H et du C et Ne en couche) que dans la phase explosive (dans les couches C, Ne et O) d'une étoile massive. L' $^{26}\text{Al}$  est un atome instable qui se désintègre en  $^{26}\text{Mg}$ , avec un temps de vie moyen  $\tau_{26} \simeq 1$  Myr, en émettant un positron avec un rapport de branchement de 82% et un photon  $\gamma$  à 1.8086 MeV. La chaîne de décroissance émettrice de  $\beta^+$  peut s'écrire :



Grâce à son temps de vie élevé, l' $^{26}\text{Al}$  est expulsé dans le MIS par (a) les vents stellaires des étoiles massives ayant atteint le stade Wolf-Rayet (WR ;  $M \geq 35 M_{\odot}$ ) lors de sa synthèse hydrostatique et (b) par l'explosion de supernova lors de sa synthèse explosive.

[Arnett \(1969b\)](#) prédit très tôt son existence dans la nucléosynthèse explosive stellaire. Mais ce n'est que relativement récemment que l'on a pu associer ce radio-isotope aux étoiles massives. De sa prédiction jusqu'à sa première observation galactique au travers de la détection de la raie  $\gamma$  à 1.8 MeV avec HEAO-3 ([Mahoney et al. 1982; 1984](#)), on a associé potentiellement sa synthèse aux novae ([Clayton et Hoyle 1976](#)), supernovae ([Ramaty et Lingenfelter 1977](#)), étoiles AGB ([Norgaard 1980](#)), étoiles WR ([Prantzos et Cassé 1986](#)), etc. Cependant, ces premières observations ne permirent pas de discriminer la source de l' $^{26}\text{Al}$  (voir aussi [Share et al. 1985](#), pour les observations obtenues avec GRS/SMM). Les observations montrèrent seulement que l'intensité de l'émission était fortement concentrée dans la direction du centre Galactique avec un flux de  $\sim(4-5) \times 10^{-4}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$  rad $^{-1}$  correspondant à la décroissance d'environ  $3 M_{\odot}$  d' $^{26}\text{Al}$ .

L'idée de déterminer la source de l' $^{26}\text{Al}$  en étudiant sa distribution spatiale fut proposée par [Leising et Clayton \(1985\)](#) en attendant le lancement de COMPTEL/CGRO. Cet instrument, avec sa bonne résolution angulaire et une meilleure sensibilité que les précédents instruments, permit de cartographier finement l'émission  $\gamma$  à 1.8 MeV ([Diehl et al. 1995](#), [Oberlack et al. 1996](#), [Plüschke et al. 2001](#)). Cette émission s'avéra irrégulière mais concentrée dans le plan Galactique (voir Figure 2.1). Des spots d'émissions apparaissaient aussi dans les régions tangentes à certains bras spiraux Galactiques. Cette particularité morphologique favorisa les étoiles massives (SNII, Ib/c et WR) comme source majoritaire de l' $^{26}\text{Al}$  ([Prantzos et Diehl 1996](#)), puisque la formation stellaire dans le disque de la Galaxie se déroule principalement dans ces bras spiraux et donc a fortiori la formation des étoiles massives (ce critère de discrimination fut suggéré quelques années plus tôt par [Prantzos 1991](#)). Ceci n'est pas le cas pour les novae qui appartiennent à une population d'étoiles vieilles dont la distribution est fortement concentrée dans le bulbe Galactique. [Knödseder et al. \(1999\)](#) confirmèrent cette compréhension qualitative en montrant qu'il existe statistiquement une forte corrélation entre les distributions spatiales de l'émission à 1.8 MeV et de l'émission libre-libre à 53 GHz observée par l'instrument DMR du satellite COBE. Cette émission libre-libre étant fortement

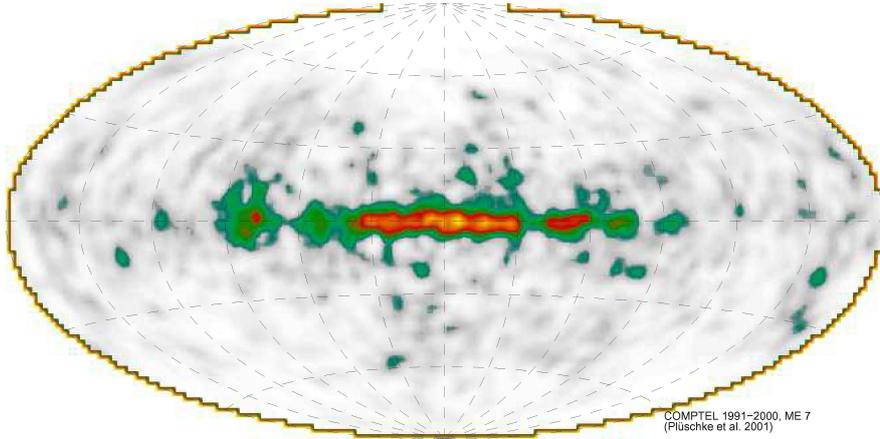


FIGURE 2.1 – Distribution spatiale de l'émission  $\gamma$  à 1.8 MeV obtenue avec 9 ans de données de COMPTEL/CGRO (Plüschke *et al.* 2001). Cette carte a été obtenue en utilisant la méthode de reconstruction d'image du maximum d'entropie.

associée aux régions HII (régions fortement ionisées) environnant les étoiles massives, Knödlseeder *et al.* apportèrent un nouvel argument de poids dans la désignation des étoiles massives comme étant la source principale de  $^{26}\text{Al}$ .

Des observations plus récentes de la raie à 1.8 MeV avec SPI/INTEGRAL ont montré que son flux était de l'ordre de  $3 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  dans les régions internes de la Galaxie (Diehl *et al.* 2006, Wang *et al.* 2009). En supposant des distributions spatiales plausibles pour  $^{26}\text{Al}$  (comme celle soulignée par Knödlseeder *et al.* 1999), cette valeur de flux peut être convertie en une masse actuelle Galactique d' $^{26}\text{Al}$   $M_{26} = 2.7 \pm 0.7 M_{\odot}$ . Avec une analyse différente et une distribution spatiale différente utilisée pour  $^{26}\text{Al}$ , Martin *et al.* (2009a) obtinrent une valeur de  $(1.7 - 2.0) \pm 0.2 M_{\odot}$ . En supposant un régime stationnaire, cette valeur représente aussi la masse d' $^{26}\text{Al}$  produite par million d'années dans la Galaxie. De cette valeur, on obtient aisément le taux de production Galactique d' $^{26}\text{Al}$  :

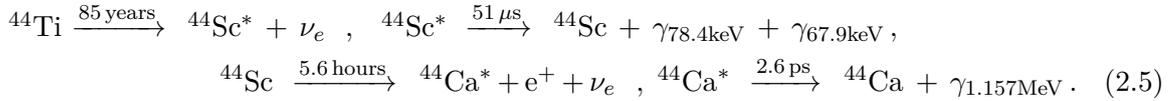
$$\dot{N}_{26} = \frac{M_{26}}{m_{26}} \times \frac{1}{\tau_{26}} \simeq (2.5 - 4) \times 10^{42} \text{ s}^{-1}, \quad (2.4)$$

où  $m_{26}$  représente la masse atomique de  $^{26}\text{Al}$  ( $=25,99 \text{ uma}^2$ ) et les incertitudes proviennent du choix de  $M_{26}$  ( $=1.7-2.7 M_{\odot}$ ). Sachant que la décroissance  $\beta^+$  correspond à un rapport de branchement  $f_{\beta^+}^{26} = 82\%$ , on peut donc déduire un taux de production Galactique des positrons produits par  $^{26}\text{Al}$  égal à  $\dot{N}_{26}^{e^+} = f_{\beta^+}^{26} \times \dot{N}_{26} \simeq (2 - 3.2) \times 10^{42} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ .

**$^{44}\text{Ti}$**  Le  $^{44}\text{Ti}$  est uniquement synthétisé dans la phase explosive (dans la couche de Si profonde) d'une supernova dans la situation d' $\alpha$ -rich freeze out du régime d'équilibre statistique nucléaire (voir p. ex. Woosley *et al.* 1973, Thielemann *et al.* 1996). Le  $^{44}\text{Ti}$  est un atome instable qui se désintègre par capture électronique en  $^{44}\text{Sc}$  avec un temps de vie moyen  $\tau_{44} \simeq 85$  ans. Le  $^{44}\text{Sc}$  se désintègre ensuite par décroissance  $\beta^+$  en  $^{44}\text{Ca}$  en émettant un positron avec un rapport de branchement de  $\simeq 94.3\%$  et un photon  $\gamma$  à 1.157 MeV. La chaîne de décroissance émettrice de

2. uma = unité de masse atomique unifiée  $\simeq 1.66 \times 10^{-27} \text{ kg}$

$\beta^+$  peut s'écrire :



Avec son temps de vie intermédiaire, par rapport au temps de vie d'un rémanent de supernova (SNR), le  ${}^{44}\text{Ti}$  se désintègre probablement dans le jeune SNR. Les positrons sont donc injectés dans le SNR et la fraction d'échappement de ceux-ci vers le MIS dépend grandement des conditions de transport et des propriétés du champ magnétique interne au SNR. Cependant, les modèles montrent que dans tous les cas  $\geq 50\%$  des positrons arrivent à s'échapper de l'éjecta (Chan et Lingenfelter 1993, Martin *et al.* 2010). Nous considérerons par la suite que la fraction d'échappement  $f_{\text{esc}}$  est de 100%.

La contribution du  ${}^{44}\text{Ti}$  à la production de positrons dans la Galaxie est toujours, à l'heure actuelle, un mystère. Sa production au cours de la phase explosive rend difficile l'estimation d'un rendement théorique, à cause de nombreuses inconnues concernant les explosions stellaires : mécanismes d'explosions, taux de réactions nucléaires, etc. Les modèles de simulations numériques d'explosions d'étoiles massives donnent cependant un rendement compris entre quelques  $10^{-5}$  et  $10^{-4} M_{\odot}$  (Woosley *et al.* 1993, Woosley et Weaver 1995, Timmes *et al.* 1996, Limongi et Chieffi 2002, Rauscher *et al.* 2002). Cependant, ce rendement typique pourrait être multiplié ou divisé par deux selon les incertitudes sur les taux de réactions nucléaires (The *et al.* 2006, Nassar *et al.* 2006).

De plus, ces rendements théoriques ont du mal à être confirmés par les observations du ciel des raies  $\gamma$  associées à la décroissance du  ${}^{44}\text{Ti}$ . Avant le lancement de COMPTEL/CGRO, ni HEAO-3 (Mahoney *et al.* 1992) ni GRS/SMM (Leising et Share 1994) n'ont réussi à détecter l'une de ces raies  $\gamma$  dans la Galaxie. Seule une limite supérieure de détection à  $1\sigma$  fut établie à  $\sim 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . COMPTEL/CGRO détecta pour la première fois une émission à  $\simeq 1.16 \text{ MeV}$  (voir éq. 2.5) dans la direction de l'un des plus jeunes SNRs Galactiques observé : Cassiopée A (Cas A; Iyudin *et al.* 1994, Dupraz *et al.* 1997, Iyudin *et al.* 1997). Cette détection fut par la suite confirmée par l'observation des deux autres raies  $\gamma$  à 67.9 keV et 78.4 keV (voir éq. 2.5) par le *Phoswich Detection System* de la mission *BeppoSAX* (Vink *et al.* 2001) et par IBIS/ISGRI/INTEGRAL (Renaud *et al.* 2006). SPI/INTEGRAL ne révéla quant à lui qu'une détection que très faiblement significative (Martin *et al.* 2009b). A partir des flux mesurés par ces différents instruments, un rendement en  ${}^{44}\text{Ti}$  de  $\simeq (1-2) \times 10^{-4} M_{\odot}$  fut déduit. L'incertitude sur cette valeur provient principalement des nombreuses inconnues concernant Cas A (distance, date de l'explosion, temps de demi-vie du  ${}^{44}\text{Ti}$ ). Dans tous les cas, cette valeur est bien supérieure aux prédictions théoriques évoquées plus haut. Cependant, cette estimation pourrait être en accord avec les modèles théoriques considérant une explosion asymétrique de la supernova, sous forme de jets bipolaires par exemple, qui produirait du  ${}^{44}\text{Ti}$  en plus grande quantité que lors d'une explosion à symétrie sphérique (Nagataki *et al.* 1997; 1998, Maeda et Nomoto 2003).

A l'aube de cette thèse, Cas A est le seul objet astrophysique à avoir été observé au travers du rayonnement  $\gamma$  associé à la décroissance du  ${}^{44}\text{Ti}$ . D'autres objets tel que GRO J0852-4642 dans la région de Vela ont directement été détectés aussi (voir Figure 2.2 et Iyudin *et al.* 1998; 1999) mais de manière bien moins significative que Cas A (voir Schönfelder *et al.* 2000). Une détection indirecte du  ${}^{44}\text{Ti}$  s'est faite au travers de l'observation de la courbe de lumière bolométrique de SN1987A, une supernova à effondrement de coeur dans le grand nuage de Magellan (*Large Magellanic Cloud* ou LMC). En supposant que longtemps après l'explosion, la courbe de lumière est alimentée par les désintégrations du  ${}^{44}\text{Ti}$  (voir par exemple Woosley *et al.* 1989), la courbe de lumière de SN1987A pourrait s'expliquer par un rendement de  $\simeq (1-2) \times 10^{-4} M_{\odot}$  en  ${}^{44}\text{Ti}$  de la part du progéniteur (Fransson et Kozma 2002, Motizuki et Kumagai 2004). Ce rendement

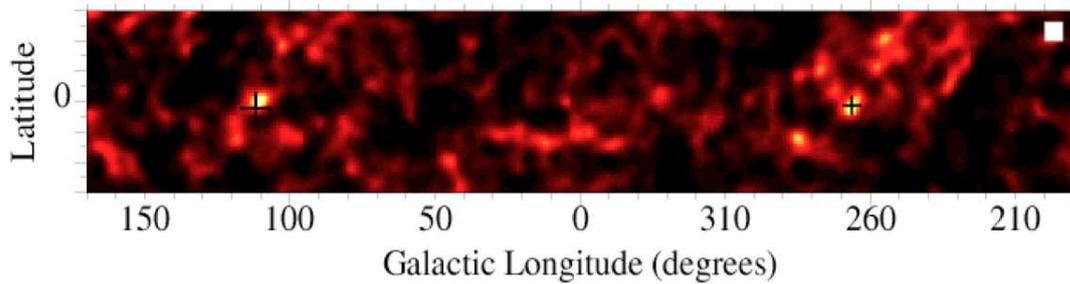


FIGURE 2.2 – Distribution spatiale dans le plan Galactique ( $|b| \leq 30^\circ$ ) de l'émission  $\gamma$  dans la bande en énergie 1.066-1.246 MeV obtenue avec  $\sim 6$  ans de données de COMPTEL/CGRO (Iyudin *et al.* 1999). Les croix marquent la position de Cas A (à gauche du CG) et GRO J0852-4642 (à droite du CG). Cette carte a été obtenue en utilisant la méthode de reconstruction d'image du maximum d'entropie.

semble grossièrement identique à celui de Cas A et pourrait donc être expliqué par les modèles d'explosion asymétrique. Cependant, en 2010/2011, IBIS/ISGRI/INTEGRAL observa de manière significative les raies  $\gamma$  à 67.9 keV et 78.4 keV dans la direction de SN1987A grâce à un temps d'exposition conséquent ( $\sim 4.5$  Ms). Grebenev *et al.* (2012) montrèrent que le flux de ces raies observées était compatible avec la synthèse de  $(3.1 \pm 0.8) \times 10^{-4} M_\odot$  de  $^{44}\text{Ti}$ , une valeur bien supérieure aux estimations évoquées ci-dessus et proche des limites supérieures théoriques.

Les signatures directes ou indirectes du  $^{44}\text{Ti}$  sont donc rares bien que les supernovae à effondrement de coeur soient assez fréquentes ( $\sim 2 - 3$  par siècle; van den Bergh et McClure 1990, Tammann *et al.* 1994) et que le  $^{44}\text{Ti}$  ait un temps de vie moyen supérieur à cette période de récurrence. La communauté de l'astronomie  $\gamma$  s'est donc questionnée sur l'origine du  $^{44}\text{Ti}$  : les supernovae productrices de  $^{44}\text{Ti}$  sont-elles exceptionnelles ("*Are  $^{44}\text{Ti}$ -producing supernovae exceptional?*"; The *et al.* 2006)? Les maigres observations du  $^{44}\text{Ti}$  sont en désaccord total avec (a) les rendements en  $^{44}\text{Ti}$  des modèles d'explosion à symétrie sphérique combinés avec (b) les fréquences communément admises des supernovae à effondrement de coeur. En effet, le nombre de sources ponctuelles émettant des raies  $\gamma$  associées au  $^{44}\text{Ti}$  devrait être bien plus élevé (The *et al.* 2006). De plus, si l'on admet que le seul canal de production Galactique du  $^{44}\text{Ca}$  est la décroissance  $\beta^+$  du  $^{44}\text{Ti}$ , le mystère devient encore plus flou. En effet, Timmes *et al.* (1996) ont estimé que seulement 1/3 de l'abondance solaire du  $^{44}\text{Ca}$  pourrait être expliqué par la production en  $^{44}\text{Ti}$  des supernovae à effondrement de coeur. En supposant un taux de production plus élevé en  $^{44}\text{Ti}$  par événement, comme semble l'indiquer les révisions de taux de réactions nucléaires (Nassar *et al.* 2006) ou les modèles d'émission asymétrique (Nagataki *et al.* 1997; 1998), on pourrait expliquer l'abondance solaire du  $^{44}\text{Ca}$  mais on aggraverait le mystère concernant la quantité plus que mince d'événements émetteurs de raies  $\gamma$  associées au  $^{44}\text{Ti}$ . Les supernovae de type Ia ayant une masse inférieure à celle de Chandrasekhar ont été proposées par Woosley et Weaver (1994) comme pouvant expliquer l'abondance solaire du  $^{44}\text{Ca}$ . En effet, ces événements produiraient 10 à 20 fois plus de  $^{44}\text{Ti}$  que les supernovae à effondrement de coeur. Cependant, ces événements devraient être bien plus rares que les supernovae classiques pour pouvoir expliquer l'abondance solaire du  $^{44}\text{Ca}$ . Mais, actuellement, on ne connaît rien sur ce type d'événement.

Il s'avère donc difficile d'estimer le taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  à l'échelle de la Galaxie. Une estimation communément admise est basée sur un aspect nucléosynthétique : l'abondance solaire du  $^{44}\text{Ca}$  ne peut être expliquée que par la décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  (Bodansky *et al.* 1968, Clayton 1982), qui est produit au cours des explosions de supernovae (à la fois de type Ia et à effondrement de coeur). Nous reprenons ici le raisonnement de Prantzos *et al.* (section IV.A.2; 2011). On suppose que le ratio d'abondance solaire  $(^{44}\text{Ca}/^{56}\text{Fe})_\odot = 1.2 \times 10^{-3}$  (Cameron 1982, Lodders 2003) ne peut être produit que par les décroissances  $\beta^+$  du  $^{56}\text{Ni}$  (pour le  $^{56}\text{Fe}$ ) et du  $^{44}\text{Ti}$

(pour le  $^{44}\text{Ca}$ ) dans le disque Galactique, tous deux produits lors des explosions de supernovae. On peut ainsi déduire le taux de production Galactique du  $^{44}\text{Ti}$  par la relation suivante :

$$\dot{M}_{44} = \left( \frac{^{44}\text{Ca}}{^{56}\text{Fe}} \right)_{\odot} \times (R_{\text{SNIa}} Y_{56}^{\text{SNIa}} + R_{\text{CCSN}} Y_{56}^{\text{CCSN}}) M_{\odot} \text{siècle}^{-1}, \quad (2.6)$$

où  $Y_{56}^{\text{CCSN}}$  et  $Y_{56}^{\text{SNIa}}$  représentent respectivement le rendement en  $^{56}\text{Ni}$  par supernova à effondrement de coeur ( $\simeq 0.075 M_{\odot}$ , obtenu à partir de la courbe de lumière de SN1987A ; voir par exemple [Arnett et Fu 1989](#)) et par supernova de type Ia (valeur typique de  $\simeq 0.6 M_{\odot}$  ; [Branch et Khokhlov 1995](#)) ;  $R_{\text{SNIa}}$  ( $\simeq 0.42 \text{siècle}^{-1}$ ) et  $R_{\text{CCSN}}$  ( $\simeq 2 \text{siècle}^{-1}$ ) représentent respectivement les fréquences des supernovae de type Ia et des supernovae à effondrement de coeur dans le disque Galactique ([Mannucci et al. 2005](#)). On obtient  $\dot{M}_{44} \simeq 5.2 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{an}^{-1}$ , valeur qui semble en accord avec celle de  $\dot{M}_{44} \simeq 5.5 \times 10^{-6} M_{\odot}$  obtenue par [The et al. \(2006\)](#) à l'aide d'un modèle d'évolution chimique de la Galaxie. Cette valeur se convertit en un taux de production d'atomes de  $^{44}\text{Ti}$  de  $\dot{N}_{44} \sim 4.2 \times 10^{42} \text{s}^{-1}$ . Sachant que la décroissance  $\beta^+$  correspond à un rapport de branchement  $f_{\beta^+}^{44} \simeq 94\%$ , on peut donc déduire le taux de production Galactique des positrons produits par le  $^{44}\text{Ti}$  comme étant égale à  $\dot{N}_{44}^{e^+} = f_{\beta^+}^{44} \times \dot{N}_{44} \simeq 4 \times 10^{42} \text{e}^+ \text{s}^{-1}$ . Cette valeur semble aussi grosso modo en accord avec la valeur de  $\dot{N}_{44}^{e^+} \simeq 3 \times 10^{42} \text{e}^+ \text{s}^{-1}$  obtenue par [Leising et Share \(1994\)](#) et [The et al. \(2006\)](#) à partir d'un modèle d'évolution chimique de la Galaxie. Avec toutes les incertitudes précédemment citées, nous considérerons par la suite une valeur de  $\dot{N}_{44}^{e^+} \simeq 3.5 \times 10^{42} \text{e}^+ \text{s}^{-1}$  avec une incertitude de  $\pm 50\%$ .

**Contribution des étoiles massives à l'émission Galactique à 511 keV** La distribution spatiale des étoiles massives ne reflète clairement pas la distribution totale de l'émission Galactique à 511 keV puisque les étoiles massives sont principalement concentrées dans le disque Galactique et plus particulièrement dans les bras spiraux. Cependant, le rendement en positrons de  $^{26}\text{Al}$  et du  $^{44}\text{Ti}$  pourraient expliquer en totalité l'émission du disque Galactique à 511 keV ([Knödlseher et al. 2005](#)). En effet, les modèles d'ajustement de [Weidenspointner et al. \(2008a\)](#), déjà évoqués dans la section 1.2.1, impliquent des taux d'annihilation de positrons pour le disque de  $\simeq (8.1 \pm 1.5) \times 10^{42} \text{e}^+ \text{s}^{-1}$  et  $\simeq (5.2 \pm 1.1) \times 10^{42} \text{e}^+ \text{s}^{-1}$  (correspondant respectivement aux modèles de gauche et de droite de la Figure 1.5). Ces deux valeurs peuvent donc s'expliquer en combinant les taux de production en positrons calculés pour  $^{26}\text{Al}$  et le  $^{44}\text{Ti}$ . De plus, ces positrons sont produits avec des énergies de l'ordre du MeV. Ils vérifient donc la contrainte énergétique discutée dans la section 1.3.

### 2.1.1.2 Les supernovae de type Ia

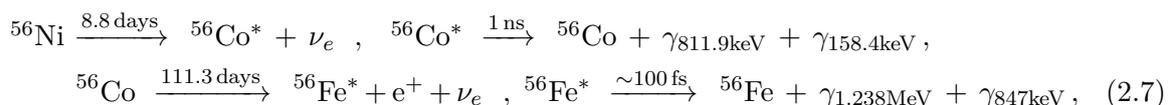
Les supernovae de type Ia (SNe Ia) sont des événements qui sont généralement associés à des explosions thermonucléaires de naines blanches, composées de carbone et d'oxygène, de masse initiale  $\simeq 1 M_{\odot}$  ([Hoyle et Fowler 1960](#)). Ces explosions sont issues d'une combustion nucléaire explosive provoquée par l'accrétion continue de matière, par la naine blanche, d'une étoile compagnon de la séquence principale ou d'une géante rouge<sup>3</sup> ([Whelan et Iben 1973](#), [Nomoto et Sugimoto 1977](#), [Nomoto 1982](#)). Lorsque la masse de la naine blanche atteint la masse limite de Chandrasekhar ( $\sim 1.4 M_{\odot}$ ), la fusion du coeur de carbone se déclenche et s'emballe jusqu'à

3. Un autre scénario possible à l'origine des SNe Ia est la fusion de deux naines blanches constituant un système binaire (voir p. ex. [Webbink 1984](#)). Cependant, ce scénario semble défavorisé au vu des observations mais ne semble pas totalement exclu pour certains événements (voir la discussion dans [Hillebrandt et Niemeyer 2000](#)).

ce que l'énergie libérée dépasse l'énergie de liaison gravitationnelle de la naine blanche. A cet instant, celle-ci explose et disparaît totalement en éjectant toute sa matière dans le MIS à des vitesses pouvant atteindre  $20\,000\text{ km s}^{-1}$  (pour plus d'explications, voir par exemple la revue de [Hillebrandt et Niemeyer 2000](#)).

Le mécanisme d'explosion des SNe Ia est à l'heure actuelle encore débattu. La combustion nucléaire pourrait se propager en principe par détonation ou par déflagration. Cependant, la détonation a été exclue par le fait qu'elle ne produit quasiment pas d'éléments de masse intermédiaire (éléments entre le carbone et le nickel) dont la présence est observée dans les spectres des SNe Ia ([Arnett 1969a](#), [Nomoto et Sugimoto 1977](#)). La déflagration produit du  $^{56}\text{Ni}$  ainsi que des éléments de masse intermédiaire mais a besoin d'être accélérée pour pouvoir exploser l'étoile. Ceci peut être fait par interaction avec la turbulence comme présenté par [Nomoto et al. \(1984\)](#) avec son célèbre modèle W7, modèle qui permet de reproduire une bonne quantité d'observables des SNe Ia. Un autre modèle tout aussi triomphant est le modèle de transition déflagration-détonation (DDT), aussi appelé modèle à détonation retardé, proposé la première fois par [Khokhlov \(1991\)](#). Ce modèle permet de reproduire tout aussi bien les observables associées aux explosions de SNIa dont les courbes de lumière (voir par exemple [Hoefflich et Khokhlov 1996](#), [Gamezo et al. 2004](#), [Mazzali et al. 2007](#)). Cependant, le mécanisme expliquant cette DDT reste encore inconnu.

$^{56}\text{Ni}$  Un élément certain concernant les SNe Ia est que la courbe de lumière bolométrique de celle-ci est alimentée par la décroissance radioactive du  $^{56}\text{Ni}$  suivi de celle plus longue du  $^{56}\text{Co}$  ([Truran et al. 1967](#), [Colgate et McKee 1969](#), [Kuchner et al. 1994](#)). Les produits de ces décroissances, photons et positrons, sont piégés dans l'éjecta de la supernova et vont le chauffer et l'ioniser. Cette énergie pouvant ensuite être réémise sous forme de photons UV ou optique ([Axelrod 1980](#)). Le  $^{56}\text{Co}$  est produit par la décroissance par capture électronique du  $^{56}\text{Ni}$  qui est produit en grande quantité dans les SNe Ia. D'après les observations, les SNe Ia produisent une valeur typique de  $0.6 M_{\odot}$  ([Branch et Khokhlov 1995](#)). Ensuite, le  $^{56}\text{Co}$  fraîchement synthétisé va décroître en  $^{56}\text{Fe}$  par capture électronique dans  $\simeq 80.5\%$  des cas et par décroissance  $\beta^+$  dans  $\simeq 19.5\%$  ( $= f_{\beta^+}^{56}$ ) des cas, avec un temps de vie moyen de  $\tau_{56} \simeq 111$  jours. La chaîne de décroissance émettrice  $\beta^+$  peut donc s'écrire :



où seulement les raies  $\gamma$  principales émises sont indiquées. Il est important de faire remarquer que jusqu'à présent, on n'a jamais pu observer l'une de ces raies  $\gamma$  dans la direction d'une SNIa<sup>4</sup> excepté pour SN1991T où une détection à seulement  $2-3\sigma$  a peut-être été réalisée ([Morris et al. 1997](#)).

Par son rendement élevé en  $^{56}\text{Ni}$ , une SNIa devrait donc produire a fortiori une quantité importante de positrons de l'ordre de  $Y_{56}^{\text{SNIa}} \times f_{\beta^+}^{56} \sim 10^{54} e^+$ , soit une quantité environ 10 000 fois supérieure à celle produite par une CCSN en positrons produits par l' $^{26}\text{Al}$ . Cependant, on ne sait pas exactement quelle quantité de positrons arrive à s'échapper vers le MIS à cause du temps de vie très court du  $^{56}\text{Ni}$  et du  $^{56}\text{Co}$ . Ce temps de vie fait que les positrons sont injectés dans un éjecta de la SNIa encore très dense. Ils y perdent donc probablement très rapidement de l'énergie et s'y annihilent sans avoir pu atteindre le MIS. Mais cela dépend de nombreuses

4. Pendant la rédaction de cette thèse, les raies de décroissance du  $^{56}\text{Co}$  ont été détectées par SPI/INTEGRAL et IBIS/ISGRI/INTEGRAL en provenance de SN2014J (voir ATels #5992 et #6099) qui a été découverte en janvier 2014 dans la galaxie M82.

inconnues telles que le profil de densité de l'éjecta, le transport des positrons au sein de l'éjecta et donc a fortiori de la configuration du champ magnétique de l'éjecta ou encore de la distribution spatiale initiale des radio-isotopes parents. Dans le but d'estimer la contribution des positrons issus de la radioactivité  $\beta^+$  à l'émission d'annihilation Galactique, [Chan et Lingenfelter \(1993\)](#) ont essayé d'estimer les fractions d'échappement des positrons du  $^{56}\text{Ni}$ ,  $^{44}\text{Ti}$  et  $^{26}\text{Al}$  des éjectas de supernovae en prenant en compte les diverses inconnues précédemment citées et pour différents mécanismes d'explosions (modèles de détonation, déflagration, DDT ; voir plus haut). Ils ont montré que, indépendamment du modèle d'explosion et des cas extrêmes utilisés pour les paramètres inconnus de l'éjecta, entre 0.1% et 15% des positrons du  $^{56}\text{Ni}$  s'échappent de l'éjecta des SNe Ia <sup>5</sup>. En utilisant les fractions d'échappement calculées pour les autres radio-isotopes ainsi que les fréquences associées à chaque type de SN, [Chan et Lingenfelter](#) montrent que les positrons produit par le  $^{56}\text{Ni}$ , l' $^{26}\text{Al}$  et le  $^{44}\text{Ti}$  peuvent expliquer quantitativement la totalité de l'émission Galactique à 511 keV, avec un taux de production de l'ordre de  $10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ . Ils soulignent que les SNe Ia seraient les contributeurs principaux à la production de positrons avec une fraction comprise entre 70% et 85%. Plus récemment, [Martin et al. \(2010\)](#) ont repris le formalisme de [Chan et Lingenfelter](#) pour essayer de contraindre (a) le transport des positrons au sein de l'éjecta et (b) la fraction d'échappement des positrons, à l'aide de données obtenues par SPI/INTEGRAL pour six supernovae (4 CCSNe et 2 SNe Ia). [Martin et al.](#) ont montré que rien ne pouvait être déduit concernant le transport des positrons dans les éjectas mais ils ont pu mettre des limites supérieures sur les fractions d'échappement :  $\simeq 12\text{-}13\%$  pour Cas A et Tycho. Ces valeurs sont en accord avec celles déduites par [Chan et Lingenfelter \(1993\)](#) et par [Milne et al. \(1999\)](#). Ces derniers utilisèrent une autre méthode pour essayer de contraindre cette fraction d'échappement. Cette méthode consiste à modéliser les courbes de lumière bolométrique des SNe Ia, pour différents modèles d'explosion et différentes hypothèses concernant les paramètres inconnus précédemment cités, et de les comparer aux courbes de lumière observées d'une dizaine de SNe Ia. Puisque ces courbes, à des époques tardives après l'explosion ( $\geq 200$  jours), sont supposées être alimentées par l'énergie déposée par les positrons dans l'éjecta, on peut donc essayer de voir quel ensemble de paramètres s'ajuste le mieux aux observations. [Milne et al.](#) ont montré qu'entre 0% et  $\sim 11\%$  des positrons s'échappent de l'éjecta, peu importe le modèle d'explosion supposé. Ils montrèrent cela pour une configuration radiale du champ magnétique dans l'éjecta, qui semble être favorisée par la comparaison des modèles aux observations. Cependant, toutes ces études sont loin d'être complètes. De nombreux effets qui n'ont pas été pris en compte pourraient avoir une influence importante sur l'échappement des positrons (effets 3D de l'explosion, autres mécanismes de dépôt d'énergie dans l'éjecta, etc. ; voir la discussion de [Prantzos et al. 2011](#)).

Le taux de production de positrons par le  $^{56}\text{Ni}$  peut se déduire par la relation suivante :

$$\dot{N}_{56}^{e^+} = f_{\beta^+}^{56} \times \frac{Y_{56}^{SNIa}}{m_{56}} \times f_{esc}^{56} \times R_{SNIa} \simeq 1.6 \times 10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1} , \quad (2.8)$$

avec  $f_{esc}^{56}$  la fraction d'échappement des positrons du  $^{56}\text{Ni}$  prise ici à 5% et  $m_{56}$  la masse d'un atome de  $^{56}\text{Ni}$  ( $\simeq 55.94 \text{ uma}$ ).

**Contribution des SNe Ia à l'émission Galactique à 511 keV** Si seulement quelques % des positrons s'échappent des éjectas des SNe Ia, celles-ci pourraient expliquer quantitativement

5. Ces auteurs montrent aussi que  $\sim 100\%$  des positrons du  $^{44}\text{Ti}$  s'échappent de l'éjecta des SNe Ia. Cependant, le rendement en  $^{44}\text{Ti}$  par une SNIa est environ 10 000 à 100 000 fois plus faible que le rendement en  $^{56}\text{Ni}$ . Le  $^{56}\text{Ni}$  est donc le contributeur majoritaire de positrons pour les SNe Ia. Ils montrent aussi que  $\simeq 0\%$  des positrons du  $^{56}\text{Ni}$  s'échappent de l'éjecta des CCSNe. Ceci est dû à un éjecta bien plus massif que celui des SNe Ia.

le taux d'annihilation Galactique observé qui est de l'ordre de  $(2-3) \times 10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$  (voir section 1.4). Concernant la morphologie de l'émission, les SNe Ia ont longtemps été associées à des populations d'étoiles vieilles et seraient donc concentrées dans les régions internes de la Galaxie et dans le bulbe. Cependant, une fraction des SNe Ia pourrait être associée à une population d'étoiles jeunes (Mannucci *et al.* 2005, Scannapieco et Bildsten 2005, Sullivan *et al.* 2006). En supposant des profils de densité appropriés pour ces composantes, Prantzos *et al.* (2011, section IV.D.3) montrent que les SNe Ia ne peuvent expliquer quantitativement que la moitié des positrons qui s'annihilent dans le bulbe de la Galaxie. De plus, ces travaux (voir chapitre 4) montrent que, dans tous les cas, même avec propagation des positrons, la morphologie de l'émission observée du bulbe n'est pas retrouvée pour les positrons produits par les SNe Ia.

### 2.1.1.3 Autres sources $\beta^+$

Nous discutons ici d'autres objets astrophysiques synthétisant des émetteurs  $\beta^+$ . Cependant, ces objets ont des rendements encore inconnus ou très faibles par rapport au taux d'annihilation Galactique déduit des observations.

**Novae** Les novae classiques sont des explosions se déroulant à la surface de naines blanches à la suite de l'accrétion par celles-ci de matière provenant d'une étoile compagnon appartenant à la séquence principale. Cette matière accrétée (principalement constituée d'hydrogène) va s'accumuler à la surface de la naine blanche et faire augmenter la pression et la température jusqu'à ce que la fusion nucléaire explosive de l'hydrogène se déclenche à la base de l'enveloppe (à des températures de l'ordre de  $\sim 10^8 \text{ K}$ ). Ceci va mener à un emballement des réactions thermonucléaires qui vont synthétiser une grande quantité de radio-isotopes  $\beta^+$ . Une fraction de ceux-ci vont rapidement décroître et déposer une quantité énorme d'énergie dans l'enveloppe de la nova, ce qui va provoquer l'explosion et une augmentation de la luminosité d'un facteur  $\sim 10^7$  (voir la revue de Hernanz 2005).

Il existe deux types de novae dépendant de la composition chimique de la naine blanche. On parle de novae carbone-oxygène ou de novae oxygène-néon. Cette différence réside dans la masse initiale du progéniteur de la naine blanche. Plus ce dernier est massif, plus l'étoile progénitrice a la probabilité de fusionner son carbone en fin de vie pour synthétiser principalement du néon. Gil-Pons *et al.* (2003) ont par exemple trouvé une masse minimum initiale de  $9.3 M_{\odot}$  pour obtenir une naine blanche oxygène-néon. Il est important de bien distinguer des deux types de novae puisque leur signature radiative sera différente due à des rendements différents en radio-isotopes  $\beta^+$ .

Parmi ces radio-isotopes  $\beta^+$ , on va trouver principalement le  $^{13}\text{N}$  et le  $^{18}\text{F}$  peu importe le type de nova. Cependant, leur temps de vie est très court (respectivement 862 s et 158 min) et les positrons émis vont donc très probablement tous s'annihiler dans l'éjecta très dense de la nova (Hernanz *et al.* 1999b). Ces radio-isotopes ne vont donc pas contribuer à la production de positrons dans la Galaxie. Il faut donc se tourner vers deux autres émetteurs  $\beta^+$  qui sont le  $^{22}\text{Na}$  et le  $^{26}\text{Al}$ . Ces deux radio-isotopes sont produits uniquement dans les novae oxygène-néon. Ceci provient du fait que ces novae possèdent déjà à leur surface des éléments tels que le  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{23}\text{Na}$  et  $^{24,25}\text{Mg}$  qui vont pouvoir produire grâce au cycle nucléosynthétique NeNa des éléments tels que le  $^{22}\text{Na}$  et le  $^{26}\text{Al}$  (Hernanz *et al.* 1999a, Hernanz 2005). Ces isotopes ont des temps de vie relativement long ( $\tau_{22} \simeq 3.75 \text{ ans}$ ) et les positrons produits vont donc probablement s'échapper dans le MIS. La chaîne de décroissance du  $^{22}\text{Na}$  s'écrit :



L'estimation du rendement des novae en radio-isotopes est une tâche difficile. D'un point de vue observationnel, seuls [Iyudin et al. \(1995\)](#) purent mettre une limite supérieure à  $2\sigma$  sur la masse de  $^{22}\text{Na}$  produite par les novae oxygène-néon du disque Galactique. Celle-ci correspond à une valeur de  $3.7 \times 10^{-8} M_{\odot}$ . Elle fut dérivée par la non détection par COMPTEL/CGRO de la raie  $\gamma$  à 1.274 MeV dans la direction d'une dizaine de novae du disque de la Galaxie. Cette limite observationnelle resta en accord avec les prédictions fournies par les modèles théoriques ([Starrfield et al. 1997](#), [Jose et Hernanz 1998](#), [Hernanz et al. 1999a](#)). [Hernanz et al. \(1999a\)](#) montrèrent par exemple que le rendement en  $^{22}\text{Na}$ ,  $Y_{22}^{O-Ne}$ , peut être compris entre  $3.1 \times 10^{-9} M_{\odot}$  et  $1.2 \times 10^{-8} M_{\odot}$ . Le rendement en  $^{26}\text{Al}$  est, lui, plus faible d'un facteur 10. On peut donc écrire le taux de production Galactique de positrons par le  $^{22}\text{Na}$ , produit par les novae carbone-oxygène, par la relation suivante :

$$\dot{N}_{22}^{e^+} = f_{\beta^+}^{22} \times \frac{Y_{22}^{O-Ne}}{m_{22}} \times f_{esc}^{22} \times R_{O-Ne/an} = (5 \times 10^{39} - 2.4 \times 10^{40}) \times R_{O-Ne/an} e^+ s^{-1}, \quad (2.10)$$

avec  $f_{\beta^+}^{22}$  le rapport de branchement pour la décroissance  $\beta^+$  du  $^{22}\text{Na}$  (=100%),  $f_{esc}^{22}$  la fraction d'échappement des positrons du  $^{56}\text{Ni}$  de l'éjecta de la nova prise ici à 100%,  $m_{22}$  la masse d'un atome de  $^{22}\text{Na}$  ( $\simeq 21.99$  uma) et  $R_{O-Ne/an}$  la fréquence annuelle de novae oxygène-néon dans la Galaxie. Cette fréquence est estimée de diverses manières. Une valeur canonique communément admise pour la fréquence Galactique des novae est celle de [Shafter \(1997\)](#), qui est de  $(35 \pm 11) \text{ an}^{-1}$ . En considérant qu'environ 30% des novae sont de type oxygène-néon ([Livio et Truran 1994](#), [Gil-Pons et al. 2003](#)), on peut donc en déduire un taux de  $\dot{N}_{22}^{e^+} \simeq 1.5 \times 10^{41} e^+ s^{-1}$ .

Ce taux de production est donc environ 100 fois inférieur au taux d'annihilation Galactique dérivée par les observations de SPI/INTEGRAL. Il semble donc difficile de considérer les novae comme contributrices majoritaires de positrons dans la Galaxie <sup>6</sup>.

**Hypernovae et Sursauts  $\gamma$**  Les hypernovae/SNIc sont associées à des explosions bipolaires d'étoiles très massives, c'est à dire à des étoiles massives dont la masse excède  $\sim 20\text{--}25 M_{\odot}$ . On associe souvent ce scénario à des étoiles massives de type WR. Ces explosions correspondent à des supernovae à effondrement de coeur (voir Sect. 2.1.1.1) qui donneraient naissance à des trous noirs. L'énergie libérée lors de ce type d'explosion ( $\geq 10^{52}$  ergs) serait de 10 à 100 fois supérieure à celle d'une supernova classique. Ces phénomènes ont aussi la particularité de pouvoir produire une quantité plus importante de  $^{56}\text{Ni}$  par rapport à une supernova de type II. Elles pourraient produire une masse de  $^{56}\text{Ni}$  de  $\sim 0.5 M_{\odot}$  (voir la revue de [Nomoto et al. 2003](#)).

De nombreuses inconnues persistent sur ce genre de phénomènes astrophysiques telles que leur fréquence, leur distribution spatiale ou encore l'échappement des positrons de l'éjecta. Cependant, leur rendement élevé en  $^{56}\text{Ni}$  a poussé [Cassé et al. \(2004\)](#) à proposer ce type d'objets comme pouvant potentiellement expliquer l'émission d'annihilation Galactique. Ces auteurs se basèrent sur des modèles théoriques d'explosion asymétrique qui montrent que ce genre d'explosion engendre des vitesses très élevées le long d'un axe, ce qui engendre plus rapidement un milieu optiquement mince dans cette direction et favoriserait donc un échappement plus rapide des photons ou des positrons produits par décroissance  $\beta^+$  du  $^{56}\text{Ni}$  (voir p. ex. [Maeda et Nomoto 2003](#)). Avec une approche semi-quantitative, [Cassé et al.](#) montrèrent que (a) jusqu'à  $2 \times 10^{54} e^+$  peuvent s'échapper de l'éjecta vers le MIS et (b) qu'une fréquence de 0.2 hypernovae par millénaire dans le bulbe pourrait expliquer le taux d'annihilation positronique observé. Cependant, on peut logiquement critiquer cette approche car les hypernovae étant associées à des étoiles massives

6. Nous ne discutons pas ici des positrons produits par l' $^{26}\text{Al}$  synthétisé dans les novae car, comme dit dans le texte, les rendements théoriques sont environ 10 fois inférieurs à ceux du  $^{22}\text{Na}$ .

jeunes, ce genre de phénomène devrait être beaucoup plus fréquent dans le disque Galactique et l'émission associée devrait a fortiori être proéminente dans le disque (voir aussi la discussion de [Knödlseeder et al. 2005](#))...

Il est à noter aussi que les hypernovae pourraient être associées, pour certains événements, à des sursauts  $\gamma$  (p. ex. [Paczynski 1998](#)). Les sursauts  $\gamma$  sont les explosions les plus énergétiques de l'Univers. Ils pourraient dégager des énergies allant de  $10^{51}$  à  $10^{54}$  ergs, soit jusqu'à 1000 fois supérieure à l'énergie dégagée par une supernova classique (SNIa ou CCSN). Cette énergie serait principalement dégagée dans des jets de matière très collimatés à des vitesses avoisinant celle de la lumière. Le phénomène à l'origine d'un sursaut  $\gamma$  serait donc l'effondrement d'une étoile très massive ou la coalescence de deux objets compacts (étoiles à neutrons ou trous noirs) se trouvant dans un système binaire. [Parizot et al. \(2005\)](#) proposèrent que des sursauts  $\gamma$  associés à des *mini-starburst* dans la zone moléculaire centrale (CMZ) de la Galaxie pourraient expliquer quantitativement et morphologiquement l'émission d'annihilation Galactique. La création de paires  $e^+e^-$  (voir section 2.1.2.2) par l'interaction  $\gamma\gamma$  en amont des jets relativistes des sursauts  $\gamma$  pourrait produire jusqu'à  $10^{55}$   $e^+$ . Avec cette quantité, [Parizot et al.](#) montrèrent que si la période de récurrence des sursauts  $\gamma$  dans notre Galaxie était de l'ordre de  $\sim 2 \times 10^4$  ans, la quantité de positrons injectés dans la CMZ pourrait expliquer le taux d'annihilation actuel. Ils montrèrent aussi, en considérant que les positrons diffusent à la suite de leur injection dans le MIS, qu'ils pourraient remplir le bulbe et donc expliquer la morphologie. Enfin, ils expliquèrent élégamment le ratio intense B/D du flux d'annihilation en montrant que les positrons des sursauts  $\gamma$  du disque devraient s'annihiler rapidement dans le milieu dense du plan Galactique alors que dans le bulbe, le MIS est très ténu, permettant ainsi aux positrons de diffuser dans le bulbe avant de s'y annihiler. Cependant, comme pour les hypernovae, le rendement positronique est réellement inconnue et la non détection de rayonnement à 511 keV intense dans le disque Galactique engendre de sérieux doutes sur ce scénario (voir aussi [Bertone et al. 2006](#)).

## 2.1.2 Processus d'interactions de haute énergie

### 2.1.2.1 Interaction du rayonnement cosmique avec le milieu interstellaire

Le rayonnement cosmique (RC) est un flux de particules de très hautes énergies (pouvant aller jusqu'à  $\sim 10^{20}$  eV) qui se propagent à des vitesses relativistes dans toute la Galaxie. Ils ont été découverts en 1912 par Victor F. Hess qui observa l'impact de l'interaction de ceux-ci avec les atomes de notre atmosphère ([Hess 1912](#)). Le RC est constitué à 99% de noyaux atomiques et de 1% d'électrons libres. Parmi les noyaux atomiques, on trouve environ 90% de protons, 9% de noyaux d'hélium et 1% de noyaux plus lourds. On pense aujourd'hui que l'origine du RC serait les supernovae, leurs restes ou encore les pulsars (pour les énergies allant jusqu'à  $10^{19}$  eV). Ces objets pourraient en effet fournir l'énergie nécessaire pour accélérer les particules du RC à de telles énergies par les mécanismes d'accélération de Fermi (pour une revue sur le RC, voir [Klapdor et Zuber 2003](#), et les références associées).

C'est en 1964 que l'on découvrit la présence de positrons dans le RC ([De Shong et al. 1964](#)). Contrairement aux protons et aux électrons précédemment cités, on a toujours pensé que les positrons étaient majoritairement des particules secondaires du RC. C'est à dire qu'ils résulteraient de l'interaction d'un proton ou d'un noyau plus lourd du RC primaire avec un proton ou un noyau plus lourd du MIS. Cependant, des observations récentes (voir [Coutu et al. 1999](#), [Adriani et al. 2009](#), [Ackermann et al. 2012](#)) ont montré que la fraction de positrons dans le RC est supérieure (et augmente progressivement) à partir de quelques GeV à ce que prédisent les modèles ne considérant qu'une contribution secondaire des positrons au RC (p. ex. [Moskalenko et Strong 1998](#)). Ainsi,

cette observation inattendue pourrait être expliquée par une source additionnelle de positrons qui seraient donc primaires. L'origine exacte de ces positrons est cependant encore débattue.

Concernant les positrons secondaires, le canal préférentiel producteur de  $e^+$  va être la décroissance du pion<sup>7</sup>  $\pi^+$ , qui lui est produit à la suite d'une interaction proton-proton (interaction  $pp$ ). Celui-ci va décroître en donnant naissance à un anti-muon  $\mu^+$  qui va lui-même très rapidement décroître pour donner naissance à un positron. La chaîne de décroissance productrice de positrons peut donc s'écrire :

$$\pi^+ \xrightarrow{2.6 \times 10^{-8} \text{ s}} \mu^+ + \nu_\mu \text{ suivi de } \mu^+ \xrightarrow{2.2 \times 10^{-6} \text{ s}} e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad (2.11)$$

où  $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$  et  $\bar{\nu}_\mu$  sont respectivement un neutrino muonique, neutrino électronique et anti-neutrino muonique. Des positrons peuvent aussi être créés en quantité plus faible par la production de kaons  $K$ , d'autres types de mésons dont les  $K^+$  se désintègrent rapidement pour donner naissance soit à des  $\mu^+$  ou des  $\pi^+$ , qui vont ensuite décroître en positrons par la chaîne de décroissance de l'équation 2.11. Tous ces canaux de production de positrons par les interactions  $pp$  du RC ont été étudiés de manière exhaustive par de nombreuses équipes (voir p. ex. [Dermer 1986](#), [Murphy et al. 1987](#), [Moskalenko et Strong 1998](#)). Le calcul théorique du spectre en énergie des positrons a montré que leur énergie moyenne était de l'ordre de 30–40 MeV.

Le taux de production Galactique des positrons secondaires par le RC peut être déduit, encore une fois, avec l'aide de l'astronomie  $\gamma$ . Les particules du RC se propagent dans la Galaxie et vont interagir avec les composantes du MIS (voir [Strong et al. 2007](#), pour une revue sur la propagation du RC). Ces diverses interactions vont donner naissance à une émission diffuse dans le domaine du  $\gamma$ . Les protons et les noyaux plus lourds vont principalement interagir par interactions  $pp$  qui vont produire des pions neutres  $\pi^0$  qui eux sont très instables et vont se désintégrer en donnant naissance à deux photons  $\gamma$  d'énergie supérieure à  $\sim 100$  MeV. Les électrons et positrons, avec des énergies  $\geq 100$  MeV, vont eux interagir avec les champs de radiation interstellaire par diffusion inverse-Compton et avec le gaz du MIS par rayonnement de freinage (ou Bremsstrahlung). Tous ces processus d'interaction émettent un rayonnement  $\gamma$  ou X dur. La présence de positrons peut aussi amener à des processus d'annihilation qui émettent dans le  $\gamma$  (voir chapitre 1). En utilisant ces connaissances, [Porter et al. \(2008\)](#) ont essayé de déterminer les contributions de chaque processus radiatif au continuum diffus X dur et  $\gamma$  Galactique. À l'aide du code de propagation du RC GALPROP ([Strong et Moskalenko 1998](#)), ils ont pu obtenir un modèle idéal (voir aussi [Strong et al. 2004](#)) qui explique plutôt bien la totalité de ce continuum diffus, qui s'étend du keV jusqu'au TeV. Avec ce modèle, ils déduisirent qu'un taux de production de positrons par le RC de  $2 \times 10^{42} e^+ s^{-1}$  est nécessaire pour rendre compte des observations. Cette valeur est peu dépendante du modèle utilisé, le meilleur modèle précédant cette étude nécessitait seulement  $1 \times 10^{42} e^+ s^{-1}$ .

**Contribution du RC à l'émission Galactique à 511 keV** Plusieurs éléments ne semblent pas du tout favoriser le RC comme contributeur majoritaire de positrons à l'émission à 511 keV. Déjà, leur taux de production Galactique semble très inférieur au taux d'annihilation déduit des observations ( $\simeq 5 - 10\%$  du taux d'annihilation dans la Galaxie). De plus, leur énergie d'injection ( $\geq 30$  MeV) ne respecte pas la contrainte énergétique de quelques MeV dans le cas d'un régime stationnaire de production de positrons. Pour finir, leur distribution spatiale d'injection ne semble pas corrélée à la distribution spatiale de l'émission à 511 keV. Si l'on considère l'émission Galactique  $\geq 100$  MeV comme un bon traceur de la distribution initiale des positrons du RC (voir

7. Le pion, en physique des particules, est une particule non-élémentaire appartenant à la famille des mésons.

Dermer et Murphy 2001), celle-ci est principalement concentrée dans le plan Galactique (voir l'image du bas de la Figure 1.8 provenant de l'instrument EGRET/CGRO).

### 2.1.2.2 Production de paires $e^+e^-$ au niveau des objets compacts

Un positron peut être créé au cours du processus de création de paire  $e^+e^-$  qui est produit lors de l'interaction d'un photon avec un corps au travers de son champ électromagnétique. Ce mécanisme faisant intervenir l'électrodynamique quantique convertit donc littéralement de l'énergie (photon(s)) en matière (leptons  $e^-$  et  $e^+$ ). Une énergie seuil photonique est donc nécessaire pour pouvoir faire apparaître un  $e^+$  et un  $e^-$ . Sur Terre, on observe régulièrement ce processus lorsqu'un photon interagit avec le champ électromagnétique d'un noyau atomique. En astrophysique, on observe ce processus lorsqu'un photon hautement énergétique interagit avec un champ magnétique intense ou avec d'autres photons. On va donc observer ce mécanisme de production au niveau des objets compacts qui se révèlent être des objets possédant de forts champs magnétiques et radiatifs.

**$\gamma + \mathbf{B} \rightarrow e^+ + e^- + \mathbf{B}$  dans les pulsars** Une paire  $e^+e^-$  peut être créée à partir d'un simple photon interagissant avec un champ magnétique intense  $B \geq 10^{12}$  Gauss<sup>8</sup> (voir Erber 1966, Daugherty et Harding 1983, et les références associées). Ce processus nécessite que l'énergie du photon  $E_\gamma$  respecte la condition suivante :  $E_\gamma \times \sin(\theta) \geq 2m_e c^2$ , où  $\theta$  est l'angle entre la direction du photon et la direction du champ magnétique ambiant (ou *pitch-angle*). Cette condition possède donc la particularité qu'un photon très énergétique dont la trajectoire est quasiment parallèle à la direction du champ magnétique ne pourra pas créer de paires  $e^+e^-$  (Daugherty et Harding 1983).

Cette intensité de champ magnétique peut se trouver à la surface des étoiles à neutrons magnétisées comme les pulsars ou les magnétars. Les étoiles à neutrons sont un type de résidus suite à l'explosion des supernovae à effondrement de coeur (voir section 2.1.1.1). Ces étoiles ont la propriété d'être fortement magnétisées ( $B \simeq 10^8 - 10^{14}$ G) et de tourner très rapidement sur elles-mêmes (période de rotation allant de la milliseconde à la seconde). On peut grossièrement les assimiler à des dipôles magnétiques en rotation rapide. Ces caractéristiques font des étoiles à neutrons des sources de rayonnement à haute énergie dans notre Galaxie.

Plusieurs modèles ont été invoqués pour expliquer l'émission à haute énergie des étoiles à neutrons. L'un des premiers, celui du *polar cap*, souligna l'importance de la production de positrons par le mécanisme de création de paires (Sturrock 1971). Dans ce modèle, les électrons arrachés aux pôles magnétiques de l'étoile à neutrons vont être accélérés par les champs électriques parallèles aux lignes de champs magnétiques. Ces électrons vont produire des photons de haute énergie par rayonnement de courbure ou diffusion Compton inverse avec des photons X provenant de la surface de l'étoile à neutrons (p. ex. Daugherty et Harding 1996). Dans ce modèle, l'intensité du champ électrique augmente avec l'altitude. Les particules chargées vont donc être de plus en plus accélérées jusqu'à produire des photons  $\gamma$  qui eux, par interaction avec le champ magnétique intense de la magnétosphère du pulsar, vont pouvoir créer des paires  $e^+e^-$ . Ces paires vont elle-mêmes être accélérées par le champ électrique et vont émettre des photons par rayonnement synchrotron ou par diffusion inverse Compton. Photons qui vont par la suite créer de nouvelles paires  $e^-e^+$  et ainsi de suite... On parle de cascade électromagnétiques dans ce cas (Zhang et Harding 2000). Dans l'autre grande catégorie de modèle, le modèle *Outer Gap* (Cheng et al. 1986), la création de paire  $e^+e^-$  est quant à elle initiée par l'interaction  $\gamma\gamma$  du fait

8. 1 Gauss (G) =  $10^{-4}$  Tesla (T)

que l'on considère la zone d'émission à haute énergie bien plus éloignée de la surface de l'étoile, et donc avec un champ magnétique moins intense (pour une description détaillée de ces modèles, je recommande au lecteur de se reporter à la thèse de [Pancrazi 2011](#)).

**Contribution à l'émission Galactique à 511 keV** A l'heure actuelle, il est difficile d'estimer la quantité de positrons produits par les étoiles à neutrons fortement magnétisées. En se basant sur les flux et les spectres  $\gamma$  des pulsars du Crabe et de Vela, [Harding et Ramaty \(1987\)](#) déduisirent que ces objets pourraient produire jusqu'à  $\sim 10^{40} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ . De plus, il semble encore plus difficile d'évaluer même théoriquement la quantité de positrons qui arrive à s'échapper dans le vent de pulsar pour atteindre le MIS. En supposant une fraction de 100%, [Prantzos et al. \(2011\)](#) montrent que les pulsars pourraient produire jusqu'à  $5 \times 10^{42} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ . Cependant, cette estimation est idéale et il est important de faire remarquer que dans tous les cas, la distribution spatiale des pulsars est fortement corrélée à celle des étoiles jeunes (du fait de leur création par l'effondrement de coeur d'étoiles massives). Ils sont ainsi concentrés principalement dans le disque Galactique le long des bras spiraux, ce qui ne reflète pas l'émission Galactique à 511 keV. L'énergie de ces positrons est aussi problématique car elle serait de  $\sim 30\text{--}40 \text{ MeV}$ .

**$\gamma + \gamma \rightarrow \text{e}^+ + \text{e}^-$  dans les binaires X (XRBs)** Quand l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse est supérieure à  $2m_e c^2$ , l'interaction de deux photons peut créer une paire  $\text{e}^+ \text{e}^-$ . Les binaires X sont des systèmes propices à cette production positronique. Comme leur nom l'indique, les binaires X sont constituées d'un couple d'étoiles dont l'une est un objet compact (trou noir ou étoile à neutrons) et l'autre une étoile classique. Lorsque cette dernière est une étoile massive OB de  $10\text{--}20 M_\odot$ , on parle généralement de binaire X de haute masse (*High Mass X-ray Binary* ou HMXB) et réciproquement, lorsque celle-ci est une étoile de la séquence principale avec une masse maximale de quelques  $M_\odot$  ou bien une naine blanche de  $\sim 1 M_\odot$ , on parle de binaire X de faible masse (*Low Mass X-ray Binary* ou LMXB).

On nomme celle-ci binaires X car elles émettent un fort rayonnement dans le domaine spectral X. Ce rayonnement intense est dû à l'importante accréation par l'objet compact de matière provenant de l'étoile compagnon. La matière accrétée, par l'intermédiaire d'un disque d'accréation ou non autour de l'objet compact, est chauffée et compressée et va émettre thermiquement pour se relaxer et notamment dans le domaine spectral X. Ce rayonnement peut aussi avoir une origine non thermique lors de la présence de disque d'accréation autour de l'objet compact (principalement lorsque celui-ci est un trou noir). Dans ce disque d'accréation, des électrons et positrons vont être accélérés et leur interaction avec le milieu ambiant va produire des photons non thermiques. Lorsque l'objet compact est un pulsar, le choc entre le vent de pulsar et le vent de l'étoile compagnon peut aussi être responsable de l'accélération de particules chargées. Enfin, si des jets radio sont observés dans la direction d'un XRB, on appelle ce genre d'objet un microquasar ( $\mu q$ ).

C'est donc au sein de disque d'accréation de l'objet compact que va avoir lieu la création de paires  $\text{e}^+ \text{e}^-$ . Comme dit précédemment, les conditions de température et de pression sont telles que les régions internes du disque vont émettre des photons hautement énergétiques qui vont donc pouvoir interagir entre eux pour donner naissance à un plasma de  $\text{e}^+ \text{e}^-$  (p. ex. [Herterich 1974](#)). Les jets de matière associés aux XRBs vont donc être primordiaux pour pouvoir injecter les positrons dans le MIS. Cependant, la physique des jets est toujours incertaine. Rien que leur contenu (leptonique ou hadronique) et leur vitesse (relativiste?) sont encore inconnus. [Guessoum et al. \(2006\)](#) ont mené une étude approfondie sur la question. En passant en revue les études existantes sur la modélisation des jets (p. ex. [Misra et Melia 1993](#), [Beloborodov 1999](#)), [Guessoum et al.](#) en déduisirent qu'un  $\mu q$  semble produire typiquement  $\sim 1 \times 10^{41} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ , au travers de ses

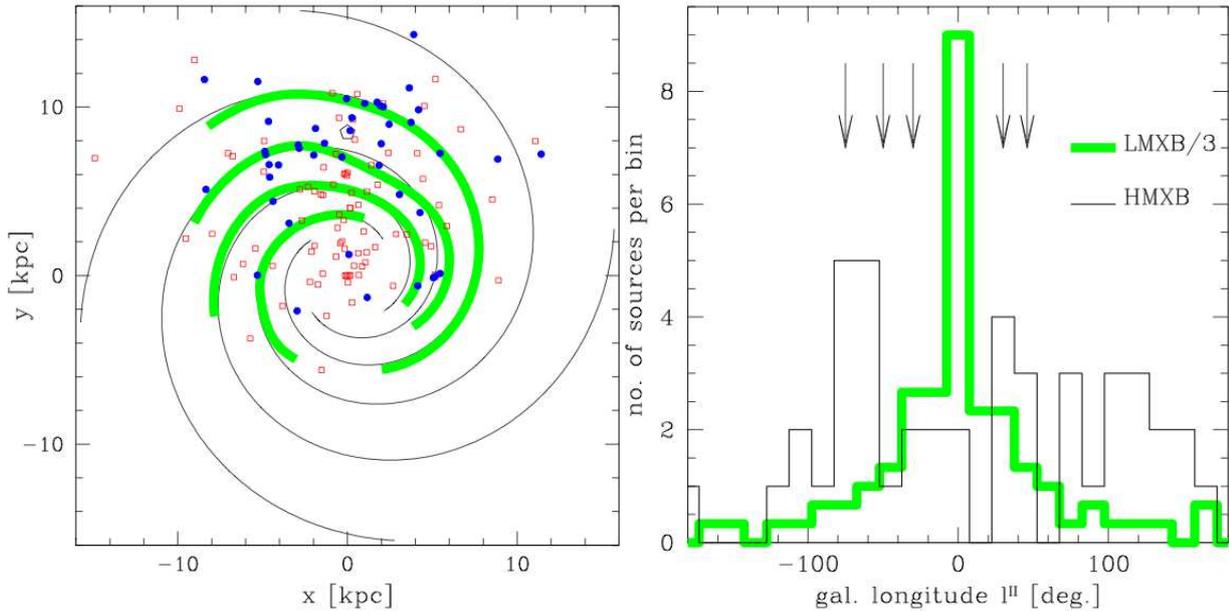


FIGURE 2.3 – Distributions spatiales des LMXBs et HMXBs détectées dans notre Galaxie vue du dessus (figure de gauche) et en fonction de la longitude Galactique (figure de droite) (Grimm *et al.* 2002). Figure de gauche : les points bleus représentent les HMXBs et les carrés rouges les LMXBs. Le soleil se trouve en  $x=0$  kpc et  $y=8.5$  kpc. Les traits fins noirs représentent les 4 bras spiraux du modèle Galactique à spirale logarithmique (voir p. ex. Vallée 1995). Les traits épais verts représentent les bras spiraux dérivés des observations des régions géantes HII (voir p. ex. Taylor et Cordes 1993). A noter que ces tracés sont obtenus à partir des catalogues de sources datant des années 1990 (voir les références dans Grimm *et al.* 2002). D’autres catalogues plus récents existent actuellement (Liu *et al.* 2006; 2007) mais ne changent pas les tendances évoquées dans le texte. Figure de droite : les flèches indiquent les positions des directions tangentes aux bras spiraux.

jets, avec des vitesses moyennement relativistes ( $\sim (0.5 - 0.7) \times c$  avec  $c$  la vitesse de la lumière). En fonction de (a) l’efficacité des interactions  $\gamma\gamma$ , et donc a fortiori du modèle d’accrétion, et (b) du taux d’annihilation des paires  $e^+e^-$ , le rendement typique pourrait être 10 fois supérieur ou inférieur. Avec la valeur typique de  $\sim 1 \times 10^{41} e^+ s^{-1}$ , une centaine de  $\mu qs$  dans la Galaxie pourrait expliquer quantitativement le taux de production de positrons dans la Galaxie. C’est d’ailleurs la limite supérieure inférée par Paredes (2005) mais la faible quantité de  $\mu qs$  observés dans la Galaxie ( $\sim 15$  confirmés) ne nous permet pas d’avoir des informations significatives sur leur nombre exact et leur distribution spatiale.

Prantzos (2004) fut le premier à suggérer les LMXBs comme contributrices principales de positrons à l’émission d’annihilation Galactique. Il fit remarquer que d’un point de vue morphologique, les LMXBs sont intéressantes par le fait qu’elles semblent principalement concentrées dans le bulbe Galactique (voir Figure 2.3; Grimm *et al.* 2002). Au contraire, les HMXBs semblent principalement concentrées dans le disque Galactique et semblent suivre les bras spiraux (voir Figure 2.3). Cela n’est pas surprenant du fait de la présence d’une étoile massive jeune au sein d’un système HMXB. Prantzos souligna aussi que l’émission X totale des LMXBs, de l’ordre de  $2 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$  (Grimm *et al.* 2002), est  $\sim 100$  fois supérieure à l’énergie nécessaire pour produire  $10^{43} e^+ s^{-1}$  de  $\sim 1$  MeV. Ainsi, si seulement 1% de cette énergie est convertie dans la production de  $e^+$ , les LMXBs pourraient expliquer le taux d’annihilation Galactique. Cependant, une dizaine de LMXBs présentes dans le disque Galactique expliquent déjà 80% de la totalité de la luminosité X des LMXBs. Mais même avec cela, Guessoum *et al.* (2006) montrèrent que les LMXBs du bulbe Galactique auraient une luminosité totale encore 20 fois supérieure à celle nécessaire pour produire le taux d’annihilation Galactique. On peut aussi ici faire le lien avec les  $\mu qs$ . Selon Grimm

*et al.* (2002),  $\sim 1/3$  des LMXBs seraient des  $\mu qs$  dans la Galaxie. En appliquant ce facteur aux LMXBs du bulbe, ceux-ci auraient une énergie 6 fois supérieure à celle nécessaire pour produire le taux d’annihilation Galactique. Cela semble encore renforcer les microquasars comme étant de potentiels contributeurs majeurs de positrons.

**Contribution à l’émission Galactique à 511 keV** Les LMXBs semblent être des sources de positrons prometteuses. Leur distribution spatiale, l’énergie des positrons injectés ( $\lesssim 1$  MeV) ainsi que leur rendement positronique Galactique semblent répondre aux critères associés à l’émission d’annihilation observée. Cependant, il est primordial de faire remarquer que le mécanisme de conversion de la luminosité X en positrons ainsi que le contenu des jets de matière au sein des  $\mu qs$  restent encore une énigme à ce jour. Tous les résultats discutés précédemment sont issus de calculs théoriques (excepté la détermination de la distribution spatiale et de la luminosité X). On ne peut donc conclure catégoriquement quoi que ce soit sur ce type de source.

### 2.1.2.3 Le trou noir supermassif Sgr A\*

Le centre de notre Galaxie semble abriter un trou noir supermassif du nom de Sagittarius A\* (Sgr A\*). Ce trou noir, d’une masse de  $\simeq 4 \times 10^6 M_{\odot}$ , possède une luminosité bolométrique relativement faible ( $\sim 10^{36}$  erg s $^{-1}$ ), à peine  $\sim 100$  fois supérieure à celle du Soleil. Il possède aussi une luminosité X bien inférieure à celle de toutes les LMXBs connues de la Galaxie (voir section 2.1.2.2). De par cet argument, il semble difficile de pouvoir considérer Sgr A\* comme un producteur important de positrons. Cependant, sa position centrale dans la Galaxie ainsi que l’évocation d’une activité d’accrétion<sup>9</sup> plus intense dans le passé pourrait réconcilier aisément cette source avec l’émission d’annihilation observée. C’est sur ces bases que plusieurs études ont tenté d’expliquer l’émission Galactique à 511 keV. Bien que les mécanismes de production positronique soient identiques à ceux évoqués jusqu’ici (sections 2.1.2.1 et 2.1.2.2), nous discutons séparément de Sgr A\* car ce scénario, pour être plausible, nécessite de parler (a) d’événements non-stationnaires et (b) de diffusion des positrons dans le bulbe pour pouvoir rendre compte de l’émission étendue de  $\sim 10^{\circ}$  (voir Figure 1.4). Ce qui n’était pas le cas pour les sources précédentes.

Un travail pionnier pour l’élaboration des modèles associés à Sgr A\* fut celui de *Fatuzzo et al.* (2001). Ces auteurs tentèrent de montrer que Sgr A East pouvait être la source responsable de l’émission d’annihilation. Sgr A East est le vestige d’une supernova de  $\sim 75\,000$  ans qui se trouve à proximité de Sgr A\* et émet fortement en radio. *Melia et al.* (1998) montrèrent, à l’aide des données de EGRET/CGRO, que cet objet était aussi corrélé à une forte émission  $\gamma$  de très haute énergie. Ainsi, cette émission  $\gamma$  serait fortement associée à la décroissance de  $\pi^0$  suite à l’interaction  $pp$  (voir section 2.1.2.1) dont les protons primaires seraient produits par Sgr A East. *Fatuzzo et al.* (2001) soulignèrent donc que Sgr A East était donc probablement un producteur important de positrons secondaires via la décroissance des  $\pi^+$  produits à la suite des interactions  $pp$ . C’est de ce postulat qu’ils essayèrent de déterminer si les positrons produits par Sgr A East pouvait expliquer quantitativement l’émission d’annihilation. Cependant, leur modélisation montra que Sgr A East, même avec un taux d’injection positronique important dans le passé, ne pouvait expliquer actuellement l’émission d’annihilation. Ceci est dû au fait que le temps de thermalisation des positrons, et donc d’annihilation, est beaucoup trop élevé par rapport au temps de vie de Sgr A East. Ainsi, d’après leur formalisme, Sgr A East pourrait être un contributeur important à l’émission d’annihilation dans le futur. Mais, dans tous les cas, *Fatuzzo et al.* n’ont pas discuté de l’étendue de l’émission d’annihilation du bulbe donc de la

9. L’accrétion ainsi que les jets de matière sont pour les trous noirs les mécanismes expliquant leur luminosité.

diffusion des positrons. En conclusion, ils émirent cependant l'hypothèse que l'accumulation de positrons due à des événements répétés dans le CG, tels que l'«engloutissement» d'étoiles par Sgr A\*, pourrait expliquer le taux d'annihilation actuel.

C'est en s'inspirant du concept de ces travaux que [Cheng et al. \(2006\)](#) proposèrent un scénario dans lequel Sgr A\* pourrait expliquer l'émission d'annihilation ainsi que l'émission  $\gamma \geq 500$  MeV du CG mesurée par EGRET/CGRO ( $\sim 2 \times 10^{37}$  ergs s<sup>-1</sup> dans un cercle de 0.2° autour du CG). Ils suggérèrent que Sgr A\* était bien plus actif dans le passé suite à la dislocation par les forces de marée d'une étoile dont la trajectoire était trop proche de Sgr A\*. Les débris de cette dislocation furent rapidement accrétés et éjectés par Sgr A\* au travers de jets de protons moyennement relativistes avec une énergie de  $\sim 10^{52}$ - $10^{53}$  ergs. Ces protons sont donc à même de pouvoir produire des positrons au travers de la création de paires  $e^+e^-$  suite à une interaction  $pp$ . Ils proposèrent trois scénarii pouvant expliquer les observations. Le premier est que Sgr A\* aurait capturé une étoile massive de  $\sim 50 M_\odot$  il y a  $\sim 10^7$  ans. Le second est que Sgr A\* aurait capturé (a) une étoile de  $\sim 1 M_\odot$  il y a  $0.5 \times 10^6$  ans expliquant ainsi l'émission  $\gamma$ , et il aurait aussi capturé (b) une étoile massive de  $\sim 30 M_\odot$  il y a  $5 \times 10^6$  ans expliquant l'émission d'annihilation étendue. Enfin, le troisième scénario montre que la capture périodique d'étoiles (fournissant  $10^{52}$ - $10^{53}$  ergs) par Sgr A\*, avec une période de  $\sim 10^5$  ans, fournirait une émission d'annihilation quasi-stationnaire et un flux  $\gamma$  variable dans le temps mais que l'on observerait actuellement à un instant précis entre deux captures. Ces scénarios expliquent les observables parce que [Cheng et al.](#) considèrent la propagation des protons et des positrons dans le bulbe. Ils montrent que les protons interagissent rapidement ( $\lesssim 10^5$  ans) dans les complexes moléculaires denses ( $30 - 1000 \text{ cm}^{-3}$ ) et fournissent donc une émission  $\gamma$  intense quasi-ponctuelle autour du CG. Pour les positrons, ils utilisent une hypothèse forte : celle de [Skilling et Strong \(1976\)](#). Ces auteurs montrent que les particules du RC avec des énergies inférieures à la centaine de MeV sont exclues des nuages moléculaires (voir aussi [Cesarsky et Volk 1978](#)). Les positrons diffusent ainsi uniquement dans le milieu diffus du bulbe ( $1 - 10 \text{ cm}^{-3}$ ) et ont un temps de thermalisation de  $\sim 10^{6-7}$  ans, ce qui leur permet de remplir le bulbe. De plus, les auteurs utilisent le transport diffusif pour les positrons (qui ont ici une énergie de 30-40 MeV) et comme ils le soulignent eux-mêmes : «*We also do not know the characteristics of secondary positron propagation—whether they are able to penetrate into dense molecular clouds or what is their diffusion coefficient.*» Dans un second papier, [Cheng et al. \(2007\)](#) confirment le troisième scénario évoqué plus haut en montrant (a) qu'il pourrait aussi expliquer l'émission diffuse  $\gamma$  autour du GeV du bulbe et (b) que l'émission d'annihilation en vol des positrons issus des collisions  $pp$  ne semble pas surestimer l'émission mesurée par COMPTEL dans la gamme 1-10 MeV, comme aurait pu le laisser penser les contraintes imposées dans la section 1.3 dans le cadre d'un régime de production stationnaire de positrons.

A contrario, le modèle proposé par [Totani \(2006\)](#) suppose que l'activité de Sgr A\* a été continuellement  $10^3$  à  $10^4$  fois plus intense pendant ces dernières  $10^7$  années mais que cette activité d'accrétion a été interrompue il y a  $\sim 300$  ans par Sgr A East. L'émission actuelle dans toutes les longueurs d'onde de Sgr A\* peut être expliquée par un modèle de flot d'accrétion radiativement inefficace<sup>10</sup> (RIAF; [Yuan et al. 2003; 2004](#)) dans lequel le taux d'accrétion varie radialement à partir du trou noir (avec  $\dot{M} \sim 10^{-8} M_\odot \text{ an}^{-1}$ ). Ainsi, le peu de matière transférée de l'extérieur vers l'intérieur du disque d'accrétion est probablement éjectée du disque par des flots, jets ou vents de matière ([Blandford et Begelman 1999](#)). Dans son scénario, [Totani](#) montre que Sgr A\* était bien plus actif dans le passé. La luminosité X intense réfléchiée par les nuages moléculaires géants Sgr B2 et Sgr C ([Koyama et al. 1996, Murakami et al. 2000](#)) ainsi que les grands flots de masse

10. Ce modèle vient d'être récemment confirmé par les observations en X du gaz autour du CG ([Wang et al. 2013](#)).

détectés de part et d'autres du CG à différentes échelles<sup>11</sup> (Sofue 2000, Bland-Hawthorn et Cohen 2003) peuvent être expliqués dynamiquement et énergétiquement par un taux d'accrétion de Sgr A\*  $10^{3-4}$  fois plus élevé pendant ces dernières  $10^7$  d'années. Cependant, ce taux d'accrétion se serait vu drastiquement réduit suite au passage de la coquille du vestige de supernova Sgr A East il y a  $\sim 300$  ans. Avant cela, Sgr A\* accrétait de la matière directement du halo ionisé entourant Sgr A\*, cela suffisait à expliquer le taux élevé d'accrétion dans le passé. Maintenant, Sgr A\*, se trouvant à l'intérieur du SNR, accrète probablement de la matière du gaz diffus du SNR. Totani montre ensuite que cette activité plus élevée dans le passé pourrait produire jusqu'à  $10^{43} e^+ s^{-1}$  via les interactions  $\gamma\gamma$ ,  $e^-e^-$  et  $\gamma e^-$  produisant des paires  $e^+e^-$ . Cette quantité s'échapperait dans les vents quittant le disque d'accrétion du trou noir et atteindrait le MIS très chaud du bulbe sans s'être annihilé auparavant. Sans rentrer dans les détails de la propagation des positrons, Totani souligne que l'échelle de temps de thermalisation des  $e^+$  dans le milieu chaud et ionisé du MIS ( $\sim 10^7$  ans; Jean et al. 2006) est similaire à l'échelle de temps de l'activité importante de Sgr A\* dans le passé. Ceci permettrait donc aux positrons de pouvoir remplir le bulbe Galactique sans se soucier des interruptions de production importante de positrons par Sgr A\*. Enfin, Totani souligne que dans son modèle, les positrons sont éjectés avec des vitesses de l'ordre du MeV, respectant ainsi la condition énergétique de la section 1.3 contrairement au modèle de Cheng et al. (2006), bien que cet argument fut mis en défaut par l'étude de Cheng et al. (2007).

**Contribution à l'émission Galactique à 511 keV** Ces deux principaux modèles ont été construits dans le but de tout expliquer : de la morphologie galactique à l'intensité en passant par le ratio B/D. Ces scénarios sont novateurs par le fait qu'ils invoquent une production intermittente de positrons puis leur propagation. Cependant, le traitement de la propagation dans ces modèles est simplifié ou à peine discuté du fait des maigres connaissances à l'époque sur la propagation des particules du  $\sim$  MeV. Sur des arguments temporels, les modèles impliquent que les positrons ont le temps de remplir le bulbe. Cependant, ils semblent éviter les zones denses en nuage moléculaire de la CMZ qui englobe Sgr A\* en se basant sur les travaux de Skilling et Strong (1976) et Cesarsky et Volk (1978). Cela est-il vraiment possible? L'étude récente de Everett et Zweibel (2011) semble montrer que l'exclusion du RC (avec  $E < 100$  MeV) des nuages moléculaires est bien moins importante que les premières prédictions. Enfin, ces positrons peuvent-ils se propager sur de longues distances dans le bulbe à partir de Sgr A\*?

### 2.1.3 La matière noire légère

La masse de l'Univers serait principalement dominée par la matière non baryonique. Dans le modèle standard cosmologique supposé actuellement, le  $\Lambda$  *cold dark matter*, la matière baryonique ne représenterait que 4% de la masse totale alors que la matière noire (ou *dark matter*; DM) représenterait 24% et l'énergie noire 72%. La nature ainsi que la distribution spatiale de la DM, tout comme celles de l'énergie noire, sont actuellement inconnues. Cependant, l'existence de celle-ci s'est basée sur de nombreuses observations galactiques et extra-galactiques. La plus célèbre observation supportant l'idée de l'existence d'une masse invisible (la DM) fut l'observation des courbes de rotation des galaxies spirales. On observa que ces courbes ne diminuaient pas aussi rapidement, à partir d'un certain rayon galactique, que ce que l'on pouvait attendre à partir du contenu en matière baryonique de ces galaxies. On émit donc l'hypothèse que ces galaxies étaient immergées dans un halo de matière invisible : la DM.

11. Depuis cette étude, de nouvelles grandes structures ont été détectées dans différentes longueurs d'ondes (Su et al. 2010, Carretti et al. 2013).

Depuis une quarantaine d'années, on pense que les candidats idéaux à la DM sont les particules massives interagissant faiblement (ou *weakly interacting massive particles*; WIMPs) avec la matière ordinaire. Celles-ci seraient des particules stables, massives et neutres favorisant ainsi de faibles interactions avec la matière ordinaire et rendant donc leur détection difficile (car n'interagissant pas électromagnétiquement avec la matière). Lee et Weinberg (1977) montrèrent que si les particules de DM étaient des fermions produits en équilibre thermique lors de la phase jeune de l'Univers, leur énergie devrait être au moins supérieure à 2 GeV pour pouvoir expliquer la densité relique actuelle de la DM. Mais, à ce jour, aucune détection directe ou indirecte n'a permis de prouver que ces WIMPs avec de telles masses existaient. Ce défaut a permis de réouvrir le débat sur les candidats à la DM. Boehm et Fayet (2004) montrèrent que des particules scalaires avec des énergies comprises entre quelques MeV et quelques GeV pouvaient aussi être des candidats sérieux à la DM<sup>12</sup>. Ces nouveaux candidats de nature différente et plus légers que les WIMPs (n'ayant donc pas besoin de respecter la limite de Lee-Weinberg sur les fermions) pouvaient expliquer les contraintes observationnelles associées à la DM et à leur annihilation (voir aussi Boehm et al. 2004a). On nomma donc ces nouveaux candidats les particules de matière noire légère (ou *light dark matter*; LDM).

Au même moment, SPI/INTEGRAL fournissait sa première image de l'émission d'annihilation (voir Figure 1.4a). Celle-ci, très concentrée dans le bulbe, n'avait toujours pas trouvé d'explications classiques pouvant rendre compte du ratio intense de flux B/D à 511 keV. Cette morphologie particulière suscita donc un fort engouement envers la DM qui, elle aussi, serait principalement distribuée dans le bulbe et le halo Galactique. Cet engouement se tourna principalement vers la LDM qui, par annihilation ou par décroissance, produirait des paires  $e^+e^-$  dont l'énergie de chaque particule est égale à l'énergie initiale de la particule de LDM  $\chi$  ( $\sim 1 - 100$  MeV). Et cette énergie permettrait au positron de s'annihiler à proximité de leur source et donc d'expliquer l'émission observée. Boehm et al. (2004b) proposèrent des scénarios pour lesquels l'annihilation de LDM expliquerait l'émission Galactique à 511 keV. En comparant au profil d'observation des premières observations de SPI/INTEGRAL, ces scénarios semblent favoriser des profils de densité pour la LDM de la forme  $\rho(r) \propto r^{-\gamma}$  avec  $\gamma=0.4-0.8$ . De leur côté, Sizun et al. (2006) déduisirent une masse limite supérieure pour les particules de LDM de  $7.5 \text{ MeV } c^{-2}$  à partir des observations du continuum au MeV (voir section 1.3). D'autres études (Hooper et Wang 2004, Picciotto et Pospelov 2005) proposèrent divers scénarios pour lesquels la décroissance des particules de LDM pourraient expliquer l'émission d'annihilation dans le bulbe de notre Galaxie. Hooper et Wang (2004) proposèrent que des particules se nommant les axinos, avec des énergies de 1–300 MeV, pourraient produire l'émission d'annihilation avec un profil de densité  $\rho(r) \propto r^{-\gamma}$  avec  $\gamma=1.2$ .

A ce stade, en supposant que l'émission d'annihilation est expliquée par la LDM, une distribution spatiale plus piquée est nécessaire lorsque l'on invoque la LDM décroissante (*decaying LDM*). Ceci est dû au fait que le taux d'annihilation est proportionnel à la densité des particules de LDM au carré dans le cas de la *annihilating LDM* alors qu'il est simplement proportionnel à la densité dans le cas de la *decaying LDM*. Une bonne caractérisation de la distribution spatiale à 511 keV permettrait donc, indirectement, de déterminer la nature de la LDM.

Dans cette optique, Ascasibar et al. (2006) effectuèrent une étude plus approfondie sur la morphologie de l'émission à l'aide de plus de données SPI/INTEGRAL. En comparant divers modèles théoriques d'émission aux observations (et pas seulement des profils en longitude comme les études précédentes), ces auteurs obtinrent directement des contraintes sur la nature de la LDM

12. Ils montrèrent aussi que les particules scalaires très lourdes avec des énergies dans la gamme du GeV-TeV pouvaient aussi être de bons candidats à la DM. De plus, la désexcitation de ces particules très massives pourrait produire des  $e^+$  par émission de paires  $e^+e^-$  et expliquer l'émission d'annihilation galactique (voir p. ex. Finkbeiner et Weiner 2007).

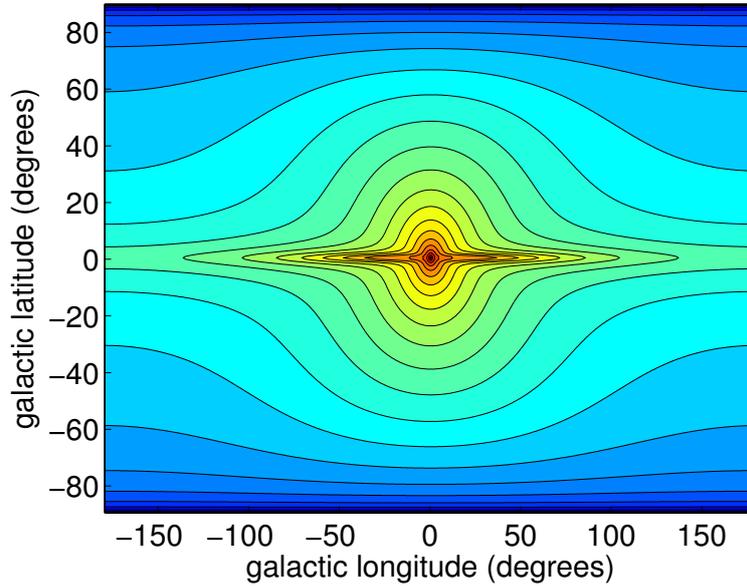


FIGURE 2.4 – Distribution spatiale Galactique de l'émission à 511 keV prédite par (a) un modèle de matière noire légère *annihilating* ou *excited* avec un profil de densité de type Einasto avec (b) un modèle de disque stellaire jeune (Robin *et al.* 2003) simulant l'annihilation des positrons produits par décroissance  $\beta^+$  (Vincent *et al.* 2012). Ce modèle est celui qui s'ajuste le mieux aux 8 ans de données de SPI/INTEGRAL dans l'étude de Vincent *et al.* (2012). Voir cet article pour les paramètres de chaque modèle.

ainsi que sur la forme du profil de distribution de celle-ci. Leur résultats découlèrent cependant de l'hypothèse forte suivante : la LDM est responsable de l'émission d'annihilation et les positrons produits par la LDM ne se propagent pas. Ascasibar *et al.* montrèrent que la *decaying LDM* est totalement incompatible avec la morphologie de l'émission à 511 keV et donc que la *annihilating LDM* est favorisée mais avec un profil avec un indice  $\gamma \simeq 1.03 \pm 0.04$  pour les régions centrales de la Galaxie, valeur en accord avec le profil  $\gamma=1$  de Navarro, Frenk, et White (NFW ; 1997). Leur détermination de l'indice  $\gamma$  est donc très contraignante. Pour conclure, Ascasibar *et al.* soulignèrent donc qu'une mesure indépendante et bien précise du profil spatial de la DM permettrait d'établir fermement si oui ou non la LDM est bien la source principale des positrons galactiques (dans le cas où ceux-ci ne se propagent pas). Avec 8 ans de données de SPI/INTEGRAL, Vincent *et al.* (2012) confirmèrent les principaux résultats de Ascasibar *et al.* Ils exclurent aussi la *decaying LDM* d'un point de vue morphologique et montrèrent que la *annihilating LDM* ou la *excited DM* (correspondant à des particules de DM très lourdes dont la diffusion inélastique peut exciter ces particules qui se désexcitent en une paire  $e^+e^-$ , dont le taux de «désexcitation» dépend aussi de la densité de DM au carré) avec un profil de distribution de la DM de type Einasto (voir aussi Navarro *et al.* 2004, pour le formalisme de ce profil) peuvent expliquer l'émission d'annihilation aussi bien l'une que l'autre (voir Figure 2.4). Les paramètres optimaux obtenus pour ce profil s'avèrent en parfait accord avec ceux obtenus par la simulation *Via Lactea II* qui modélisa l'effondrement de  $10^9$  particules pour un système possédant la masse de notre Galaxie (Diemand *et al.* 2008). A contrario, un profil de densité de type NFW ne fut pas favorisé à cause de sa distribution centrale trop piquée donnant une émission d'annihilation, elle aussi, trop piquée au CG par rapport à l'émission d'annihilation observée.

Récemment, Frey et Reid (2013) posèrent des contraintes sur les modèles de DM à l'aide du spectre d'anisotropie du fond diffus cosmologique (ou *cosmic microwave background* ; CMB).

Dans le cas où l'on considère la *annihilating LDM* ou la *exciting DM* exothermique, on peut exclure tout un espace des paramètres du profil Einasto de halo de DM lorsque la section efficace d'annihilation ou de diffusion (suivant le modèle de DM) est grossièrement indépendante de la vitesse des particules de DM. Frey et Reid montrèrent que l'on peut exclure les profils de halo de DM obtenus par Vincent *et al.* (voir aussi Figure 2.4) ainsi que le profil optimal obtenu par la simulation *Via Lactea II*, pour expliquer l'émission d'annihilation. Il faudrait que le profil Einasto de DM soit plus piqué dans le CG que ce que l'on suppose habituellement. Pour pouvoir expliquer l'émission à 511 keV, il faudrait donc que les positrons produits par la *annihilating LDM* ou la *exciting DM* puissent se propager pour s'annihiler plus loin de leur source ou bien que les particules très lourdes de DM excités vivent assez longtemps pour parcourir  $\sim 1$  kpc avant de se désexciter. Ainsi, la morphologie de l'émission d'annihilation pourrait peut-être être retrouvée.

**Contribution à l'émission Galactique à 511 keV** Les sources astrophysiques classiques faisant défaut, des sources plus exotiques comme la DM furent proposées pour expliquer l'émission d'annihilation. La DM possède une position privilégiée : elle serait fortement concentrée dans le bulbe des galaxies. Certains modèles comme ceux de la LDM montrent que la DM pourrait produire une quantité très importante de positrons par divers mécanismes. Dans le cas de la LDM, les positrons sont produits avec une énergie de l'ordre du MeV. En supposant que ceux-ci ne se propagent pas après leur production, la LDM pourrait aisément expliquer le grand ratio de flux B/D présenté par les observations. Toutes les études discutées précédemment ont été (a) effectuées en supposant que la DM était à l'origine de l'émission d'annihilation, et (b) motivés par le fait que les profils de distribution dérivés des observations coïncidaient bien avec les profils de DM obtenus par les simulations numériques à N corps. Cependant, il n'existe actuellement aucune autre observation garantie et indépendante de la DM. Les modèles avancés sont donc théoriques. Il est donc difficile de conclure sur le rôle de la LDM vis-a-vis de l'émission d'annihilation.

## 2.2 Propagation et interactions des positrons

Ce n'est qu'au milieu des années 2000 que la communauté commença à s'intéresser à la propagation des positrons du MeV. Cette intérêt vint du fait que dans le cas où les positrons s'annihileraient près de leur source, seule configuration étudiée jusque là, il est difficile de trouver une source dont la distribution spatiale réfléchit la distribution spatiale atypique de l'émission d'annihilation (voir section 2.1). Prantzos (2006) proposa pour la première fois un scénario idéal dans lequel la propagation pourrait résoudre l'énigme de l'émission à 511 keV. Ce scénario sera discuté en section 3.1. Cependant, le processus de transport pour les particules chargées de l'ordre du MeV était mal connu contrairement à celui des particules de plus haute énergie (RC). Il fallut attendre l'étude théorique de Gillard (2008) et de Jean *et al.* (2009) sur les mécanismes de transport de ce type de particule pour avoir une image un peu plus claire de leur propagation. Par la suite, je présente donc de manière détaillée les modes de propagation identifiés par Jean *et al.* Puis, je présente les processus de perte en énergie que peut subir un positron lors de sa propagation. Ces processus, combinés avec le mode de propagation, sont cruciaux pour pouvoir (a) expliquer que les positrons s'annihilent à basse énergie au vue de la spectroscopie de l'émission d'annihilation (voir section 1.2.2), et (b) estimer une distance parcourue par un positron depuis son lieu de naissance.

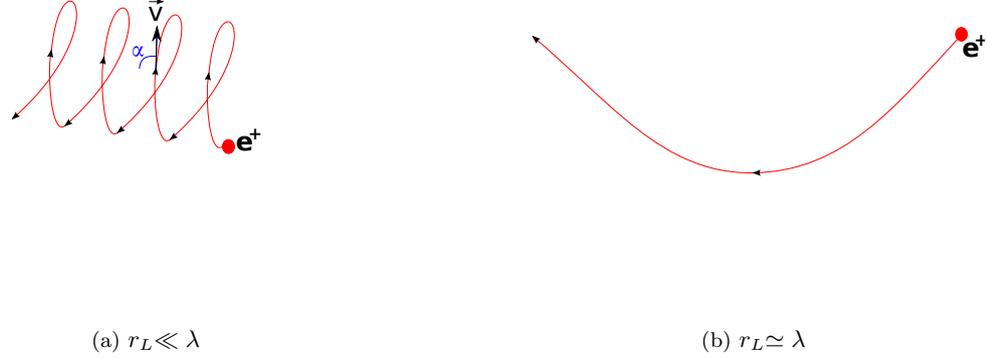


FIGURE 2.5 – Interactions d’une particule chargée avec le champ magnétique en fonction du rayon de Larmor  $r_L$  par rapport à l’échelle  $\lambda$  de la perturbation du champ magnétique. Sur la Figure 2.5a, la particule spirale autour des lignes de champ magnétique et voit son orbite non-perturbée au cours de sa propagation (conservation du pitch-angle  $\alpha$ ). Sur la Figure 2.5b, il y a une interaction résonante entre l’onde et la particule. Cette interaction va mener à un transport de type diffusif dû aux variations du pitch-angle de la particule au cours de sa propagation.

### 2.2.1 Modes de propagation

Il ne fait plus aucun doute que le champ magnétique est le principal agent de transport des particules chargées dans la Galaxie. Ce champ magnétique Galactique peut être décomposé en un champ régulier  $\vec{B}_0$  à grande échelle superposé à un champ magnétique turbulent aléatoire  $\delta\vec{B}$ . Ce dernier est injecté à différentes échelles par différents mécanismes allant de l’instabilité magnéto-rotationnelle provoquée par la rotation différentielle de la Galaxie jusqu’aux instabilités générées par les ondes de chocs des supernovae (p. ex. [Mac Low et Klessen 2004](#)). Ce champ magnétique total,  $\vec{B} = \vec{B}_0 + \delta\vec{B}$ , peut donc agir sur le mouvement des particules chargées au travers de la force de Lorentz. Le mouvement d’une particule chargée peut donc se déduire de l’équation du mouvement :

$$m\vec{a} = q \left( \vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} \right), \quad (2.12)$$

où le membre de droite représente la force de Lorentz avec  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  qui sont respectivement les champs électrique et magnétique et  $q$ ,  $m$  et  $\vec{a}$  sont respectivement la charge, la masse et l’accélération de la particule considérée. Dans le MIS, le champ électrique moyen  $\langle \vec{E} \rangle$  est nul par le fait que les milieux chauds et ionisés du MIS sont des milieux conducteurs parfaits et donc neutres. Des champs électriques peuvent cependant exister de manière transitoire ou bien localement au niveau d’objets astrophysiques tels que les étoiles à neutrons.

Il existe deux paramètres clés qui vont déterminer le mode de transport de la particule chargée : le rayon de Larmor (ou de giration) de la particule,  $r_L$ , et la taille caractéristique  $\lambda$  (ou le rayon de courbure) du champ magnétique. La comparaison de leur ordre de grandeur respectif permet de définir le mode de propagation de la particule chargée par le champ magnétique. Avant de discuter de cela, définissons ces paramètres :

→ Le rayon de Larmor d’une particule peut se définir par la relation suivante :

$$r_L = \frac{\gamma m v_{\perp}}{|q| B}, \quad (2.13)$$

avec  $\gamma$  le facteur de Lorentz de la particule,  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  avec  $\beta = v/c$ ,  $v_\perp$  la composante de la vitesse perpendiculaire au champ magnétique  $\vec{B}$  et  $B$  l'intensité du champ magnétique.  $r_L$  décrit le rayon du mouvement circulaire perpendiculaire à  $\vec{B}$  que subit une particule chargée soumise à ce champ magnétique (voir éq. 2.12). Si l'angle d'attaque  $\alpha$  (*pitch-angle* en anglais) entre le vecteur vitesse  $\vec{v}$  et le champ magnétique  $\vec{B}$  est différent de  $\pi/2$ , il existe aussi un mouvement de translation de la particule parallèle au champ magnétique. Dans ce cas, on définit la trajectoire de la particule comme étant hélicoïdale ou spirale (voir la Figure 2.5a).

→ La taille caractéristique du champ magnétique,  $\lambda$ , correspond au rayon de courbure lorsque le champ magnétique est uniquement régulier ou à la longueur d'onde de la perturbation magnétique lorsque le champ magnétique est turbulent. On associe la turbulence magnétique à la superposition aléatoire d'ondes magnétohydrodynamiques (MHD) possédant différentes longueurs d'onde (nous reviendrons sur ce point plus bas).

Lorsqu'une particule chargée, avec un certain rayon de Larmor, se propage dans un milieu avec un champ magnétique dont la taille caractéristique  $\lambda$  est telle que  $\lambda \gg r_L$ , alors la particule se propage en spirallant autour des lignes de champs magnétiques. Si la particule ne subit pas d'interaction avec les particules de gaz du milieu ambiant, elle conserve son pitch-angle et sa trajectoire ne se voit pas perturbée. Ce cas est illustré sur la Figure 2.5a. Lorsque le rayon de Larmor de la particule est du même ordre de grandeur que la taille caractéristique d'une perturbation magnétique ( $r_L \sim \lambda$ ), la particule chargée peut interagir de manière résonante avec l'onde turbulente MHD considérée. Ce cas est illustré sur la Figure 2.5b. Le champ magnétique ambiant étant turbulent et aléatoire, la particule va changer rapidement de pitch-angle au cours de sa trajectoire pour pouvoir conserver l'invariant adiabatique  $v_\perp^2/B$  (p. ex. Landau et Lifshitz 1975). Ceci va mener la particule à subir un transport de type diffusif, à l'image de la diffusion aléatoire de molécules dans une solution liquide. Grosso modo, la particule subit une marche au hasard dans le milieu magnétisé et contrairement au cas  $\lambda \gg r_L$  où le transport est «unidirectionnel», elle subira aussi un transport perpendiculaire aux lignes de champs magnétiques. Ce transport perpendiculaire est principalement dû à l'enchevêtrement des lignes de champ magnétique turbulentes (voir p. ex. Marcowith *et al.* 2013). Pour toutes ces raisons, cette interaction résonante onde-particule fut invoquée très tôt pour pouvoir expliquer le flux isotrope du RC arrivant sur Terre (voir p. ex. Ginzburg et Syrovatskii 1964). Un transport diffusif qui isotropise la distribution des particules du RC, produits dans des sources ponctuelles Galactiques telles que les supernovae, était nécessaire pour expliquer les observations.

Nous venons d'introduire les deux grands types de transport que peut connaître théoriquement une particule chargée. Néanmoins, pour qu'une particule chargée puisse diffuser sur les ondes MHD, il est primordial qu'il existe des perturbations turbulentes à des échelles caractéristiques comparables à celles du rayon de Larmor de ces particules chargées. Dans le cas des particules du RC avec des énergies supérieures au GeV (et jusqu'à  $10^{17-18}$  eV), de la turbulence existe dans le MIS à des échelles comparables à celles des rayons de Larmor de ces particules. Ce mode de transport est à présent communément admis pour ce RC (voir p. ex. Yan 2013, et les références associées). Mais, en ce qui concerne les positrons avec des énergies de l'ordre du MeV (gamme d'énergie initiale des positrons responsables de l'émission d'annihilation galactique déduite par Sizun *et al.* 2006, Beacom et Yüksel 2006, voir section 1.3), on ne sait toujours pas à l'heure actuelle s'il existe des ondes MHD turbulentes dans le MIS à des tailles caractéristiques  $\sim 10^9$  cm.

Jean *et al.* (2009) ont théoriquement évalué, pour chaque phase du MIS, la possibilité que la turbulence injectée à grande échelle dans le MIS puisse être transférée jusqu'à des échelles de l'ordre du  $r_L$  des particules du MeV. Ils estimèrent donc la possibilité que ces positrons puissent

diffuser sur les ondes MHD dans chaque phase du MIS. Nous présentons cette étude dans la section 2.2.1.1. Ensuite, *Jean et al.* ont étudié le transport dans le cas où  $\lambda \gg r_L$ . Par des simulations Monte Carlo, ces auteurs ont calculé la distance que pouvait parcourir les positrons, entre 10 keV et 10 MeV, avant de s'annihiler, dans toutes les différentes phases gazeuses du MIS. Nous présentons ces résultats dans la section 2.2.1.2. Nous ne discuterons pas dans cette partie du transport convectif des positrons par les vents. *Jean et al.* ont en effet montré que l'advection des positrons par les vents Galactiques était négligeable mais qu'il était cependant nécessaire d'étudier l'advection par les vents intenses créés dans les superbules, gigantesques bulles de gaz chaud générées par les vents et explosions successives en supernovae d'étoiles massives regroupées en amas.

### 2.2.1.1 Diffusion sur les ondes magnétohydrodynamiques

Dans leur étude, *Jean et al.* (2009) ont étudié l'interaction des positrons avec les ondes d'Alfvén de cisaillement et les ondes magnétosoniques rapides (MR) car ce sont les deux modes de la turbulence MHD qui prédominent dans le MIS (*Goldreich et Sridhar 1995*, *Lithwick et Goldreich 2001*). L'objectif de leur étude fut de déterminer jusqu'à quelle énergie les positrons de la radioactivité peuvent interagir avec ces ondes et surtout si celles-ci peuvent exister à des échelles comparables aux rayons de Larmor de ces positrons.

Pour qu'un positron interagisse avec l'une de ces ondes, il est nécessaire qu'il réponde à la condition de résonance onde-particule dite de Landau-synchrotron (p. ex. *Melrose 1986*) dans le cas d'un champ magnétique non nul :

$$\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} = n\Omega_{se} \quad , \quad (2.14)$$

avec  $\omega$  la pulsation de l'onde ( $\omega = 2\pi f$  avec  $f$  la fréquence de l'onde, on appellera par la suite  $\omega$  la fréquence de l'onde),  $k_{\parallel}$  est la composante parallèle au champ magnétique local du vecteur d'onde  $\vec{k}$ ,  $v_{\parallel}$  est la vitesse parallèle au champ magnétique locale du positron ( $v_{\parallel} = v \times \cos(\alpha)$ ),  $n$  est un entier et  $\Omega_{se}$  est la pulsation synchrotron du positron (ou pulsation cyclotron relativiste que l'on dénommera fréquence synchrotron par la suite) avec  $\Omega_{se} = eB/\gamma m_e c$  (en unité cgs) avec  $e$  et  $m_e$  respectivement la charge et la masse du positron.

Les ondes MHD ne peuvent exister théoriquement qu'à des fréquences  $\omega$  très faibles, plus petites que la fréquence cyclotron du proton  $\Omega_{cp} = eB/m_p c$  avec  $m_p$  la masse du proton (sinon elles se verraient amorties). En comparant  $\Omega_{cp}$  à  $\Omega_{se}$ , on peut aisément montrer que l'on a aussi  $\omega \ll \Omega_{se}$  en ce qui concerne les positrons avec des énergies bien inférieures à 0.94 GeV. Ce qui est le cas pour cette thèse. Dans l'équation 2.14, on peut donc négliger  $\omega$  et montrer que pour les harmoniques principales<sup>13</sup>  $n = \pm 1$  :

$$k_{\parallel} r_L \cotan(\alpha) \simeq \pm 1 \quad . \quad (2.15)$$

Cette équation revient à montrer que le rayon de Larmor du positron doit être équivalent à la longueur d'onde d'un mode MHD turbulent pour pouvoir interagir avec la turbulence et ainsi diffuser (comme énoncé dans le préambule de la section 2.2.1). Cette condition de résonance sur

13. Le cas  $n = 0$  correspondant à la résonance Cherenkov ne sera pas discuté ici. Dans ce cas, la particule se déplace en phase avec l'onde ( $\omega = k_{\parallel}v_{\parallel}$ ). Ce mode de résonance existe seulement pour les ondes MR et nécessite qu'une de ces ondes possède un angle d'inclinaison bien particulier par rapport au champ magnétique local pour pouvoir interagir avec la particule.

le rayon de Larmor peut aussi s'exprimer en terme d'énergie cinétique  $E_k$  du positron :

$$E_k = m_e c^2 \left[ \sqrt{\left( \frac{eB}{m_e c^2 k_{\parallel} \cos(\alpha)} \right)^2 + 1} - 1 \right] . \quad (2.16)$$

A l'aide de cette équation 2.16 et de la relation  $\omega \ll \Omega_{cp}$ , *Jean et al.* ont pu établir une énergie cinétique seuil jusqu'à laquelle les positrons peuvent théoriquement interagir avec l'une des ondes considérées (d'Alfvén ou MR). Dans le cas d'une onde d'Alfvén avec  $\omega = V_A k_{\parallel}$  ( $V_A$  est la vitesse d'Alfvén), on obtient la relation suivante pour  $|\cos(\alpha)| = 1$  :

$$E_k \geq m_e c^2 \left[ \sqrt{\left( \frac{m_p V_A}{m_e c} \right)^2 + 1} - 1 \right] . \quad (2.17)$$

Pour les ondes MR avec  $\omega = V_R(\theta)k$  ( $V_R$  est la vitesse de phase de l'onde MR et  $\theta$  est l'angle entre le vecteur de l'onde  $\vec{k}$  et le champ magnétique  $\vec{B}$ ), on obtient la même relation que la relation 2.17 mais en remplaçant  $V_A$  par  $V_R(0)$ .  $V_R$  varie entre  $V_R(0) = \max(V_A, C_S)$  et  $V_R(\pi/2) = \sqrt{V_R^2 + C_S^2}$  avec  $C_S$  la vitesse du son dans le milieu.

La vitesse d'Alfvén  $V_A$  étant égale à  $B/\sqrt{4\pi\rho_i}$  (avec  $\rho_i$  la densité massique en ion du milieu) dans toutes les phases du MIS et pas seulement uniquement dans les phases ionisées du MIS, on peut réécrire l'équation 2.17 en fonction des paramètres de la phase du MIS considérée :

$$E_k \geq 511 \text{ keV} \left[ \sqrt{1.8 \times 10^{-4} \frac{B_{\mu\text{G}}^2}{n_{i,\text{cm}^{-3}}} + 1} - 1 \right] , \quad (2.18)$$

avec  $B_{\mu\text{G}}$  l'intensité du champ magnétique en  $\mu\text{G}$  et  $n_{i,\text{cm}^{-3}}$  la densité volumique en ion par  $\text{cm}^3$ . En prenant en compte les paramètres physiques typiques de chaque phase (voir Table 2.1), *Jean et al.* ont montré que l'énergie cinétique minimale requise pour interagir avec les ondes d'Alfvén est d'une dizaine de keV dans les phases ionisées du MIS (WIM et HIM) et jusqu'à quelques centaines de keV dans les milieux neutres atomiques et moléculaires (MM, CNM et WNM). Ces résultats sont résumés dans la Table 2.1. Par conséquent, les positrons produits par la radioactivité ont une plus grande plage en énergie pour pouvoir interagir avec les ondes d'Alfvén dans les phases ionisées du MIS (pour plus de détails, voir la Table 1 de *Jean et al. 2009*). Toutes ces conclusions sont identiques pour les ondes MR car  $V_R(0) = \max(V_A, C_S) = V_A$  dans toutes les phases du MIS discutées précédemment, excepté dans les HIM avec des faibles intensités de champ magnétique ( $B \sim 1-2 \mu\text{G}$ ).

Ces conclusions sont obtenues en considérant que les ondes MHD ici considérées existent à des échelles équivalentes au rayon de Larmor des positrons avec des énergies allant de leur énergie d'injection jusqu'à l'énergie seuil dérivée pour chaque phase du MIS. La théorie de la turbulence prévoit que celle-ci est injectée à grande échelle dans le MIS et cascade («est transférée») vers les petites échelles (voir p. ex. *Kolmogorov 1941*, *Goldreich et Sridhar 1995*, *Lithwick et Goldreich 2001*). Cependant, ce transfert de l'énergie turbulente vers les petites échelles peut être interrompu par divers processus d'amortissement qui peuvent être collisionnels (si  $k^{-1} > \lambda_p$  avec  $\lambda_p$  le libre parcours moyen de collision du proton thermique) ou non-collisionnels (si  $k^{-1} < \lambda_p$ ). *Jean et al.* ont étudié en détail ces divers processus dans chaque phase du MIS (voir leur Appendix A). En comparant, à chaque échelle spatiale  $k$ , le taux de transfert de chaque cascade turbulente (d'Alfvén et MR) au taux d'amortissement (collisionnel ou non-collisionnel en fonction de  $k$ ), ils en ont déduit d'importantes conclusions sur la coupure de ces cascades et l'existence de turbulence aux échelles

ISM phase	$T$ (K)	$B$ ( $\mu\text{G}$ )	$n_{\text{H}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$f_{\text{ion}}$	$E_{k,\text{min}}$ (keV)	$D$ (pc)
HIM ( $B$ faible)	$10^6$	2	0.005 – 0.01	1	35 – 18	100 – 200
HIM ( $B$ fort)	$10^6$	20	0.005 – 0.01	1	1500 – 950	
WIM	8000	5	0.2 – 0.5	0.6 – 0.9	9.5 – 2.5	20 – 200
WNM	6000 – 10000	5	0.2 – 0.5	0.007 – 0.05	540 – 45	0.2 – 100
CNM	50 – 100	6	20 – 50	$4 \times 10^{-4} - 10^{-3}$	175 – 32	$\sim 10$
MM	10 – 20	8.5 – 850	$10^2 - 10^6$	$\lesssim 10^{-4}$	$\gtrsim 265$	5 – 60

TABLE 2.1 – Paramètres physiques des différentes phases du MIS : *molecular medium* (MM), *cold neutral medium* (CNM), *warm neutral medium* (WNM), *warm ionized medium* (WIM) and *hot ionized medium* (HIM) (voir section 3.3.2.1).  $T$  est la température  $B$  l’intensité du champ magnétique,  $n_{\text{H}}$  la densité en hydrogène,  $f_{\text{ion}}$  la fraction d’ionisation,  $E_{k,\text{min}}$  l’énergie cinétique seuil nécessaire pour qu’un positron puisse interagir avec les ondes d’Alfvén (voir éq. 2.17) et  $D$  la taille typique de la phase. Ici, le gaz ne contient que de l’hydrogène. On a donc  $n_i = f_{\text{ion}} n_{\text{H}}$  avec  $n_i$  la densité en ion. Les éléments de cette Table sont repris de la Table 4 de [Jean et al. \(2006\)](#) et de la Table 1 de [Jean et al. \(2009\)](#).

spatiales équivalentes au rayon de Larmor des positrons du  $\sim\text{MeV}$ . Dans les phases neutres atomiques et moléculaires du MIS, les cascades turbulentes des ondes d’Alfvén et des ondes MR sont coupés par un amortissement collisionnel à des échelles bien supérieures aux rayons de Larmor des positrons du MeV. Dans les phases ionisées du MIS, la cascade des ondes d’Alfvén peut être transférée jusqu’à des échelles comparables au rayon de Larmor des positrons du keV-MeV et pourrait permettre à ces positrons de diffuser sur les ondes d’Alfvén. Quant à la cascade des ondes MR, celle-ci est globalement fortement amortie (a) collisionnellement dans le WIM et (b) non-collisionnellement dans le HIM (par l’amortissement Landau). Dans ces deux cas, la cascade des ondes MR est coupée à des échelles bien supérieures au rayon de Larmor des positrons de la radioactivité. Ces positrons ne peuvent donc pas diffuser sur les ondes MR dans toutes les phases du MIS<sup>14</sup>.

Les positrons de la radioactivité pourraient donc interagir uniquement avec les ondes d’Alfvén dans les milieux ionisés. Cependant, la cascade turbulente des ondes d’Alfvén serait anisotropique, et cette anisotropie s’intensifierait avec les petites échelles (voir p. ex. [Goldreich et Sridhar 1995](#), [Cho et Lazarian 2003](#), [Yan et Lazarian 2004](#)). Lors de cette cascade, les tourbillons turbulents sont étirés le long du champ magnétique local, c’est à dire que l’on a  $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$  avec  $k_{\parallel} \propto k_{\perp}^{2/3}$ . L’énergie est ainsi plus distribuée dans les échelles perpendiculaires au champ magnétique local que dans les échelles parallèles. Par conséquent, il ne reste que peu d’énergie dans la composante parallèle de la turbulence au moment de la résonance (voir éq. 2.15). L’interaction avec les ondes d’Alfvén semble donc remise en question. [Yan et Lazarian \(2002\)](#) ont montré que le taux de diffusion sur les ondes d’Alfvén anisotropes était largement moins efficace que celui sur des ondes d’Alfvén isotropes. Par conséquent, il semble difficile que les ondes d’Alfvén arrivent à confiner les positrons dans les milieux ionisés du MIS.

En conclusion, les positrons du MeV ne semblent pas à première vue pouvoir diffuser sur les ondes MHD turbulentes injectées à grande échelle.

### 2.2.1.2 Transport collisionnel

Lorsqu’un positron n’interagit pas de manière résonante avec la turbulence magnétique (voir section 2.2.1.1), il se propage en spirallant autour des lignes de champ magnétique (voir Figure 2.5a). Ce type de trajectoire s’obtient en résolvant l’équation 2.12 lorsque la particule baigne

14. Il est à noter que pour le cas très particulier où les ondes MR sont quasi-parallèles au champ magnétique, ces ondes pourraient être transférées jusqu’à des échelles comparables au rayon de Larmor des positrons de la radioactivité.

uniquement dans un champ magnétique. Cette trajectoire hélicoïdale ne se voit perturbée que par les collisions que peut subir le positron avec des particules de gaz du milieu. Les collisions font ainsi perdre ou gagner de l'énergie au positron et modifient son pitch-angle et donc sa trajectoire. On nommera donc ce mode de transport le mode collisionnel.

La vie d'un positron peut se décomposer en deux phases : la phase en vol et la phase thermalisée. Lors de la phase en vol, le positron se propage à haute énergie (relativement à l'énergie thermique des particules du milieu ambiant) et perd son énergie principalement par interaction coulombienne dans les milieux ionisés et par ionisation/excitation des atomes et molécules dans les milieux neutres (voir section 2.2.2), jusqu'à atteindre des énergies comparables à l'énergie thermique du milieu  $\sim k_B T$  avec  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température du milieu. On dit ici que le positron entre dans la phase thermalisée dans laquelle de nouveaux processus de propagation et d'interactions vont apparaître. C'est dans cette phase que la majorité des positrons vont s'annihiler (voir section 2.3).

*Jean et al.* (2009) ont étudié ce transport collisionnel des positrons de la radioactivité dans les cinq phases du MIS dans le but d'estimer les distances parcourues dans chacune de ces phases. Ces auteurs ont développé un code Monte Carlo qui simule la propagation du positron en résolvant l'équation du mouvement de Lorentz (voir éq. 2.12). Ce code prend en compte les pertes continues en énergie et les interactions binaires (ionisation et excitation des atomes et molécules) et aussi les variations de pitch angle que peut subir la particule à la suite de ces interactions. Les propriétés physiques et thermodynamiques de chaque phase du MIS (nature et densité des particules, température du milieu, fraction d'ionisation) vont donc favoriser telle ou telle interaction et les positrons ne vont donc pas parcourir les mêmes distances dans chacune de ces phases. Par la suite, nous discutons uniquement des résultats de ces simulations. Les détails de l'algorithme du code Monte Carlo seront présentés dans le chapitre 3 puisque ce code constituera la base du code développé pour cette thèse.

La méthode pour estimer la distance parcourue est simple. *Jean et al.* injectent à l'origine d'un repère  $(x, y, z) = (0, 0, 0)$  une grande quantité de positrons (typiquement 20 000) avec une distribution isotrope des vitesses. Ces positrons sont plongés dans une des phases du MIS possédant ses propres paramètres (voir Table 2.1) avec un champ magnétique uniforme  $\vec{B}$  dirigé selon l'axe  $z$ . Pour rendre compte d'un champ magnétique plus «réaliste», les auteurs ont superposé à ce champ un champ magnétique turbulent  $\delta\vec{B}$  qui est modélisé selon la prescription de *Giacalone et Jokipii* (1994). Un ratio d'amplitude  $\delta B/B = 1$  a été utilisé. Cette modélisation du champ turbulent sera présentée en détails dans la section 3.3.1.3. La simulation de la propagation d'un positron se termine lorsque l'énergie de celui-ci atteint 100 eV car les distances parcourues par les positrons sont négligeables sous cette énergie (sauf dans le HIM, voir plus bas). Seule la phase en vol est donc modélisée. Une fois la simulation totale des 20 000 positrons effectuée, on peut estimer la portée des positrons le long de  $\vec{B}$  et la portée transversale à  $\vec{B}$ , à partir de la distribution spatiale finale des positrons. Les auteurs ont respectivement caractérisé ces deux portées spatiales en utilisant la distance le long du champ magnétique,  $2z_{90}$ , et le diamètre,  $2r_{90}$ , qui contient 90% des positrons. Il est important de rappeler que ces portées correspondent à une phase de ralentissement des positrons jusqu'à 100 eV et non à des portées pour lesquelles les positrons s'annihilent. Sous cette énergie de 100 eV, dans les milieux neutres, les positrons vont rapidement s'annihiler par échange de charge avec les atomes de la phase dans laquelle ils se trouvent (voir section 2.3). La distance parcourue est négligeable dans ce cas par rapport à la distance parcourue dans la phase de ralentissement (voir *Jean et al.* 2006). Dans les phases ionisées, les positrons se thermalisent rapidement et diffusent dans le milieu. *Jean et al.* montrent que, pour le HIM uniquement, la portée atteinte lorsque les positrons sont thermalisés ( $\sim 450$  pc)

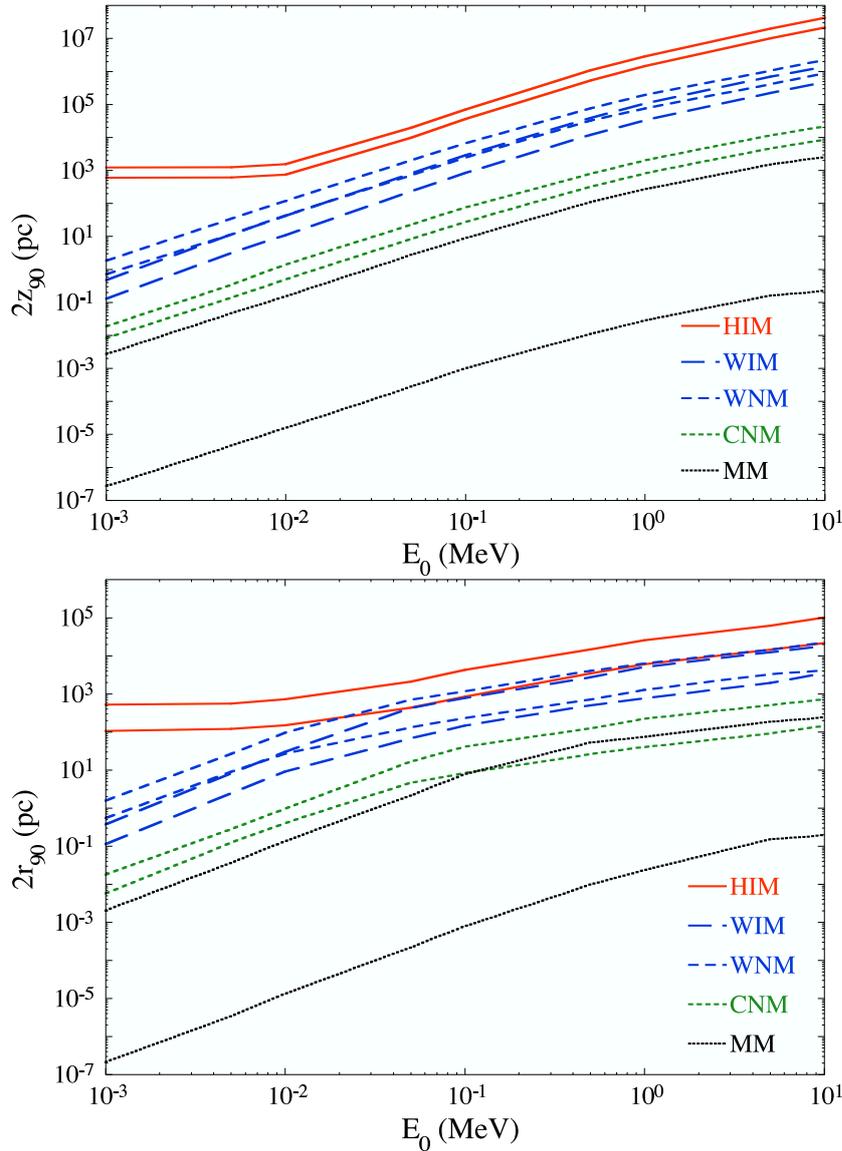


FIGURE 2.6 – Etendues de la distribution spatiale finale des positrons (juste avant leur annihilation) le long du champ magnétique uniforme (en haut) et perpendiculairement au champ magnétique uniforme (en bas) en fonction de l'énergie cinétique initiale des positrons. Ces étendues sont extraites des simulations du transport collisionnel de 20 000 positrons dans un champ magnétique turbulent superposé à un champ magnétique uniforme dirigé selon l'axe  $z$  pour chaque phase du MIS dont des valeurs réalistes de densité ont été prises en compte. Sont représentées pour chaque phase deux courbes qui correspondent à des valeurs extrêmes des paramètres de chaque phase (voir texte). Figure extraite de [Jean \*et al.\* \(2009\)](#).

est supérieure (a) à la taille typique d'un HIM, ainsi un positron aura peu de chance de s'annihiler dans un HIM, (b) à la portée de la phase de ralentissement pour les positrons ayant des énergies initiales  $\leq 10$  keV. Il est donc nécessaire de prendre en compte cette portée thermalisée dans le HIM lorsque l'on veut estimer la portée d'annihilation des positrons.

[Jean \*et al.\*](#) ont estimé cette portée d'annihilation pour des positrons avec des énergies cinétiques comprises entre 1 keV et 10 MeV et pour chaque phase du MIS. Ces résultats sont présentés dans la Figure 2.6. Sur cette Figure, les portées spatiales maximales et minimales pour chaque phase sont obtenues pour les densités et fractions d'ionisation minimales et maximales supposées pour chaque phase de la Table 2.1. Le résultat majeur que l'on peut tirer de la Figure 2.6 est

que les positrons peuvent parcourir de longues distances avant de s'annihiler. Par exemple, les positrons avec une énergie initiale de 1 MeV peuvent parcourir jusqu'à  $\lesssim 30 \text{ kpc}/n_{\text{H,cm}^{-3}}$  avec  $n_{\text{H,cm}^{-3}}$  la densité de protons par  $\text{cm}^3$ . Ces distances étant supérieures aux tailles typiques des phases du MIS (voir Table 2.1), les positrons vont donc parcourir plusieurs phases du MIS avant de s'annihiler. Ainsi, cette étude établit qu'il va donc falloir prendre en compte la propagation des positrons pour essayer de déterminer leur origine. Ceci n'était pas considéré jusqu'à présent dans la presque totalité des études sur l'origine des positrons galactiques.

Les simulations Monte Carlo montrent deux résultats connexes d'intérêt. Le premier est que la distribution spatiale des positrons le long de  $\vec{B}$  au moment de leur annihilation est quasiment uniforme jusqu'à la distance maximale atteinte. Cela signifie que le pitch angle des positrons n'est que très légèrement modifié au cours de la trajectoire. Le second résultat est que la prise en compte d'un champ magnétique turbulent n'a que peu d'effets sur les portées des positrons. La portée le long de  $\vec{B}$  est seulement réduite de 25% par rapport au cas où l'on ne prend pas en compte la turbulence. Pour  $\delta B/B = 1$ , la turbulence a juste tendance à augmenter la portée transversale des positrons mais celle-ci est négligeable par rapport à la portée le long de  $\vec{B}$  pour des énergies supérieures à 10 keV.

### 2.2.2 Pertes en énergie

Les différentes sources de positrons Galactiques produisent des positrons avec des énergies bien supérieures à l'énergie thermique du gaz des différentes phases du MIS (voir section 2.1). De par ce constat, les positrons vont avoir tendance à perdre leur énergie plutôt qu'à en gagner à la suite des collisions avec les particules du MIS (protons, atomes, ions, molécules, etc.). Les positrons vont donc perdre leur énergie au cours de leur vie avant de s'annihiler en majorité à partir d'une énergie de l'ordre de  $\sim 100 \text{ eV}$ . Dans les milieux neutres, cette énergie est l'énergie à partir de laquelle les positrons peuvent connaître le processus d'échange de charges qui mène à la formation de Ps et donc à l'annihilation, et dans les milieux ionisés, les positrons commencent à se thermaliser avec le milieu ambiant à partir de cette énergie et ils vont commencer à connaître de nouveaux processus d'annihilation (voir section 2.3). Cette perte en énergie est aussi requise par le fait que la spectroscopie de l'émission d'annihilation montre une raie fine ( $\text{FWHM} \simeq 2 \text{ keV}$ ), ce qui sous-entend une prédominance de l'annihilation à basse énergie et non une annihilation en vol. Dans la suite, nous listons les processus de pertes en énergie que peut connaître un positron. Ces processus dépendent de l'énergie du positron ainsi que des paramètres du milieu dans lequel celui-ci se trouve (intensité du champ magnétique, densité de photons, densités des particules cibles, etc.). Nous reprenons ici les relevés des interactions de [Jean et al. \(2009\)](#) et de [Prantzos et al. \(2011\)](#).

La majorité des processus de pertes en énergie peuvent être considérés comme des processus continus. Ces taux de pertes continues en énergie sont présentés sur la Figure 2.7 en fonction de l'énergie du positron. On peut observer sur cette figure trois domaines en énergie pour lesquels les processus majoritaires de pertes diffèrent :  $E > 10 \text{ GeV}$ ,  $10 \text{ GeV} > E > 1 \text{ GeV}$  et  $1 \text{ GeV} > E$ .

Dans le domaine  $> 10 \text{ GeV}$ , les positrons sont très sensibles à la densité en énergie photonique. Ils perdent principalement leur énergie par diffusion Compton inverse (ci) avec les photons du CMB ou les champs interstellaires de radiation. Ce processus de perte sera donc prépondérant dans les zones Galactiques avec de forts champs de rayonnement telles que les amas stellaires. Ce taux de perte en énergie (en  $\text{eV s}^{-1}$ ) peut s'exprimer, dans le régime de diffusion Thomson

( $h\nu \ll m_e c^2$ ), de la façon suivante (Blumenthal et Gould 1970) :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{ci} = -2.6 \times 10^{-14} u_{rad} \gamma^2 \beta^2 \quad , \quad (2.19)$$

avec  $u_{rad}$  la densité en énergie photonique (en  $\text{eV cm}^{-3}$ ). Pour  $E > 10 \text{ GeV}$ , les positrons sont aussi très sensibles à l'intensité du champ magnétique. Lorsque les positrons se propagent dans un milieu magnétisé, ils perdent de l'énergie par rayonnement synchrotron (sy). Ce taux de perte en énergie peut s'exprimer de la façon suivante (Blumenthal et Gould 1970) :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{sy} = -9.9 \times 10^{-16} B^2 \gamma^2 \beta^2 \sin^2(\alpha) \quad , \quad (2.20)$$

avec  $B$  l'intensité du champ magnétique en  $\mu\text{G}$ . Ce processus de perte va donc être dominant dans les régions avec de forts champs magnétiques telles qu'à proximité des pulsars, au centre de notre Galaxie, etc.

Dans le domaine 1-10 GeV, les positrons perdent principalement leur énergie par émission du rayonnement bremsstrahlung (br) en interagissant avec les atomes, ions et électrons du milieu ambiant. Ce taux de perte en énergie peut s'exprimer de la façon suivante dans les milieux ionisés :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{br,ion} = -3.6 \times 10^{-11} Z(Z+1) \gamma n \left[ \ln(2\gamma) - \frac{1}{3} \right] \quad , \quad (2.21)$$

avec  $Z$  la charge du noyau considéré,  $n$  la densité de l'ion considéré en  $\text{cm}^{-3}$ . Dans le cas d'un milieu totalement neutre, on a la relation suivante :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{br,neutre} = A n \gamma \quad , \quad (2.22)$$

avec  $A = -4.1 \times 10^{-10}$  pour l'hydrogène,  $A = -1.1 \times 10^{-9}$  pour l'hélium et  $n$  la densité de l'atome considéré en  $\text{cm}^{-3}$ . Les relations 2.21 et 2.22 sont extraites de Ginzburg (1979). Il existe cependant d'autres bonnes approximations des pertes par émission du rayonnement bremsstrahlung. Par exemple, Jean *et al.* (2009) utilisent dans leur étude (voir section 2.2.1.2 et leur Figure 1) l'approximation obtenue par Evans (1979).

Les positrons avec des énergies inférieures à 1 GeV perdent principalement leur énergie par interactions coulombiennes avec les électrons dans un milieu ionisé. Les positrons sont donc sensibles à la densité des électrons libres dans le milieu. Pour des positrons relativistes, Dermer (1985) a estimé théoriquement la fréquence des interactions coulombiennes ainsi que le taux de perte en énergie due à ces interactions dans le cas d'un faisceau incident relativiste (plasma de positrons par exemple) interagissant avec un plasma que l'on peut considérer au repos (plasma d'électrons de la phase ambiante par exemple). Lorsque le faisceau incident n'est plus relativiste ( $E \leq 10k_B T$ ), le taux de perte en énergie coulombienne a été calculé par Book et Ali (1975) et Huba (2006). Dans ce cas, le taux de perte en énergie dépend de la température du milieu en plus de dépendre de la densité en électron libre. Pour les positrons relativistes, Ginzburg (1979) donne une bonne approximation du taux de perte en énergie dû aux interactions coulombiennes :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{cou} = -7.7 \times 10^{-9} n_e \beta^{-1} \left[ \ln(\gamma n_e^{-1}) + 73.6 \right] \quad , \quad (2.23)$$

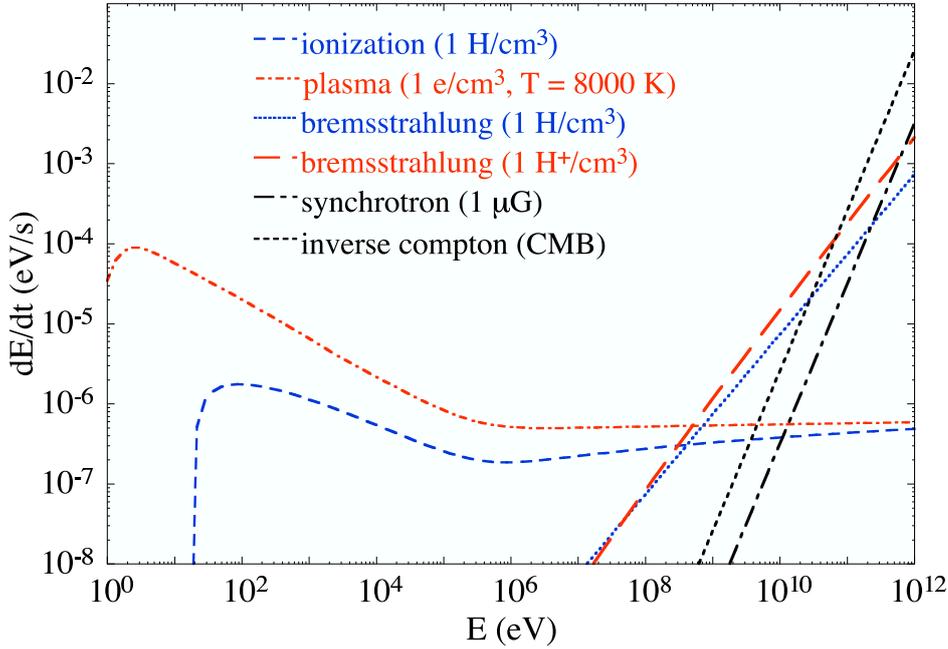


FIGURE 2.7 – Taux de perte en énergie en fonction de l'énergie cinétique du positron. Les différents processus sont indiqués en légende sur le graphe ainsi que des paramètres physiques arbitraires choisis à titre d'exemple. Pour le taux de perte en énergie par rayonnement synchrotron, la valeur moyenne de  $\sin^2\alpha$  ( $= 2/3$ ) a été prise (voir texte). Pour la perte en énergie par diffusion inverse Compton, la valeur  $u_{rad} = 0.26 \text{ eV cm}^{-3}$  correspondant à la densité en énergie du fond diffus cosmologique (CMB) a été prise (voir texte). Figure extraite de [Prantzos et al. \(2011\)](#).

avec  $n_e$  la densité d'électrons libres en  $\text{cm}^{-3}$ . Dans leur étude, [Jean et al. \(2009\)](#) utilisent, pour déterminer le taux de perte en énergie par interaction coulombienne, les taux théoriques calculés par [Dermer \(1985\)](#) en y appliquant la section efficace de Bhabha qui représente la section efficace d'interaction positron-électron (voir [Asano et al. 2007](#)).

Dans les milieux neutres, les positrons avec des énergies  $< 1 \text{ GeV}$  perdent leur énergie en excitant et ionisant les atomes et/ou molécules du milieu ambiant. Ce processus de perte peut être considéré comme continu jusqu'à des énergies de l'ordre du keV et peut être approximé par la formule de Bethe-Bloch. [Ginzburg \(1979\)](#) donne comme approximation la relation suivante :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{ion} = -7.7 \times 10^{-9} n Z \beta^{-1} \left[ \ln \left( \frac{(\gamma - 1)\gamma^2 \beta^2 m^2 c^4}{2I^2} \right) + \frac{1}{8} \right], \quad (2.24)$$

avec  $n$  la densité totale d'atomes neutres,  $Z$  le nombre d'électrons de l'atome et  $I$  le potentiel d'ionisation de l'atome égale à 13.6 eV pour l'hydrogène et 24.6 eV pour l'hélium. Cependant, pour une énergie du positron  $\lesssim 1 \text{ keV}$ , on ne peut plus considérer le processus de perte comme continu car les positrons, à la suite d'une ionisation/excitation, commencent à perdre une énergie non négligeable par rapport à leur énergie totale. De plus, à partir de  $\sim 100 \text{ eV}$ , les positrons peuvent commencer à capturer un électron de valence d'un atome pour former un Positronium (voir section 2.3). On parle maintenant d'interactions binaires inélastiques entre le positron et un atome (ou molécule) considéré. Nous présentons dans la Table 2.2 les différentes collisions binaires inélastiques possibles ainsi que l'énergie seuil du positron associée à chacune de ces interactions. Ces interactions se produisent aléatoirement dans le MIS au cours de la propagation du positron. [Jean et al. \(2009\)](#) ont utilisé une approche Monte Carlo pour calculer le taux de perte en énergie par ionisation/excitation. Dans leur code, Ils déterminent le type d'interaction (ionisation/excitation avec H, He, H<sub>2</sub>) à l'aide d'une méthode Monte Carlo qui détermine la

Interaction	Energie seuil (eV)
$e^+ + H \rightarrow Ps + H^+$	6.8
$e^+ + H \rightarrow e^+ + e^- + H^+$	13.6
$e^+ + H \rightarrow e^+ + H^*$	10.2
$e^+ + H \rightarrow e^+ + H^{**}$	12.1
$e^+ + He \rightarrow Ps + He^+$	17.8
$e^+ + He \rightarrow e^+ + e^- + He^+$	24.6
$e^+ + He \rightarrow e^+ + He^*$	21.2
$e^+ + H_2 \rightarrow Ps + H_2^+$	8.6
$e^+ + H_2 \rightarrow e^+ + e^- + H_2^+$	15.4
$e^+ + H_2 \rightarrow e^+ + H_2^*$	12.0

TABLE 2.2 – Différentes collisions inélastiques possibles pour un positron avec leur énergie seuil associée (Table extraite de [Guessoum et al. 2005](#)). L'énergie seuil pour les processus d'échange de charge (voir texte) correspond au potentiel d'ionisation de l'atome auquel on soustrait l'énergie de liaison du Positronium de 6.8 eV.

probabilité d'apparition de chaque interaction à l'aide des sections efficaces d'interactions d'ionisation et d'excitation extraites de [Gryziński \(1965a;b;c\)](#). Ils déterminent ensuite la quantité d'énergie perdue à l'aide des sections efficaces différentielles de chacune de ces interactions aussi issues de [Gryziński \(1965a;b;c\)](#). Nous décrivons cette méthode dans le chapitre 3 puisque le code de simulation de [Jean et al. \(2009\)](#) constitue la base du code développé pour cette thèse.

## 2.3 Annihilation des positrons

A basse énergie ( $E \ll m_e c^2$ ), un positron peut s'annihiler soit directement avec un électron pour donner naissance à deux photons à 511 keV dans le référentiel du centre de masse, soit indirectement via la formation d'un Positronium qui donne naissance rapidement à deux photons à 511 keV lorsqu'il se trouve dans l'état para-Ps ou à trois photons dont l'énergie totalise 1022 keV lorsqu'il se trouve dans l'état ortho-Ps (voir chapitre 1). Le positron peut subir l'un de ces deux modes d'annihilation par divers processus d'interactions et à différents stades de sa vie. Le canal d'annihilation que va connaître le positron sera fortement dépendant du milieu dans lequel celui-ci se propage (nature et densité du gaz, température, fraction d'ionisation). Chaque phase du MIS aura donc une signature spectrale de l'annihilation  $e^+e^-$  typique dépendant des canaux d'annihilation que chacune d'elle favorise (voir [Guessoum et al. 1991; 2005](#)). Je présente par la suite ces différents processus en fonction de la phase de vie du positron, phase en vol et phase thermalisée, et je discute pour chaque processus d'annihilation le milieu dans lequel celui-ci sera dominant. Tous ces canaux d'annihilation sont représentés sur le schéma de la Figure 2.8. Pour la discussion concernant les propriétés spectrales associées à chaque processus, je reporte le lecteur aux travaux de [Guessoum et al. \(2005\)](#).

### Phase en vol

Lorsqu'un positron possède des énergies relativistes, il peut s'annihiler directement avec un électron rencontré en vol (voir chapitre 1). On peut estimer la fraction de positron qui va s'annihiler en vol pour chaque phase du MIS à partir de la section efficace d'annihilation  $e^+e^-$  obtenue par [Dirac \(1930a\)](#), la densité d'électrons ainsi que le taux de perte en énergie de la phase donnée. [Gillard \(2008\)](#) et [Prantzos et al. \(2011\)](#) ont montré que, peu importe le milieu considéré,

la fraction des positrons qui s'annihilent en vol est négligeable pour des énergies inférieures à 1 MeV ( $\lesssim 4\%$ )<sup>15</sup>. Cette estimation est en accord avec les déductions observationnelles de [Beacom et Yüksel \(2006\)](#) de  $\sim 3\%$  pour des positrons avec une énergie initiale  $\lesssim 5$  MeV.

Lorsque le positron commence à ralentir à des énergies autour de  $\sim 100$  eV, il peut commencer à capturer un électron lié à un atome pour former un Ps. Ce processus, que l'on appelle échange de charge, est réalisable si et seulement si l'énergie du positron est supérieure à l'énergie seuil de formation de Ps en vol (voir Table 2.2). À l'aide de simulations Monte Carlo du ralentissement de positrons dans un milieu donné, [Guessoum et al. \(2005\)](#) ont pu calculer la fraction de Ps formé en vol,  $f_{Ps,vol}$ , dans différents milieux du MIS en s'appuyant sur un recensement minutieux des (a) sections efficaces d'échange de charge avec H, He et H<sub>2</sub> et (b) taux de perte en énergie par ionisation, excitation et interaction coulombienne (voir les références associées). [Guessoum et al.](#) ont montré que  $f_{Ps,vol}$  dépendait bien évidemment de la densité volumique en atome mais aussi de la température et de la fraction d'ionisation. Plus la fraction d'ionisation est élevée, plus  $f_{Ps,vol}$  diminue. Cela est due à la diminution de la densité d'atomes neutres dans le milieu mais aussi au fait que les pertes en énergie sont beaucoup plus rapides dans les milieux ionisés que neutres (voir Figure 2.7). Ainsi, les positrons dans un milieu partiellement ionisé n'ont pas le temps de procéder à un échange de charge avec un neutre et se retrouvent donc rapidement sous l'énergie seuil pour former un Ps en vol. Les phases WIM et HIM du MIS vont donc avoir respectivement une probabilité négligeable ( $\sim 3.4\%$ ) et nulle de former du Ps en vol par échange de charge alors que les phases MM, CNM et WNM vont avoir respectivement une  $f_{Ps,vol}$  de 88.8%, 94.1% et 94.1% (voir Table 5.4 de [Gillard 2008](#)).

### Phase thermalisée

Si des positrons échappent à l'annihilation directe et à la formation de Ps en vol, ils vont continuer à décélérer jusqu'à avoir une énergie comparable à l'énergie thermique des constituants de la phase dans laquelle ils se trouvent. On dit alors qu'ils sont thermalisés. Dans ce cas, on considère que la distribution énergétique de ces particules suit une loi de distribution Maxwellienne (qui dépend de la température). À ce stade, le positron peut rencontrer de nouveaux processus d'annihilation dont la prépondérance va dépendre, encore une fois, des propriétés du milieu. [Guessoum et al. \(2005\)](#) ont répertorié ces processus par ordre décroissant de leur section efficace. Nous reprenons ici cette liste.

Les positrons thermalisés peuvent toujours connaître le processus d'échange de charge et ainsi former du Ps. Cependant, ce processus requiert une énergie seuil pour se réaliser (voir Table 2.2). Il faut donc que le milieu, dans lequel les positrons sont thermalisés, ait une température supérieure à quelques milliers de Kelvin pour que ce processus puisse se produire. Cette condition permet à une partie des positrons les plus énergétiques de la distribution Maxwellienne d'avoir l'énergie seuil pour procéder à un échange de charge avec un atome ou une molécule.

La recombinaison ou capture radiative est un processus qui permet de former un Ps à partir d'un électron libre :  $e^+ + e^- \rightarrow \text{Ps} + \gamma$ . Il n'existe actuellement aucune mesure de section efficace de ce processus car celle-ci est infime à basse énergie. [Guessoum et al. \(2005\)](#) et [Gillard \(2008\)](#) se sont donc basés sur des estimations théoriques de cette section efficace ([Gould 1989](#), [Wallyn et al. 1996](#)) pour pouvoir estimer son taux de réaction. L'annihilation directe avec les électrons libres est en compétition avec la capture radiative. Jusqu'à des températures de  $\sim 10^5$  K, l'annihilation directe possède une section efficace encore plus faible (d'un ordre de grandeur ; voir p. ex. [Bussard et al. 1979](#)) que la section efficace de la capture radiative. Ce canal d'annihilation va donc être

15. Cette fraction peut atteindre 20 – 30% pour les positrons du GeV.

prépondérant dans les phases très chaudes du MIS (HIM).

Le processus d'annihilation directe avec les électrons liés (de H, He ou H<sub>2</sub>) possède une section efficace (Bhatia *et al.* 1977) encore plus faible d'un ordre de grandeur par rapport à l'annihilation directe avec les électrons libres. Cependant, ce processus va être prépondérant dans l'annihilation des positrons thermalisés dans les phases très froides  $\lesssim 100^{\text{aine}}$  K car pour ces températures, il n'y a aucune possibilité d'échanges de charge et il n'y a aucun électrons libres, excluant ainsi la possibilité d'avoir des annihilations directes ou des captures radiatives avec des électrons libres.

Guessoum *et al.* (1991; 2005) ont aussi répertorié le processus d'annihilation sur les grains de poussière. Un positron peut être capturé par un grain de poussière. Lorsque c'est le cas, il diffuse au sein du grain et se thermalise rapidement avec les molécules du grain. Il peut ensuite rapidement former un Ps. Il n'existe pas de mesures de sections efficaces d'interaction avec les grains. Cependant, en se basant sur les travaux de Zurek (1985), Guessoum *et al.* (2005) ont développé une section efficace à partir de la section efficace géométrique (dépendant de la taille du grain) et de différents facteurs prenant en compte l'effet de la charge électrique du grain et la probabilité que le positron soit rétrodiffusé par le grain. Ce processus d'annihilation est dominant dans le HIM. Il est cependant négligeable dans toutes les autres phases du MIS par rapport aux processus précédemment cités (voir aussi Jean *et al.* 2006).

Plus récemment, Guessoum *et al.* (2010) ont estimé l'impact potentiel de l'annihilation des positrons sur les molécules d'hydrocarbures aromatiques et polycycliques (PAHs), ces grosses molécules organiques constituées principalement de carbone et d'hydrogène qui seraient omniprésentes dans le MIS. Les positrons pourraient interagir de manière résonante avec ces PAHs. Cependant, nos connaissances sont limitées sur les taux de réactions entre positrons et PAHs. En se basant sur ces maigres connaissances, Guessoum *et al.* (2010) ont montré que si l'abondance relative des PAHs par rapport à l'H était de  $\sim 10^{-6}$ , alors ce processus d'annihilation serait le second plus important dans les phases tièdes du MIS.

## 2.4 Vue d'ensemble

Dans cette partie, je relie les sections 2.1, 2.2 et 2.3 de ce chapitre en relatant la vie d'un positron, de sa naissance jusqu'à l'émission de photons  $\gamma$  produits par son annihilation.

Un positron est injecté à haute énergie dans le MIS par une source à une certaine position Galactique avec une certaine énergie caractéristique de la source (voir section 2.1). Nous prendrons ici l'exemple d'un positron de  $\sim 1$  MeV produit par décroissance  $\beta^+$  de l'<sup>26</sup>Al aux abords d'une étoile massive.

Ce positron se propage ensuite dans le MIS en interagissant avec le champ magnétique de la Galaxie. Son mode de transport dépend de l'échelle de la turbulence magnétique qui existe en tout point de la Galaxie (voir section 2.2.1). En se propageant, il perd son énergie en interagissant électromagnétiquement avec les composantes du MIS (atomes, molécules, photons, champs magnétiques, etc. ; voir section 2.2.2). Les pertes en énergie sont dépendantes du milieu dans lequel se propage le positron. Dans un milieu neutre, le positron perdra son énergie en ionisant ou excitant les atomes/molécules. Dans un milieu ionisé, le positron perdra son énergie par interaction coulombienne avec les électrons libres du milieu. Le MIS n'est pas homogène, il est constitué d'une multitude de phases avec des propriétés physiques et thermodynamiques différentes. Un même positron va donc perdre plus ou moins rapidement son énergie en fonction de sa position dans la Galaxie. Durant cette phase de ralentissement à haute énergie, que l'on nomme la phase en vol, le positron a très peu de probabilité de s'annihiler en vol.

Lorsque le positron commence à ralentir à des énergies aux alentours de 100 eV, le positron

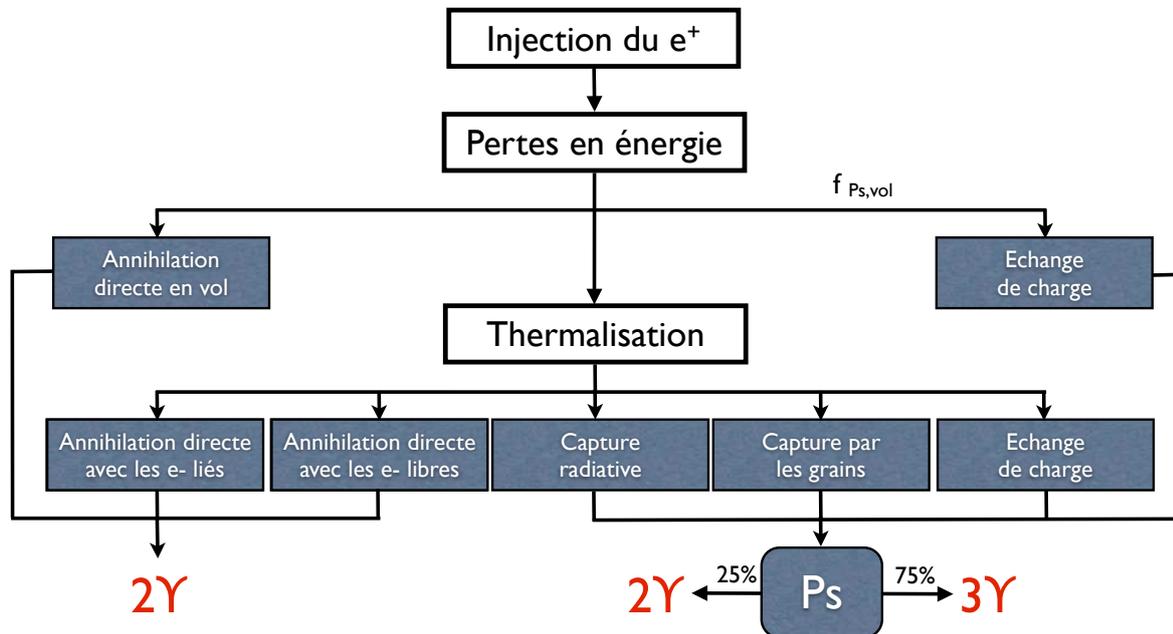


FIGURE 2.8 – Schéma représentant les différentes étapes de la vie d'un positron ainsi que les divers processus d'annihilation. Schéma inspiré de [Guessoum et al. \(1991\)](#).

peut connaître le processus d'échange de charges s'il existe des atomes neutres dans la phase dans laquelle il se trouve. S'il subit ce processus, un Ps est formé puis s'annihile aussitôt pour donner naissance à deux photons de 511 keV s'il était dans l'état para-Ps ou à trois photons dont l'énergie totalise 1022 keV s'il était dans l'état ortho-Ps. Si le positron ne subit pas d'échange de charge, celui-ci continue à perdre de l'énergie jusqu'à se thermaliser avec le milieu ambiant. En fonction de propriétés de ce milieu, le positron peut connaître différents processus qui vont mener à son annihilation soit directement soit indirectement via la formation d'un Ps (voir section 2.3).

**PARTIE 2 :**  
**MODÉLISATION**



# Chapitre 3

## Modélisation du transport des positrons dans la Galaxie

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>État de l’art et motivations</b>	<b>61</b>
<b>3.2</b>	<b>Algorithme du code Monte Carlo</b>	<b>64</b>
<b>3.3</b>	<b>Modélisation des ingrédients Galactiques</b>	<b>72</b>
3.3.1	Champs magnétiques Galactiques	72
3.3.2	Le milieu interstellaire gazeux	86
3.3.3	Distributions spatiales et énergétiques des sources de positrons	107
<b>3.4</b>	<b>Modélisation de l’émission à 511 keV</b>	<b>114</b>

---

### 3.1 État de l’art et motivations

En supposant que les positrons s’annihilent à proximité de leurs sources, la distribution spatiale de leur émission d’annihilation devrait refléter la distribution spatiale des sources. Cependant, la distribution spatiale de l’émission d’annihilation observée dans la Galaxie ne reflète aucune distribution spatiale de source connue de positrons (voir section 2.1). Ainsi, sous l’hypothèse d’un transport nul des positrons, la source des positrons galactiques serait donc une source encore inconnue. Cependant, la distribution spatiale de l’émission d’annihilation pourrait être différente de celle des sources si les positrons se propagent loin de leur site de production. Dans ce cas, il ne serait peut-être plus nécessaire d’invoquer une source inconnue de positrons pour expliquer l’émission d’annihilation galactique.

C’est en se basant sur cette idée que les premières études invoquant le transport des positrons ont vu le jour au milieu des années 2000. Dans le but d’interpréter leur analyse spectrale de l’émission d’annihilation observée par SPI/INTEGRAL, [Jean \*et al.\* \(2006\)](#) étudièrent brièvement la propagation des positrons dans le bulbe galactique. Ces auteurs utilisèrent la théorie de la diffusion quasi-linéaire et montrèrent que les positrons avec des énergies de 1 MeV devaient, par ce mode de transport, s’échapper des phases très chaudes et ionisées (HIM) avant de s’annihiler dans les phases tièdes (WNM et WIM) environnantes. Ils montrèrent aussi que ces positrons injectés dans les phases tièdes devraient s’annihiler dans ces phases avant de s’en échapper. Pour faire cela, ces auteurs estimèrent des distances parcourues via ce mode de propagation qu’ils ont comparées aux tailles typiques des phases du MIS. Ainsi, ces résultats supportèrent leur analyse

spectrale qui révéla que les positrons s'annihileraient de manière équitable dans le WNM et le WIM du bulbe galactique. Les auteurs soulignèrent cependant qu'il était difficile de savoir si l'on pouvait appliquer la théorie de diffusion quasi-linéaire au transport des positrons du MeV. Dans le cadre de cette théorie, celle-ci n'est de toute façon valide que lorsque les positrons sont en résonance avec les ondes d'Alfvén. C'est à dire que sous un certain seuil en énergie, les positrons ne peuvent plus diffuser sur ces ondes et ainsi leur mode de transport change (voir section 2.2.1). [Jean et al.](#) reconnaissent que ce mode de transport est à l'époque inconnu. Ils estimèrent néanmoins des distances limites supérieures parcourues par les positrons lorsque ceux-ci ne diffusent plus, pour chaque phase du MIS (voir leur Table 4). Ils estimèrent ces distances en supposant que les positrons suivent le mode de transport collisionnel (voir section 2.2.1.2). Ils montrèrent que dans le cas du HIM, cette distance limite est de l'ordre de 5 kpc alors que celle-ci est inférieure à 50 pc pour toutes les autres phases. Bien que l'énergie des positrons soit considérablement réduite lorsqu'ils atteignent ce nouveau mode de transport, la distance parcourue dans le HIM est très élevée car ce milieu est très ténu. Ainsi, les positrons qui sont produits dans un HIM devraient facilement s'en échapper puisque la taille typique d'un HIM est de l'ordre de la centaine de parsecs.

De son côté, [Prantzos \(2006\)](#) suggéra que les positrons des SNe Ia pourraient expliquer à eux seuls l'émission d'annihilation observée. Bien que la quantité de positrons produits dans le disque est dix fois supérieure à celle du bulbe, [Prantzos](#) proposa un scénario dans lequel les positrons pourraient être transportés du disque vers le bulbe via un champ magnétique régulier dipolaire. Ainsi, cela augmenterait l'émission d'annihilation dans le bulbe et le ratio de flux d'annihilation B/D. A partir de calculs simples, [Prantzos](#) montra que le transfert de seulement 50% des positrons du disque vers le bulbe suffirait à expliquer quantitativement l'émission d'annihilation. Cet auteur s'attarda sur ces sources en particulier car (a) leur taux de production de positrons est équivalent au taux d'annihilation de positrons déduit des observations ( $\sim 2 \times 10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ ) et (b) leur échelle de hauteur est de  $\sim 350$  pc dans le disque. De par ce dernier point, les positrons des SNe Ia seraient injectés à haute latitude dans un MIS de faible densité, plutôt semblable à celui du HIM, et ils pourraient donc se propager sur de longues distances pour pouvoir atteindre le bulbe et s'y annihiler. Cependant, [Prantzos](#) reconnaît que ce scénario repose sur des paramètres mal contraints tels que la structure du champ magnétique dans le halo de la Galaxie ou encore le mode de transport des positrons dans le MIS.

En 2009, [Higdon et al.](#) présentèrent une étude complète concernant à la fois la production, la propagation et l'annihilation des positrons à l'échelle de la Galaxie. Ils modélisèrent les propriétés des différentes régions et phases du MIS ainsi que le transport des positrons dans la Galaxie. Ils considèrent un transport inhomogène en fonction de la phase gazeuse parcourue par le positron. Pour les phases ionisées, ils considèrent que les positrons devaient diffuser sur les ondes MHD générées par la cascade turbulente magnétique aux plus grandes échelles spatiales. Pour ce mode de transport, ils appliquèrent un modèle phénoménologique de diffusion basé sur l'observation du transport des électrons dans le milieu interplanétaire (MIP) ([Bieber et al. 1996](#)). Pour les phases neutres, ils supposèrent que les positrons devaient se propager par un transport balistique avec leur vitesse  $v$  le long des lignes de champ magnétique. Avec cette modélisation du transport et du MIS, [Higdon et al.](#) montrèrent que les positrons produits par  $^{26}\text{Al}$ , le  $^{44}\text{Ti}$  et le  $^{56}\text{Ni}$  dans la Galaxie peuvent expliquer toutes les caractéristiques spatiales et spectrales de l'émission d'annihilation observée par SPI/INTEGRAL (voir section 1.2). A l'aube de cette thèse, cette étude semble être de loin la plus complète. Cependant, elle peut être soumise à de nombreuses critiques (voir [Prantzos et al. 2011](#)). L'utilisation d'un modèle de transport des électrons dans le MIP pour les positrons dans le MIS reste l'aspect le plus critique. En effet, les conditions

physiques (densités, niveau de turbulence magnétique, etc.) qui règnent dans le MIP sont loin d'être similaires à celles du MIS de notre Galaxie. Ainsi, le mode de transport qui a été extrapolé à toute la Galaxie par [Higdon et al. \(2009\)](#) est très discutable.

Au cours de cette thèse, [Martin et al. \(2012\)](#) ont effectué une étude numérique de la propagation et l'annihilation des positrons de la nucléosynthèse dans la Galaxie. J'ai collaboré à cet article que je présente en Annexe . Dans cette étude, les auteurs ont adapté le code de propagation des RCs – GALPROP – à l'étude de la propagation des positrons du MeV dans le but de vérifier si les positrons de la nucléosynthèse peuvent effectivement rendre compte de la totalité de l'émission d'annihilation galactique. En se basant sur les incertitudes entourant le mode de transport des positrons du MeV ([Jean et al. 2009](#)), [Martin et al.](#) ont testé des scénarios extrêmes de transport des positrons en appliquant un coefficient de diffusion respectivement petit ou grand lorsque le transport est totalement diffusif ou totalement collisionnel. Cette étude a permis de simuler des modèles d'émission d'annihilation pour chaque source de positrons ( $^{26}\text{Al}$ ,  $^{44}\text{Ti}$ ,  $^{56}\text{Ni}$ ) et pour chaque scénario de transport. La comparaison de ces modèles aux données de SPI/INTEGRAL a montré que, peu importe le transport considéré, les positrons de la nucléosynthèse ne peuvent rendre compte morphologiquement de la totalité de l'émission d'annihilation galactique. Ils pourraient néanmoins expliquer la totalité de l'émission du disque. Dans ce cadre, une source supplémentaire de positrons située dans le bulbe serait nécessaire pour expliquer l'émission des régions centrales de notre Galaxie. Cependant, [Martin et al.](#) reconnaissent des limites à leur modèle global de diffusion. La première est que ce modèle ne peut pas simuler un transport inhomogène dans un MIS finement structuré car celui-ci est défini à grande échelle. Ainsi, les propriétés du gaz et de la diffusion sont moyennées sur des échelles de l'ordre de la centaine de parsecs. Cette résolution pourrait être problématique si les détails du transport sur des échelles plus faibles (pertes en énergie dans des phases denses, forte diffusion erratique dans certaines phases du MIS, etc.) ne sont pas «capturés» dans la modélisation de ce transport à grande échelle. L'autre limite importante du modèle réside dans le fait qu'il n'inclut pas de champ magnétique régulier à grande échelle de la Galaxie. Celui-ci pourrait cependant influencer le transport des positrons et ainsi l'émission d'annihilation associée.

Toutes ces études sont donc les motivations de ce travail de thèse. A l'aube de celle-ci, le rôle de la propagation est toujours très discuté et l'origine des positrons n'est toujours pas formellement établie. Nous avons donc développé un modèle numérique inédit de propagation des positrons dans la Galaxie dans le but de déterminer l'origine des positrons galactiques. Ce modèle fait appel aux méthodes de Monte Carlo. Cette approche nous permet en effet de «respecter» la réalité physique d'un problème, ici la propagation des particules. Ce modèle nous permettra ainsi de suivre individuellement chaque positron simulé, de sa naissance jusqu'à son annihilation. Toutes les étapes de la vie d'un positron seront donc simulées numériquement à l'aide de la connaissance des différentes densités de probabilités d'événements entourant la vie d'un positron. De la simulation d'un grand nombre de positrons pourra donc être extrait un modèle spatial de l'émission d'annihilation qui pourra ensuite être comparé aux données de SPI/INTEGRAL. Ainsi, la contribution de diverses sources à l'émission d'annihilation galactique pourra être estimée. Dans ce modèle Monte Carlo, nous avons inclus toutes les connaissances mises à jour concernant le MIS de la Galaxie (voir section 3.3) et le transport des positrons. Pour ce dernier aspect, nous nous sommes basés sur les études théoriques de [Gillard \(2008\)](#) et de [Jean et al. \(2009\)](#) qui ont déjà été présentées en section 2.2.1. La base du code qui a été développé pour cette thèse est d'ailleurs le code employé pour l'étude de [Jean et al. \(2009\)](#).

## 3.2 Algorithme du code Monte Carlo

Je présente sur la Figure 3.1 l'algorithme de simulation Monte Carlo de propagation des positrons dans la Galaxie. Ici, j'expose les grandes étapes de cet algorithme d'un point de vue chronologique (du haut vers le bas sur la figure) et je décris la modélisation numérique de certains éléments liés à la physique du transport. La physique des sources et du MIS implémenté dans le code sera détaillée dans la section 3.3. Pour une meilleure compréhension, je découpe cet algorithme en cinq sous parties. Les abréviations utilisées par la suite sont aussi expliquées sur la Figure 3.1.

### Initialisation

Avant tout, je souhaite rappeler que l'objectif de ce code (et de cette thèse) est de pouvoir estimer la contribution des positrons d'une source à l'émission d'annihilation  $e^+e^-$  Galactique. Et ceci après avoir simulé leur propagation dans la Galaxie. La philosophie Monte Carlo amène à ce que l'on simule un grand nombre de positrons  $N_{pos}$  pour pouvoir représenter au mieux la population réelle de positrons d'une source donnée. L'utilisateur est donc amené à faire un choix sur la quantité de positrons dont on simuera la propagation dans la Galaxie. Cette Galaxie présentant de nombreuses inconnues sur son état réel, l'utilisateur sera aussi amené à choisir la configuration de paramètres qu'il souhaite pour sa simulation. L'utilisateur a donc la possibilité de fixer les paramètres suivants dans la simulation :

- Le nombre de positrons  $N_{pos}$  à simuler.
- La configuration du champ magnétique Galactique (GMF pour *Galactic magnetic field*) du halo. Ce paramètre est à l'heure actuelle inconnu mais différents modèles existent tels que le modèle de dipôle ou le modèle X-shape. La configuration du GMF du disque est elle fixée dans le programme. Nous discuterons de ces configurations dans la section 3.3.1.
- Le modèle de MIS. La configuration réelle du MIS à l'échelle Galactique est tout aussi mal connue. La relation entre les phases du MIS diffère des modèles empiriques aux modèles numériques en passant par des observations localisées. J'ai développé deux types de modèles numériques pour ce code : le modèle du MIS aléatoire et le modèle du MIS structuré. Ces modèles seront décrits dans la section 3.3.2.
- La source des positrons dont on souhaite simuler la propagation. On pourra choisir par exemple de simuler la propagation des positrons produits par l' $^{26}\text{Al}$ , le  $^{44}\text{Ti}$  ou le  $^{56}\text{Ni}$ . On discutera plus précisément de ces sources (distributions spatiales et énergétiques) dans la section 3.3.3. A ce niveau, toute distribution spatiale peut être intégrée au code ici.
- Les paramètres liés à l'arrêt de la simulation :  $r_{lim}$ ,  $z_{lim}$  et  $E_{seuil}$ .  $r_{lim}$  représente le rayon galactocentrique limite de la Galaxie et  $z_{lim}$  représente l'altitude limite en valeur absolue par rapport au plan Galactique. Lorsque le positron a un rayon galactocentrique supérieur à  $r_{lim}$  ou la valeur absolue de son altitude supérieure à  $z_{lim}$ , on arrête la simulation car l'on considère que le positron s'échappe de la Galaxie. Dans nos simulations, nous prenons  $r_{lim} = 20$  kpc et  $z_{lim} = 5$  kpc.  $E_{seuil}$  est l'énergie seuil sous laquelle on considère que le positron est annihilé et donc la simulation s'arrête. On prend une valeur  $E_{seuil} = 100$  eV pour les raisons invoquées dans la section 2.2.1.2.

Nous discutons à partir de maintenant de la simulation numérique de la propagation d'un seul positron que l'on peut identifier par l'indice  $i_{pos}$  ( $1 \leq i_{pos} \leq N_{pos}$ ). Toutes les étapes présentées ci-dessous seront identiques pour les  $(N_{pos}-1)$  positrons qu'il restera à simuler.

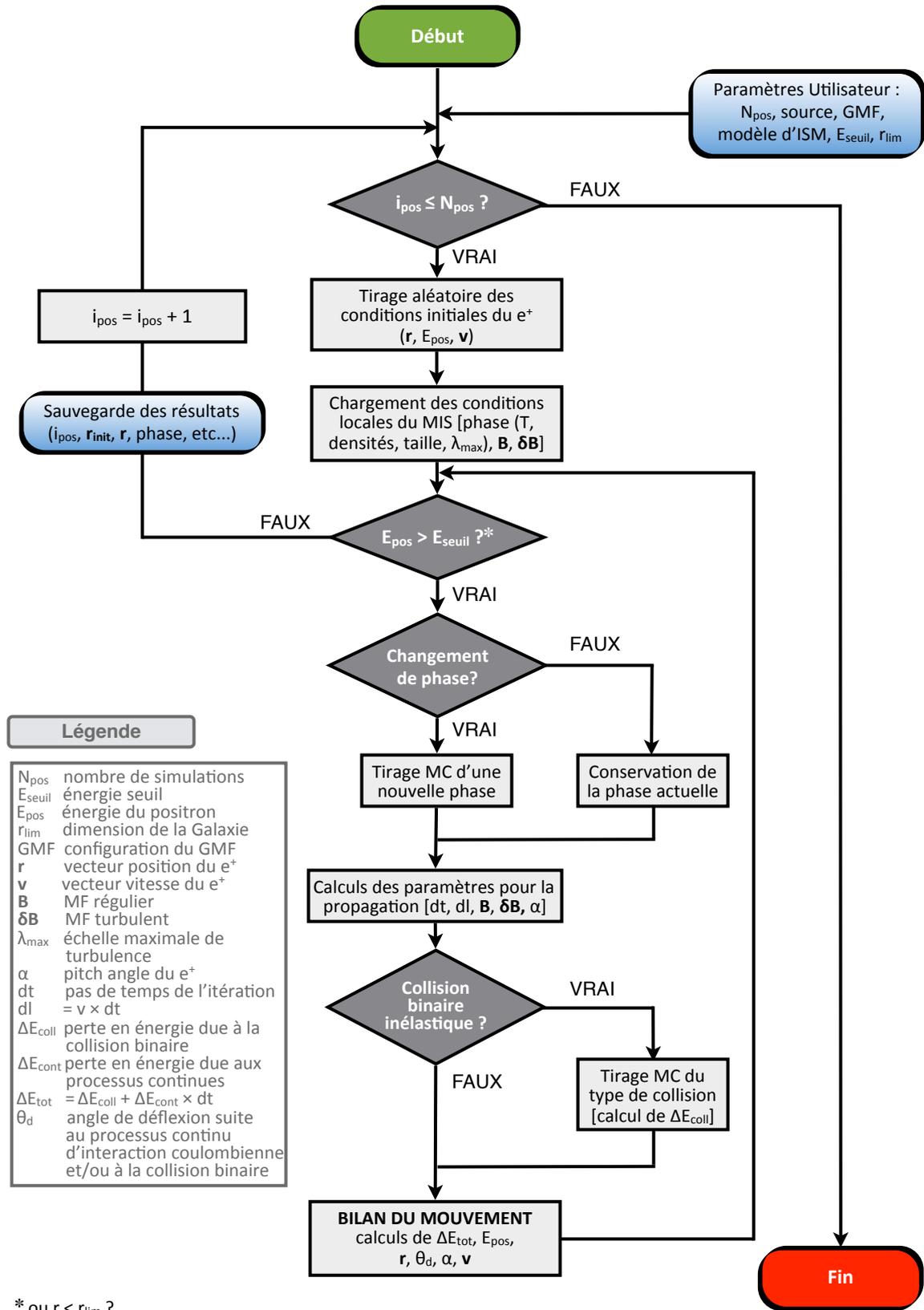


FIGURE 3.1 – Logigramme de l’algorithme de simulation Monte Carlo de propagation des positrons dans la Galaxie.

Dans un premier temps, il est nécessaire d'établir les conditions initiales d'injection du positron  $i_{\text{pos}}$  dans la Galaxie : position  $\vec{r}_{\text{pos}} = (x, y, z)$ <sup>1</sup>, énergie  $E_{\text{pos}}$ , et orientation du vecteur vitesse  $\vec{v}_{\text{pos}} = (v_x, v_y, v_z)$ . Les deux premiers paramètres sont tirés aléatoirement en suivant respectivement la fonction de distribution spatiale et énergétique de la source de positrons considérée dans cette simulation. Ces fonctions de distributions seront présentées en détails pour chaque source dans la section 3.3.3. La direction de  $\vec{v}_{\text{pos}}$  est quant à elle choisie aléatoirement selon une distribution isotrope des vitesses.

Ensuite, il est nécessaire de charger numériquement l'environnement du positron à partir de ses coordonnées spatiales. Le MIS gazeux (composé de 90% d'H et de 10% d'He) et magnétique détermine la propagation du positron. Sommairement, la phase gazeuse par ses propriétés physiques et thermodynamiques vont jouer sur les pertes en énergie du positron (voir section 2.2.2) et le champ magnétique va avoir le rôle d'agent de transport : sa configuration va « diriger » la propagation du positron (voir section 2.2.1).

Le MIS est décomposé en cinq phases gazeuses distinctes : MM, CNM, WNM, WIM et HIM. Chaque phase possède : (a) des propriétés fixes telles que sa température  $T$  et sa fraction d'ionisation  $f_{\text{ion}}$  et (b) des propriétés fluctuantes dans une gamme de valeur. C'est le cas pour la taille de la phase  $d_{\text{phase}}$  et l'échelle maximale de la turbulence  $\lambda_{\text{max}}$ . On effectue donc un tirage Monte Carlo pour choisir une valeur à ces paramètres. Les valeurs de ces paramètres et les tirages aléatoires sont discutés dans la section 3.3.2. Pour finir, les densités vraies  $n_i$  de chaque constituant du gaz dans la phase ( $i = \text{H}, \text{H}_2, \text{He}, e^-$ ) sont calculées à partir de la distribution spatiale galactique des densités moyennes de chaque phase (voir section 3.3.2.2). A cette étape, on choisit donc une phase dans laquelle on injecte le positron. Pour les positrons de la radioactivité, on choisit le HIM.

Le champ magnétique régulier de la Galaxie  $\vec{B}$  est composé d'un champ régulier du disque  $\vec{B}_d$  et d'un champ régulier de halo  $\vec{B}_h$  (si l'utilisateur a choisi d'en insérer un dans sa simulation). Ces modèles de champ magnétique sont analytiques et définis en tout point de la Galaxie (voir section 3.3.1). On définit donc à  $\vec{r}_{\text{pos}}$  le champ magnétique régulier ambiant  $\vec{B}(x, y, z)$ . On superpose à  $\vec{B}$  un champ magnétique turbulent  $\delta\vec{B}$  pour rendre compte de la réalité turbulente du MIS.  $\delta\vec{B}$  est généré (en utilisant  $\lambda_{\text{max}}$  et  $\delta B/B$ ) selon la prescription présentée dans la section 3.3.1.3. On se retrouve donc avec un champ magnétique total  $\vec{B}_{\text{tot}}(x, y, z) = \delta\vec{B}(x, y, z) + \vec{B}(x, y, z)$ .

En conclusion, on a défini en  $\vec{r}_{\text{pos}}$  tous les paramètres utiles au calcul de la propagation du positron :  $n_{\text{H}}, n_{\text{H}_2}, n_{\text{He}}, n_e$  et  $T$  qui vont intervenir pour les pertes en énergie,  $d_{\text{phase}}$  qui va intervenir pour un changement de phase éventuel au cours de la propagation et  $\vec{B}_{\text{tot}}$  qui intervient lors du calcul du déplacement pendant l'itération.

## Propagation

Une fois les conditions initiales définies, on rentre dans la boucle de propagation du positron. Le positron réitérera toutes les étapes suivantes jusqu'à ce qu'il réponde à la condition d'arrêt de la simulation discutée plus haut.

A la première itération  $i$  de cette boucle, le positron ne peut pas changer de phase. Faisons comme si nous étions à une itération ultérieure pour pouvoir discuter de cette condition sur le changement de phase. Le positron  $i_{\text{pos}}$  s'est donc déplacé lors de l'itération précédente  $i - 1$  dans une phase donnée. Il faut donc vérifier si, avec son déplacement, il n'a pas quitté la phase précédente. Les dimensions des phases sont définies différemment selon le modèle du MIS choisi

1. Notre repère de référence est le repère cartésien Galactique dans lequel le Soleil a pour coordonnées  $\vec{r}_{\odot} = (-8.5, 0, 0)$  et les unités sont en kpc. Voir le schéma de la Figure 3.17.

par l'utilisateur. Le modèle aléatoire va faire appel à  $d_{\text{phase}}$  et lorsque le positron a parcouru une distance  $d > d_{\text{phase}}$ , on considère qu'il change de phase. La nouvelle phase sera tirée aléatoirement selon une fonction de distribution de probabilité dépendant des facteurs de remplissage  $\phi_k$  de chaque phase  $k$ <sup>2</sup>. Ceci est discuté en détail en section 3.3.2.2. Quant au modèle structuré, il définit géométriquement dans l'espace une structure sphérique à coquilles de phases emboîtées. Le positron «sait» à chaque itération dans quelle phase de cette grande structure il se situe. Lorsque le positron quitte cette grande structure, une nouvelle est générée. Celle-ci est générée en prenant en compte les  $\phi_k$  locaux. Ce modèle est discuté en section 3.3.2.2.

Si le positron  $i_{\text{pos}}$  change de phase, les paramètres physiques de la nouvelle phase sont injectés dans le code comme décrit dans l'étape **Initialisation** plus haut. S'il ne change pas de phase, on conserve les paramètres de la phase actuelle. Dans tous les cas, on recalcule le champ magnétique totale  $\vec{B}_{\text{tot}}$  (car il varie dans l'espace) que voit le positron à sa nouvelle position  $\vec{r}_{\text{pos}}$  qui a été calculée à l'itération  $i - 1$ . Connaissant le vecteur vitesse  $\vec{v}_{\text{pos}}$  dont les coordonnées ont aussi été calculées lors de l'itération précédente, on peut donc calculer le pitch angle  $\alpha$  du positron par la formule suivante :

$$\alpha = \arccos \left( \frac{\vec{v}_{\text{pos}} \cdot \vec{B}_{\text{tot}}}{v_{\text{pos}} B_{\text{tot}}} \right) . \quad (3.1)$$

Après la définition de ces paramètres, il est temps de définir le pas de temps  $\delta t$  de l'itération  $i$ . Pour rendre compte d'une propagation «réaliste», on veut que le positron soit sensible à (a) la plus petite échelle de turbulence du champ magnétique  $\lambda_{\text{min}}$  ou (b) à un certain degré de déflexion due aux interactions coulombiennes. Le pas de temps  $\delta t$  est donc choisi comme étant la valeur minimale entre (a) le temps que mettrait le positron avec une vitesse  $\vec{v}_{\text{pos}}$  et un pitch angle  $\alpha$  à parcourir la distance  $\lambda_{\text{min}}/5$  et (b) une valeur  $\epsilon / [d\langle \sin^2 \theta \rangle / dt]$  où  $d\langle \sin^2 \theta \rangle / dt$  est le taux de variation de la moyenne de  $\sin^2 \theta$  avec  $\theta$  l'angle de déflexion induit par les collisions coulombiennes du positron avec les électrons du milieu ambiant, et  $\epsilon \ll 1$  (dans nos simulations, nous prenons  $\epsilon = 0.025$ ). Le taux  $d\langle \sin^2 \theta \rangle / dt$  a été calculé par [Jean et al. \(2009\)](#) en fonction de l'énergie du positron (voir leur équation 26). Dans leur calcul, ces auteurs ont pris en compte les collisions coulombiennes  $e^+e^-$  et  $e^+p$ .

On peut maintenant calculer le déplacement  $\delta l$  le long de la trajectoire hélicoïdale avec  $\delta l = \delta t \times v_{\text{pos}}$ . Ces calculs de  $\delta t$  et  $\delta l$  ne sont valables que lorsque  $E_{\text{pos}} > E_{\text{therm}}$ . Cette relation est vérifiée dans toutes les phases du MIS puisque  $E_{\text{seuil}} > E_{\text{therm}}$  sauf dans le HIM où l'on a  $E_{\text{therm}} > E_{\text{seuil}}$ <sup>3</sup>. Le positron peut donc se thermaliser avant d'atteindre  $E_{\text{seuil}}$ . Lorsque ce cas se produit, on fixe  $E_{\text{pos}} = E_{\text{therm}}$  et  $\delta t$  est uniquement égal à la valeur temporelle relative à  $\lambda_{\text{min}}/5$  (voir plus haut). On continue à faire se propager le positron thermalisé jusqu'à ce qu'il s'annihile avec un électron dans la phase ou qu'il s'échappe dans une phase adjacente dans laquelle il perdra très rapidement son énergie et s'annihilera.

En conclusion, à la fin de cette partie, on a déterminé en  $\vec{r}_{\text{pos}}$  tous les paramètres utiles pour calculer le déplacement du positron ( $\delta l$ ,  $\alpha$ ,  $\vec{B}_{\text{tot}}$ ) et ses pertes en énergies (divers paramètres de la phase actuelle).

### Collision binaire inélastique

Avant de calculer la nouvelle position du positron, nous «regardons» si le positron ne va pas connaître une collision inélastique (ionisation ou excitation d'un atome/molécule) ou s'annihiler

2.  $k = \text{MM, CNM, WNM, WIM et HIM}$ .

3. Pour le HIM, on a  $E_{\text{therm}} \simeq 130 \text{ eV}$  avec  $T_{\text{HIM}} = 10^6 \text{ K}$ .

en vol durant l'intervalle de temps  $\delta t$ . Une interaction binaire inélastique est un processus qui survient de manière aléatoire et dont la probabilité d'apparition dépend de la section efficace de l'interaction considérée, de la densité des particules cibles et de l'énergie du positron. Nous déterminons donc par une méthode Monte Carlo, qui incorpore ces paramètres, si le positron va subir une collision inélastique et, si oui, le type de l'interaction. Cette méthode s'inspire des travaux de [Bussard \*et al.\* \(1979\)](#).

Dans un premier temps, la méthode consiste à calculer le libre parcours moyen de collision  $\lambda_{\text{ipm}}$  du positron dans la phase actuelle. On détermine ce parcours en calculant la «section efficace totale» d'interaction  $\sigma_{\text{tot}}$  pondérée par la densité des particules cibles.  $\sigma_{\text{tot}}$  s'exprime à partir de la section efficace de chaque interaction pondérée par la densité des particules cibles associées. Cela donne la relation suivante :

$$\sigma_{\text{tot}} = \sum_{p,m} n_m \sigma_{p,m} \quad , \quad (3.2)$$

avec  $\sigma_{p,m}$  la section efficace du processus de collision binaire  $p$  avec la cible  $m$  et  $n_m$  la densité de particule cible  $m$ . On considère les processus suivants  $(p, m)$  : annihilation en vol avec les électrons, excitation de l'hydrogène (états excités  $s$  et  $p$ ), ionisation de l'hydrogène, ionisation du dihydrogène et ionisation de l'hélium. Les sections efficaces pour les processus d'ionisation et d'excitation nous sont données par les travaux de [Gryziński \(1965a;b;c\)](#) et dépendent de l'énergie du positron incident. La section efficace d'annihilation en vol avec les électrons libres est celle calculée par [Dirac \(1930a\)](#) pour des énergies cinétiques du positron supérieures à 75 keV. Pour des énergies inférieures, cette section efficace est la version révisée par [Gould \(1989\)](#). Les densités des particules cibles<sup>4</sup>  $m$  ( $m = \text{H}, \text{H}_2, \text{He}, e$ ) sont celles de la phase considérée. Finalement, on obtient  $\lambda_{\text{ipm}}$  par la relation suivante :

$$\lambda_{\text{ipm}} = \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \quad . \quad (3.3)$$

On peut donc maintenant estimer un libre parcours aléatoire du positron :

$$\lambda_{\text{aléatoire}} = -\ln(\kappa) \times \lambda_{\text{ipm}} \quad , \quad (3.4)$$

avec  $\kappa$  un nombre aléatoire uniformément distribué entre 0 et 1. Si ce parcours  $\lambda_{\text{aléatoire}}$  est inférieur au déplacement  $\delta l$  calculé dans l'étape **Propagation**, on considère qu'il y a collision et on a à partir de maintenant  $\delta l = \lambda_{\text{aléatoire}}$  avec le nouveau  $\delta t$  associé. Si  $\lambda_{\text{aléatoire}} > \delta l$ , il n'y a pas de collision et le positron passe directement à l'étape suivante : **Bilan du mouvement**.

Il ne reste plus qu'à déterminer maintenant le type d'interaction que le positron va subir et par conséquent, la quantité d'énergie  $\Delta E_{\text{coll}}$  perdue par le positron et l'angle de déviation due à la collision. Avant cela, il est nécessaire de calculer la déflexion par les collisions coulombiennes subies par le positron avant de subir cette collision binaire inélastique. L'angle de déflexion  $\theta_d$  se calcule par la relation suivante :

$$\theta_d = \arcsin \left( \sqrt{\frac{d\langle \sin^2 \theta \rangle}{dt} \times \delta t} \right) \quad . \quad (3.5)$$

---

4. En ce qui concerne la densité électronique pour l'annihilation en vol, on prend en compte la densité des électrons liés aux atomes en plus des électrons libres du milieu. En effet, la section efficace d'annihilation en vol est identique pour les électrons liés puisque leur énergie de liaison est négligeable par rapport à l'énergie cinétique des positrons incidents.

On peut donc déterminer le nouveau pitch angle  $\alpha$  de l'itération  $i$  par la relation suivante<sup>5</sup> :

$$\cos(\alpha) = \cos(\alpha') \cos(\theta_d) + \sin(\alpha') \sin(\theta_d) \cos(\phi) \quad , \quad (3.6)$$

où  $\alpha'$  est le dernier pitch angle calculé en date (ici, c'est le pitch angle du début de l'itération  $i$ ) et  $\phi$  est l'angle de déviation azimutal choisi aléatoirement selon une distribution uniforme entre 0 et  $2\pi$ . Finalement, le type d'interaction  $(p, m)$  est choisi aléatoirement selon sa probabilité

$$P(p, m) = \frac{n_m \sigma_{p,m}}{\sum_{p,m} n_m \sigma_{p,m}} \quad . \quad (3.7)$$

Lorsque l'interaction est une ionisation d'un atome/molécule,  $\Delta E_{\text{coll}}$  est choisie aléatoirement selon sa section efficace différentielle (voir [Gryziński 1965a;b;c](#)). Lorsque l'interaction est une excitation d'hydrogène,  $\Delta E_{\text{coll}}$  dépend de l'énergie du niveau atomique impliqué dans l'interaction (10.2 eV pour  $n = 1$  et 12.1 eV pour  $n = 2$ ). Si l'interaction est l'annihilation en vol, la simulation s'arrête et on conserve tous les paramètres du positron simulé : durée de vie, distance parcourue, position finale, phase finale, etc.

Lors de la collision inélastique, le positron subit un changement de direction. On suppose que l'atome/molécule impacté par le positron est au repos et reste au repos. Ainsi, l'angle de déviation  $\theta_{\text{coll}}$  due à la collision est défini par

$$\theta_{\text{coll}} = \arcsin \left( \sqrt{\frac{\Delta E_{\text{coll}}}{E_{\text{pos}}}} \right) \quad . \quad (3.8)$$

On peut donc calculer le nouveau pitch angle du positron en réutilisant la relation 3.6 en remplaçant  $\theta_d$  par  $\theta_{\text{coll}}$ ,  $\alpha'$  par  $\alpha$  (calculé justement par la relation 3.6) et  $\phi$  par un nouveau nombre aléatoire choisi entre 0 et  $2\pi$ .

En conclusion, on a déterminé par des méthodes de Monte Carlo si le positron subit une collision inélastique et, si oui, la nature de cette collision, l'énergie cédée  $\Delta E_{\text{coll}}$  et le changement de direction du positron.

## Bilan du mouvement

On a défini dans l'étape **Propagation** tous les paramètres nécessaires au calcul du déplacement du positron et on a réestimé certains de ces paramètres ( $\delta l$  et  $\alpha$ ) si le positron a subi une collision binaire inélastique. On peut donc calculer les nouvelles coordonnées de position  $\vec{r}_{\text{pos}}$  du positron. Physiquement, le positron se propage avec une trajectoire hélicoïdale le long de la ligne de champ magnétique local  $\vec{B}_{\text{tot}}(x, y, z)$  avec un rayon de giration  $r_L$  (voir section 2.2.1). On peut définir analytiquement la position du positron en résolvant l'équation de Lorentz 2.12. Mais, les positrons qui nous intéressent par la suite, les positrons du MeV, ont des rayons de Larmor de l'ordre de  $10^{-9}$  pc dans un champ magnétique avec une intensité de  $1 \mu\text{G}$ . Ces rayons de Larmor sont tout a fait négligeables par rapport (a) à l'ordre de grandeur du déplacement de l'itération  $\delta l \simeq \lambda_{\text{min}}/5 \simeq (0.004 - 0.4)$  pc suivant la phase du MIS et (b) aux échelles Galactiques considérées dans la propagation (p. ex. les tailles des phases du MIS). Pour gagner du temps de

5. Cette relation est issue de la trigonométrie sphérique. Le lecteur pourra se reporter à la Figure 3.2 pour une meilleure compréhension de la géométrie de la situation. Sur cette figure, il faut cependant remplacer  $\vec{B}_{\text{tot}}$  par le vecteur vitesse avant la collision et mettre  $\vec{B}_{\text{tot}}$  selon l'axe  $z$ . Ainsi les angles  $\theta_v$  et  $\theta_B$  deviennent respectivement  $\alpha$  et  $\alpha'$  et on remplace l'angle  $\alpha$  de la figure par  $\theta_d$ .

calcul, on évite de résoudre l'équation de Lorentz et l'on calcule uniquement le déplacement du positron le long du champ magnétique  $\vec{B}_{\text{tot}}(x, y, z)$ . La nouvelle position du positron  $\vec{r}_{\text{pos}}^{i+1}$  au début de l'itération  $i + 1$  sera donc

$$\vec{r}_{\text{pos}}^{i+1} = \vec{r}_{\text{pos}}^i + \delta l \times \cos(\alpha) \times \frac{\vec{B}_{\text{tot}}}{B_{\text{tot}}} , \quad (3.9)$$

avec  $\vec{r}_{\text{pos}}^i$  la position au début de l'itération  $i$ ,  $\delta l$  et  $\alpha$  sont respectivement le dernier élément de déplacement et pitch angle calculés en date et  $B_{\text{tot}}$  l'intensité du champ magnétique total en  $\vec{r}_{\text{pos}}^i$ .

La position du positron a été modifiée lors de cette itération ainsi que son vecteur vitesse  $\vec{v}_{\text{pos}}^i$ . Pour déterminer les nouvelles coordonnées de  $\vec{v}_{\text{pos}}^{i+1}$ , il est nécessaire de connaître le pitch angle  $\alpha$  du positron et la nouvelle vitesse du positron  $v_{\text{pos}}^{i+1}$ . Cette nouvelle vitesse se détermine à partir de la nouvelle énergie  $E_{\text{pos}}^{i+1}$  qui se calcule à partir des pertes en énergie subies par le positron lors de l'itération  $i$  :

$$E_{\text{pos}}^{i+1} = E_{\text{pos}}^i - \Delta E_{\text{coll}} - \delta t \times \left( \frac{dE}{dt} \right)_{\text{cont}} , \quad (3.10)$$

avec  $(dE/dt)_{\text{cont}}$  le taux total de pertes continues en énergie (c'est à dire la somme du taux de perte en énergie par rayonnement synchrotron, diffusion Compton inverse, bremsstrahlung et interaction coulombienne; voir section 2.2.2) et  $\Delta E_{\text{coll}} = 0$  si le positron n'a pas subi de collision binaire inélastique. On peut donc déterminer  $v_{\text{pos}}^{i+1}$  en sachant que le facteur de Lorentz  $\gamma = 1 + E_{\text{pos}}^{i+1}/m_e c^2$  et  $\beta = v_{\text{pos}}^{i+1}/c = \sqrt{1 - \gamma^{-2}}$ . Pour calculer le nouveau pitch angle, il est nécessaire dans un premier temps d'estimer la déviation du positron de sa trajectoire lors de l'itération  $i$ . Si le positron a subi une collision inélastique, le changement de direction de propagation due à l'interaction a déjà été calculée (voir l'étape **Collision binaire inélastique**). La déflexion  $\theta_d$  due aux interactions coulombiennes (voir relation 3.5) ainsi que la déflexion  $\theta_{\text{coll}}$  due à la collision binaire (voir relation 3.8) ont déjà été prises en compte dans le calcul du nouveau pitch angle du positron. Si le positron n'a pas vécu de collision binaire inélastique, il est nécessaire de calculer l'angle de déflexion  $\theta_d$  correspondant à l'intervalle de temps  $\delta t$ . Cet angle se calcule par la relation 3.5 et le nouveau pitch angle de la particule se calcule par la relation 3.6. Si le positron est thermalisé (ceci n'est possible que dans un HIM; voir la discussion dans l'étape **Propagation**), le positron ne perd plus d'énergie par les interactions coulombiennes et n'est donc plus défléchi par ces interactions. On estime donc par une méthode intuitive l'angle de déviation subie par la particule thermalisée au cours de sa diffusion dans le milieu. Cette angle de déviation  $\theta_{d,\text{therm}}$  sera

$$\theta_{d,\text{therm}} = \arccos(1 - \theta_{\text{scale}} \times \kappa) \quad \text{avec} \quad \theta_{\text{scale}} = 2 \times [1 - \exp(-\delta l/\lambda_{\text{therm}})] , \quad (3.11)$$

avec  $\kappa$  un nombre aléatoire uniformément distribué entre 0 et 1 et  $\lambda_{\text{therm}}$  le libre parcours moyen de collision du positron thermalisé qui dépend de  $T$  et de  $n_e$  (voir équation 33 de [Jean et al. 2009](#)). Quand  $\delta l \gg \lambda_{\text{therm}}$ ,  $\theta_{\text{scale}} \rightarrow 2$  et la probabilité sera plus grande d'avoir  $\theta_{d,\text{therm}} \rightarrow 180^\circ$ . A l'inverse, quand  $\delta l \ll \lambda_{\text{therm}}$ , on aura une faible déviation car  $\theta_{\text{scale}} \rightarrow 0$  et  $\theta_{d,\text{therm}} \rightarrow 0^\circ$ . A partir de ce  $\theta_{d,\text{therm}}$ , on peut calculer le nouveau pitch angle avec la relation 3.6.

On peut maintenant déterminer les nouvelles coordonnées de  $\vec{v}_{\text{pos}}^{i+1}$  qu'aura le positron au début de l'itération  $i + 1$  connaissant le nouveau pitch angle  $\alpha$ , la nouvelle vitesse  $v_{\text{pos}}^{i+1}$  et les coordonnées de  $\vec{B}_{\text{tot}}(x, y, z)$ . On peut déterminer le nouvel angle polaire  $\theta_v$  et le nouvel azimut  $\Phi_v$  à l'aide des relations de la trigonométrie sphérique :

$$\cos(\theta_v) = \cos(\theta_B) \cos(\alpha) + \sin(\theta_B) \sin(\alpha) \cos(\phi) , \quad (3.12)$$

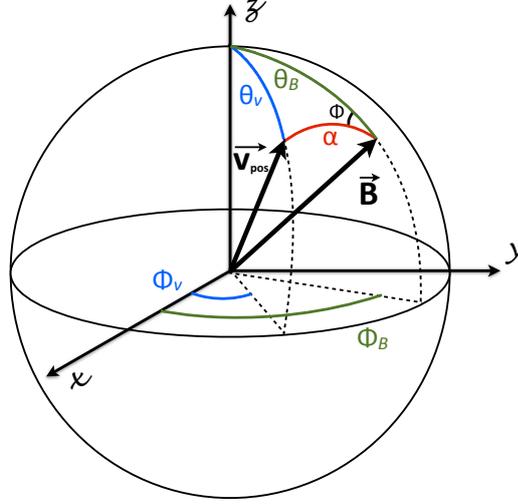


FIGURE 3.2 – Paramètres cinématiques du transport dans le référentiel du laboratoire.  $\alpha$  est le pitch angle entre  $\vec{v}_{pos}$  et  $\vec{B}_{tot}$ .  $\theta_B$  et  $\Phi_B$  sont respectivement l'angle polaire et l'azimut de  $\vec{B}_{tot}$ . Ces deux angles sont calculés à partir des coordonnées cartésiennes de  $\vec{B}_{tot} = (B_x, B_y, B_z)$ .  $\theta_v$  et  $\Phi_v$  sont l'angle polaire et l'azimut de  $\vec{v}_{pos}$ . On les calcule à partir des relations 3.12 et 3.13.

$$\cos(\Phi_v - \Phi_B) = \frac{\cos(\alpha) - \cos(\theta_B) \cos(\theta_v)}{\sin(\theta_B) \sin(\theta_v)} \quad , \quad (3.13)$$

où  $\theta_B$  et  $\Phi_B$  sont respectivement l'angle polaire et l'azimut de  $\vec{B}_{tot}$ , et  $\phi$  est l'angle de déviation azimutal tiré aléatoirement entre 0 et  $2\pi$ . Pour avoir une image plus claire de la situation, je représente toutes ces coordonnées sphériques sur la Figure 3.2. On peut finalement déterminer les coordonnées cartésiennes de  $\vec{v}_{pos}^{i+1}$  par les relations de passage des coordonnées sphériques aux coordonnées cartésiennes :

$$\vec{v}_{pos}^{i+1} \begin{cases} v_x = v_{pos}^{i+1} \sin(\theta_v) \cos(\Phi_v) \\ v_y = v_{pos}^{i+1} \sin(\theta_v) \sin(\Phi_v) \\ v_z = v_{pos}^{i+1} \cos(\theta_v) \end{cases} \quad . \quad (3.14)$$

En conclusion, on a déterminé à la fin de cet itération  $i$  les nouvelles coordonnées spatiales du positron, sa nouvelle énergie ainsi que son nouveau vecteur vitesse. Si à cet instant  $E_{pos} > E_{seuil}$ <sup>6</sup>, on passe à l'itération  $i + 1$  en retournant à l'étape **Propagation**, en utilisant les nouveaux paramètres qui viennent d'être calculés. On réitère toutes ces étapes jusqu'à ce que  $E_{pos} < E_{seuil}$ . Lorsque cette condition est atteinte, on passe à l'étape suivante de **Sauvegarde des résultats**.

### Sauvegarde des résultats

A cette étape, on sauve un certain nombre de paramètres qui seront utiles à la production de résultats dont par exemple la modélisation de l'émission d'annihilation à 511 keV (voir section 3.4)

6. On suppose ici que le positron est toujours dans la Galaxie.

associée à la source de positron choisie en début de code. Ces paramètres sauvegardés sont : la position initiale d'injection, la position finale d'annihilation, la phase d'annihilation, la durée de vie  $\delta t_{\text{tot}}$ , la distance totale parcourue  $\delta l_{\text{tot}}$ , l'énergie d'injection et l'énergie finale. Lorsque tout ceci est sauvegardé dans un fichier texte annexe, on passe à l'itération  $i_{\text{pos}} = i_{\text{pos}} + 1$  en retournant à l'étape **Initialisation** pour simuler la vie d'un nouveau positron. On réitère cette procédure jusqu'à simuler une quantité  $N_{\text{pos}}$  de positrons d'une source donnée.

### 3.3 Modélisation des ingrédients Galactiques

L'objectif de cette thèse est de modéliser le transport des positrons dans la Galaxie dans le but d'estimer la contribution d'une source de positrons donnée à l'émission d'annihilation Galactique. Le modèle présenté dans la section précédente peut s'appliquer à n'importe quelle configuration d'un milieu physique ambiant (cette étude a été réalisée dans le cadre du travail de [Jean et al. 2009](#) pour chaque phase caractéristique du MIS). Il a donc été nécessaire dans ce travail de modéliser, dans sa globalité, le MIS Galactique. Par MIS, nous entendons donc le milieu contenant les étoiles de la Galaxie dont les constituants sont la matière gazeuse, les champs magnétiques et le rayonnement cosmique. Ces trois éléments sont intimement connectés et participent à l'évolution et à l'équilibre d'une galaxie (voir la revue de [Ferrière 2001](#)).

Le positron, lors de sa propagation, interagit avec certains des constituants du MIS, d'où la nécessité d'apporter une attention minutieuse à la modélisation de ces constituants. Le positron, particule chargée, va interagir via la force électromagnétique avec le champ magnétique Galactique pour pouvoir se propager dans la Galaxie. Je présente donc dans la section 3.3.1 la modélisation, adoptée dans cette étude, des différentes composantes du champ magnétique Galactique. Le positron va aussi interagir avec la matière présente dans le MIS. Par cette interaction, le positron va céder son énergie au MIS jusqu'à s'annihiler à basse énergie (voir section 2.3). Cette matière se présente principalement sous forme gazeuse très ténue (par rapport à la densité que l'on peut trouver au coeur d'une étoile) et sous différentes conditions physiques et thermodynamiques (densité, température, fraction d'ionisation, etc.). Par conséquent, le MIS gazeux est souvent découpé en différentes phases. L'agencement de ces différentes phases à l'échelle Galactique est plutôt mal connue. Je présente donc dans la section 3.3.2 les distributions spatiales des différentes phases du MIS dans les différentes régions de la Galaxie. Je présente ensuite les deux modélisations de la configuration des phases dans le MIS que j'ai adoptées pour tenir compte de l'incertitude globale sur cette configuration.

Une fois le MIS modélisé, il ne reste plus qu'à modéliser les sources de positrons que l'on souhaite étudier. Chaque source va différer l'une de l'autre via sa distribution spatiale Galactique et la distribution spectrale des positrons que celle-ci produit. Ces différents éléments sont présentés dans la section 3.3.3 en ce qui concerne les sources de positrons issus de la radioactivité  $\beta^+$ , cette source étant celle que j'ai principalement étudiée lors de cette thèse.

#### 3.3.1 Champs magnétiques Galactiques

L'existence de champs magnétiques dans le MIS fut découverte observationnellement par [Hall \(1949\)](#) et [Hiltner \(1949a;b\)](#) il y a plus de soixante ans. Ces deux chercheurs découvrirent que la lumière visible des étoiles était polarisée linéairement. Deux ans plus tard, [Davis et Greenstein \(1951\)](#) montrèrent que cette polarisation était due à l'absorption anisotrope de la lumière par des grains de poussière allongés dont le petit axe est aligné avec le champ magnétique. L'intérêt pour ces champs magnétiques ne fit que croître depuis, car, d'un point de vue théorique, ces champs devraient avoir un rôle prépondérant en ce qui concerne la dynamique du gaz du MIS,

la turbulence du MIS, la propagation et le confinement du RC dans la Galaxie, les processus de formation stellaire, etc. Et donc a fortiori dans l'évolution des galaxies. Dans cette étude, c'est l'aspect concernant la propagation des particules chargées qui nous intéresse puisque la topologie du champ magnétique va guider la direction dans laquelle se propage un positron.

Il ne fait plus de doute que l'on puisse séparer le champ magnétique en deux composantes : une composante régulière  $\vec{B}$  et une composante turbulente/aléatoire  $\delta\vec{B}$  (p. ex. [Rand et Kulkarni 1989](#)). De la même manière, il semblerait que l'on puisse séparer le champ magnétique régulier en deux composantes : une composante associée au disque Galactique  $\vec{B}_D$  spiraloïde (voir [Beck et al. 1996](#)) et une composante associée au halo Galactique  $\vec{B}_H$ . L'existence de cette dernière composante est fortement motivée par des observations récentes de galaxies externes dont les halos présenteraient des champs magnétiques plus ou moins verticaux (voir p. ex. [Krause 2009](#), [Heesen et al. 2009](#)). Cependant, la structure globale du champ magnétique Galactique fait toujours débat à l'heure actuelle. Les raisons sont multiples. En premier lieu, un champ magnétique ne peut pas être mesuré directement. Ensuite, de par notre position particulière au sein de la Galaxie, il nous est difficile d'avoir une vision claire de la structure globale magnétique comme pour les galaxies externes. Cependant, il existe une quantité d'observables qui nous permettent d'examiner une ou plusieurs caractéristiques de ce champ : la polarisation linéaire de la lumière des étoiles, l'émission thermique des grains de poussière, l'effet Zeeman, la rotation Faraday des ondes radio polarisées linéairement ou encore l'émission synchrotron des électrons relativistes. Nous présenterons ces deux dernières observables dans la section 3.3.1.1. Pour les autres, Je reporte le lecteur aux revues de [Ferrière \(2001; 2009\)](#), [Beck \(2008\)](#) et [Han \(2009\)](#). Chacune de ces observables n'apporte seulement qu'une information sur l'une des composantes du champ magnétique (régulière, turbulente ou les deux) : sa direction, son intensité ou bien son intensité selon une direction. Pour se faire une idée de la structure globale du champ magnétique Galactique, il est donc nécessaire d'utiliser plusieurs méthodes de mesures complémentaires. C'est la stratégie qui a été utilisée par un bon nombre d'auteurs ces dernières années pour tenter de modéliser le champ magnétique régulier à grande échelle dans notre Galaxie. Nous discuterons de cela dans les sections 3.3.1.1 et 3.3.1.2 où je présente en détails les modèles de champ magnétique régulier que j'ai utilisés pour cette thèse. De par son caractère stochastique spatial et temporel, il n'est pas possible de cartographier la Galaxie avec un champ magnétique turbulent fixé. Je présente dans la section 3.3.1.3 la méthode de modélisation d'un champ turbulent 3D isotrope qui a été adoptée pour cette thèse. Ce champ turbulent sera donc superposé au champ régulier en tout point de la Galaxie.

### 3.3.1.1 Champ magnétique régulier du disque

Je présente ici dans une première partie l'évolution des connaissances sur la structure et l'intensité du champ magnétique régulier du disque de la Galaxie, des premières observations locales jusqu'aux modélisations complexes à l'échelle Galactique faisant intervenir plusieurs observables. Puis, je présente dans une seconde partie le modèle de champ magnétique régulier que j'ai adopté pour le disque Galactique.

#### Etat de l'art

La champ magnétique du disque fut sondé pour la première fois dans l'environnement proche du Soleil. A l'aide de l'observation de la polarisation linéaire de la lumière de  $\sim 7000$  étoiles proches (à une distance  $< 3$  kpc), [Mathewson et Ford \(1970\)](#) montrèrent que le champ magnétique locale est parallèle au plan Galactique et possède une direction presque azimutale (c'est-à-dire sans composante radiale). La réanalyse de ces données par [Heiles \(1996\)](#) confirma ces résultats en

avançant que les lignes de champ étaient de forme spirale et légèrement inclinées par rapport à la direction azimutale ( $\simeq 7.2^\circ$ ).

Les mesures de rotation Faraday (RMs pour *rotation measures*) d'ondes radio polarisées linéairement, émises par les pulsars Galactiques ou les sources extragalactiques, permirent d'améliorer considérablement nos connaissances sur le champ magnétique régulier à l'échelle locale puis Galactique. Sommairement, une onde radio polarisée linéairement va voir sa direction de polarisation s'incliner (dans son plan de polarisation) lors de sa propagation le long du champ magnétique. Cette inclinaison est due à l'interaction de l'onde avec les électrons libres du MIS qui spirallent autour des lignes de champ magnétique. L'angle par lequel le vecteur de polarisation va tourner est égal à la longueur d'onde au carré multipliée par la mesure de rotation, RM, définie par (en  $\text{rad m}^{-2}$ )

$$\text{RM} = 0.81 \int_0^D n_e B_{\parallel} dl \quad , \quad (3.15)$$

avec  $n_e$  la densité d'électrons libre (en  $\text{cm}^{-3}$ ),  $D$  la distance de l'objet émettant l'onde radio polarisée linéairement (en pc),  $B_{\parallel}$  l'intensité du champ magnétique régulier parallèle à la ligne de visée (en  $\mu\text{G}$ ) et  $dl$  l'élément de longueur le long de la ligne de visée pointée vers nous (en pc; une RM positive correspond à champ magnétique dirigé vers nous). En pratique, la RM d'une source donnée se calcule à partir de la mesure de l'angle de polarisation de deux longueurs d'onde. La RM permet donc de sonder à la fois l'intensité du champ magnétique régulier et la densité d'électrons libres le long de la ligne de visée (voir éq. 3.15). Mais si l'on considère que la distribution spatiale des électrons libres est un paramètre connu, la RM permet de contraindre uniquement l'intensité du champ magnétique régulier le long de la ligne de visée. Mesurer la rotation Faraday d'une grande quantité de sources s'avère être un outil puissant pour essayer de déterminer la distribution spatiale du champ magnétique régulier de la Galaxie. Dans cette quête, il est plus avantageux d'analyser les RMs des pulsars Galactiques que les RMs des sources extragalactiques parce que ces pulsars se trouvent à des distances plutôt bien connues et ceci permet donc de cartographier directement le champ magnétique Galactique. De plus, si la mesure de la dispersion (DM pour *dispersion measure*) des pulsars est connue ( $\text{DM} = \int_0^D n_e dl \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$ ), on peut mesurer directement le champ magnétique moyen le long de la ligne de visée entre nous et la source en divisant RM par DM sans avoir besoin de supposer une distribution d'électrons libres galactiques.

Les études des RMs des pulsars Galactiques apportèrent de nombreuses informations sur l'intensité du champ magnétique et sur sa structure globale. A l'aide de cette observable, [Rand et Kulkarni \(1989\)](#) montrèrent que localement le champ magnétique régulier du disque  $B_D \simeq 1.5 \mu\text{G}$  et le champ magnétique turbulent  $\delta B \simeq 5 \mu\text{G}$ <sup>7</sup>. En utilisant un plus grand nombre de RMs, [Han et al. \(2006\)](#) montrèrent quant à eux que  $B_D$  augmente vers le centre Galactique avec une valeur de  $\simeq 4 \mu\text{G}$  à  $R = 3 \text{ kpc}$  pour une valeur de  $\simeq 2 \mu\text{G}$  au niveau du système solaire. Ces auteurs affirmèrent aussi que le champ magnétique est probablement plus intense dans les bras spiraux gazeux de la Galaxie (voir aussi [Weisberg et al. 2004](#)). Concernant la structure de  $\vec{B}_D$ , [Han et al. \(1999\)](#) confirmèrent les mesures de polarisation de la lumière des étoiles proches en montrant que ce champ est presque parallèle au plan Galactique et principalement dirigé selon l'axe azimutal avec un léger pitch-angle<sup>8</sup> de  $\simeq 8^\circ$ . Le fait le plus remarquable apporté par l'étude des RMs des pulsars fut celui de montrer l'existence de plusieurs inversions de la direction de  $\vec{B}_D$

7. Ces valeurs d'intensité sont très faibles. A titre de comparaison, l'intensité du champ magnétique terrestre au niveau de l'équateur est de  $\sim 0.3 \text{ G}$ .

8. Par définition, l'angle entre la direction azimutale et la direction du champ magnétique régulier. A ne pas confondre avec le pitch-angle d'une particule.

lorsque l'on se dirige vers le CG. Cependant, le nombre et la localisation de ces inversions font toujours l'objet de profonds désaccords (voir p. ex. [Rand et Lyne 1994](#), [Han et al. 1999](#), [Weisberg et al. 2004](#), [Vallée 2005](#), [Han et al. 2006](#)).

De nombreux modèles théoriques ont été proposés pour pouvoir décrire ou interpréter le champ magnétique régulier du disque et ses inversions de direction à l'échelle de la Galaxie. Les modèles les plus utilisés furent le modèle en anneaux (composante azimutale constante à un rayon galactocentrique  $r$  donné et pas de composante radiale du champ) et les modèles spiraux axisymétriques (le champ ne dépend pas de l'angle azimutal et ne change pas de sens à un  $r$  donné; modèle ASS) et bisymétriques (le champ peut changer de sens avec une symétrie de  $\pi$  pour un  $r$  donné; modèle BSS). Ces deux derniers modèles sont basés sur la théorie du mécanisme de la dynamo- $\alpha\Omega$ , seul processus théorique connu actuellement pouvant générer et maintenir un champ magnétique régulier à grande échelle (voir p. ex. [Ruzmaikin et al. 1988](#), [Beck et al. 1996](#)). Cependant, [Men et al. \(2008\)](#) montrèrent qu'aucun de ces modèles théoriques n'est statistiquement compatible avec les RMs des pulsars Galactiques. [Men et al.](#) conclurent donc que «*the true large-scale magnetic field in our Galaxy has a more complex configuration than a strictly axisymmetric or bisymmetric field. One possibility is that it consists of the superposition of axisymmetric, bisymmetric and probably higher-order azimuthal modes.*»

Il existe une autre observable pouvant sonder le champ magnétique régulier : le rayonnement synchrotron. Ce rayonnement est produit lorsque des électrons relativistes spirallent autour des lignes de champ magnétique. Dans notre Galaxie, ces électrons sont associés au RC et leur distribution  $n_{erc}(E)$  serait une loi de puissance de la forme  $n_{erc}(E) = n_{erc,0} E^{-s}$  avec  $n_{erc,0}$  un facteur de normalisation et  $s$  l'indice spectrale de la distribution. D'après les observations, on a  $s \simeq 3$  (p. ex. [Bennett et al. 2003](#)). L'émissivité synchrotron à une fréquence  $\nu$  associée à cette loi de distribution est

$$\epsilon_\nu \propto n_{erc,0} B_\perp^{\frac{s+1}{2}} \nu^{-\frac{s-1}{2}} \quad , \quad (3.16)$$

avec  $B_\perp$  l'intensité totale du champ magnétique (somme du champ régulier et turbulent) projeté sur le plan du ciel. Pour obtenir uniquement la composante régulière du champ magnétique, il est nécessaire d'utiliser le rayonnement synchrotron polarisé. En effet, pour une loi de distribution des électrons du RC avec un indice spectrale  $s = 3$ , on peut montrer que le rayonnement synchrotron est polarisé linéairement à hauteur de 75% ([Rybicki et Lightman 1979](#)) dans la direction perpendiculaire à  $\vec{B}_\perp$ . L'étude du rayonnement synchrotron polarisé nous permet donc (a) de déterminer l'orientation de  $\vec{B}_\perp$  (mais pas le sens) et (b) de sonder uniquement le champ magnétique à grande échelle le long de la ligne de visée car les champs magnétiques turbulents isotropes ne contribuent pas, «en moyenne», à la rotation de l'angle de polarisation de l'émission synchrotron. En conclusion, l'étude du rayonnement synchrotron polarisé permet donc de déterminer, sur le plan du ciel, la direction et l'intensité du champ magnétique à grande échelle dans la Galaxie<sup>9</sup>.

Pour déterminer la structure du champ régulier Galactique, l'étude de l'émission synchrotron Galactique polarisée s'avère donc complémentaire de celle des RMs puisque ces deux observables permettent respectivement de contraindre l'intensité du champ magnétique régulier transverse à la ligne de visée et le long de la ligne de visée. Combiner ces deux observables pour modéliser le champ magnétique Galactique à grande échelle fut donc le leitmotiv de nombreuses études récentes (voir p. ex. [Sun et al. 2008](#), [Jansson et al. 2009](#), [Sun et Reich 2010](#), [Jaffe et al. 2010](#), [Jansson](#)

9. Par champ magnétique à grande échelle, je parle ici de la composante régulière du GMF et d'une composante additionnelle, récemment réintroduite dans la communauté, que l'on appelle la composante ordonnée. Cette composante se réfère à un champ qui est orienté le long d'un axe ordonnée/régulier mais qui voit son sens changer stochastiquement sur de petites échelles. Son origine serait associée à des effets de cisaillement ou de compression sur la composante turbulente du champ magnétique (pour plus de détails, voir [Jaffe et al. 2010](#)).

et Farrar 2012a;b). Ces études ne furent possibles que grâce à l'apport récent et conséquent en données sur les RMs et sur la polarisation du ciel radio Galactique. La stratégie employée par ces études est relativement identique. Elle consiste sommairement à : (1) considérer un modèle paramétrique de champ magnétique, une distribution spatiale des électrons libres (on retrouve régulièrement le modèle NE2001 de Cordes et Lazio 2002) et une distribution spatiale du RC dans la Galaxie ; (2) modéliser les observables sur le ciel (RMs de sources extragalactiques, émission synchrotron polarisée voire émission synchrotron totale) en utilisant les composantes de l'étape précédente et le code HAMMURABI développé par Waelkens *et al.* (2009) ; (3) comparer les observables simulées aux données à l'aide d'un test statistique dans le but (4) d'estimer le jeu de paramètres du modèle de GMF qui retranscrit le mieux les données. Il est nécessaire de préciser ici que dans la majorité des études, les auteurs ont fixé les distributions en électrons thermiques et relativistes qui servent respectivement au calcul des RMs (éq. 3.15) et de l'émission synchrotron (éq. 3.16). Cependant, les incertitudes sont grandes concernant ces distributions. Les résultats obtenus concernant le GMF régulier sont donc fortement sujets à ces deux composantes du MIS. Une étude complète essayant d'ajuster simultanément aux données un modèle de GMF et des modèles de distribution des électrons thermiques et relativistes est toujours attendue.

Jansson *et al.* (2009) ont étudié la validité des modèles de GMF à grande échelle existant dans la littérature en appliquant la méthode présentée ci-dessus. Pour pouvoir déterminer le jeu de paramètres optimal de chaque modèle, Jansson *et al.* ont appliqué une méthode de chaîne de Markov Monte Carlo (MCMC pour *Monte Carlo Markov Chain*). En utilisant les RMs de 1433 sources extragalactiques et le rayonnement synchrotron polarisé à 22 GHz de WMAP-5, ces auteurs ont montré qu'aucun des modèles ne pouvait expliquer de manière solide la totalité des observations, même après la réoptimisation de leurs paramètres via le MCMC. Ceci confirma les conclusions de Men *et al.* (2008), évoquées plus haut, obtenues à partir des RMs uniquement. La conclusion majeure de Jansson *et al.* (2009) est que le champ magnétique régulier du disque semble radicalement différent de celui du halo. Le GMF régulier pourrait donc avoir deux composantes distinctes, une du disque  $\vec{B}_D$  et une du halo  $\vec{B}_H$ . Dans ce sens, Jansson *et al.* (2009) ont étudié le modèle composite de Sun *et al.* (2008) et montrèrent que celui-ci explique le mieux la totalité des données avec une modification importante de certains paramètres initiaux. Le modèle de Sun *et al.* (2008) est composé (a) d'un  $\vec{B}_D$  axisymétrique avec un certain nombre d'inversions dans les régions internes Galactiques, et (b) d'un  $\vec{B}_H$  toroïdal qui est une version légèrement modifiée du modèle présenté par Prouza et Šmída (2003). Ce dernier modèle est constitué de deux champs de forme toroïdale, situés au dessus et en dessous du plan Galactique à  $|z| \simeq 1.5$  kpc, antisymétriques en  $z$ . Cependant, Sun *et al.* (2008) n'utilisèrent comme observable que les RMs des sources extragalactiques pour contraindre le modèle de GMF régulier. Ce qui explique que Jansson *et al.* (2009) trouvèrent lors de leur analyse MCMC un nouveau jeu de paramètres pour ce modèle.

De leur côté, Jaffe *et al.* (2010) développèrent leur propre modèle de champ magnétique à grande échelle dans le plan Galactique (2D). Dans leur étude, ces auteurs présentent une version adaptée de la méthode globale présentée plus haut. Leur objectif fut de contraindre toutes les composantes du GMF et non seulement le GMF régulier, dans le but d'estimer le ratio en intensité de chaque composante dans la Galaxie. Ces auteurs ont donc (a) séparé minutieusement le champ magnétique en trois composantes : régulière, turbulente et ordonnée (voir la note de bas de page n°9, page précédente) et (b) utilisé trois observables complémentaires pour contraindre chacune des composantes magnétiques : les RMs des sources extragalactiques, l'émission synchrotron totale et l'émission synchrotron polarisée. Jaffe *et al.* ont procédé par étape dans la détermination des composantes magnétiques, dans le but d'éviter une trop grande dégénérescence des paramètres

dans l'analyse MCMC simultanée de toutes ces composantes. Dans un premier temps, ils ont contraint uniquement les paramètres de leur modèle de GMF régulier à l'aide des RMs des sources extragalactiques. Une fois la composante régulière fixée, les auteurs ont contraint les composantes magnétiques associées à la turbulence (turbulente+ordonnée) à l'aide de l'émission synchrotron totale et polarisée. Cette méthode leur permet de conclure que les composantes magnétiques régulière, turbulente et ordonnée contribuent respectivement à 10%, 55% et 35% de la densité totale en énergie magnétique au sommet des bras spiraux magnétiques. Dans la partie suivante, nous présentons le modèle de GMF régulier développé et contraint par les observations lors de cette étude. C'est ce modèle que j'ai adapté pour simuler notre Galaxie.

### Modèle de *Jaffe et al.*

Le modèle de GMF régulier du disque de *Jaffe et al. (2010)* est un modèle 2D à quatre bras spiraux logarithmiques qui se superposent, grosso modo, aux quatre bras spiraux tracés par le gaz diffus ionisé du modèle NE2001 de *Cordes et Lazio (2002)* : *Perseus*, *Sagittarius-Carina*, *Scut-Crux* et *Norma*. Ce champ magnétique présente aussi un anneau situé à 5 kpc du CG qui coïncide avec l'anneau moléculaire du modèle NE2001. Dans ce modèle, le Soleil se situe en  $(x, y, z)_\odot = (-8.5, 0, 0)$  kpc dans le repère cartésien Galactique  $(0, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ .

La base de ce champ magnétique est un modèle ASS qui définit la direction du champ, le long de la ligne de visée et perpendiculairement à la ligne de visée. Le vecteur qui porte la direction de champ,  $\vec{B}'$ , est donné par

$$\vec{B}' = B'_\parallel \vec{x}' + B'_\perp \vec{y}' = \sin(\theta_p + \phi - l) \vec{x}' - \cos(\theta_p + \phi - l) \vec{y}' \quad , \quad (3.17)$$

où  $\phi$  est l'angle azimutal dans le système galactocentrique de coordonnées polaires,  $l$  est la longitude galactique,  $\theta_p$  est le pitch-angle du champ spiral fixé à  $\theta_p = -11.5^\circ$ , et  $(\vec{x}', \vec{y}')$  définit la base polaire ayant le Soleil pour origine.

Pour déterminer l'amplitude  $B$  du champ régulier, ce modèle fait appel au profil radial en amplitude de *Broadbent et al. (1990)* :

$$B(r) = B_0 \left[ 1 - \exp(-r^2/R_2^2) \right] \left[ \exp(-r^2/R_0^2) + \exp(-r^4/R_1^4) \right] \quad , \quad (3.18)$$

avec  $B_0$  la normalisation de l'amplitude fixée à  $1 \mu\text{G}$ ,  $r$  le rayon galactocentrique et  $R_0, R_1$  et  $R_2$  les trois échelles de longueur qui définissent la forme du profil et sont respectivement égales à 20 kpc, 3 kpc et 0.5 kpc. *Jaffe et al.* utilisent ce profil parce qu'il a permis de bien contraindre le profil de l'émission synchrotron totale le long du plan Galactique (*Broadbent 1989, Broadbent et al. 1990*). Cependant, ces auteurs reconnaissent que des profils plus récents semblent mieux s'ajuster à certaines données (voir p. ex. *Miville-Deschênes et al. 2008*) mais comme l'objectif de leur étude n'est pas de contraindre ce profil en amplitude (cela nécessiterait d'inclure de nouvelles observables comme l'émission des poussières), *Jaffe et al.* utilisent ce profil comme base de départ.

Dans ce modèle, le champ magnétique est amplifié le long de bras spiraux. Ce choix est motivé par les observations de galaxies externes présentant des champs magnétiques amplifiés le long de structures spirales. Chaque bras  $n$  est défini par la relation suivante :

$$r(\phi) = R_s \exp[(\phi_{0n} - \phi)/\beta] \quad , \quad (3.19)$$

avec  $R_s$  le rayon d'échelle de la spirale logarithmique fixé à 7.1 kpc,  $\beta = 1/\tan(\theta_p)$  et  $\phi_{0n}$  est l'angle de référence du bras spiral  $n$  défini tel que  $\phi_{0n} = \phi_0 + n\pi/2$ , avec  $n = 0, 1, 2, 3 = \text{Persée, Sagittaire-Carène, Ecu-Croix, la Règle}$ . L'amplification de l'intensité du champ magnétique le long

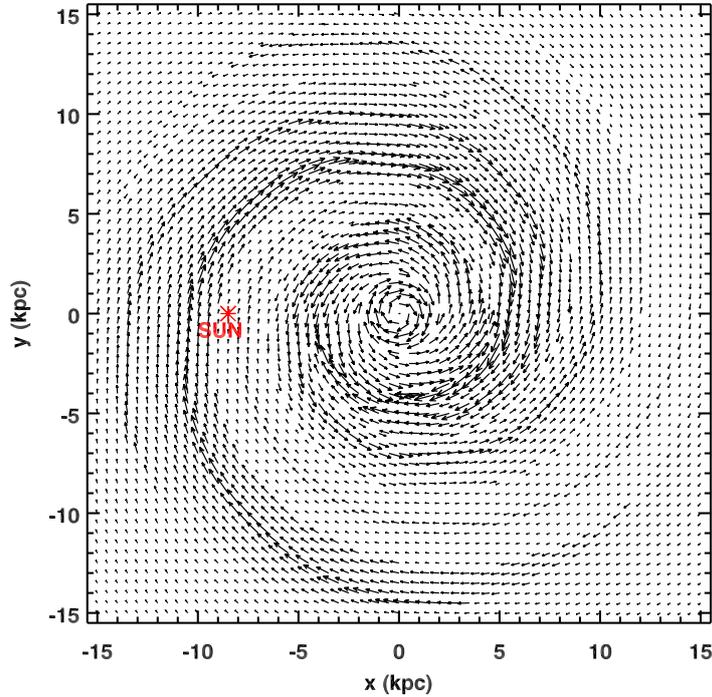


FIGURE 3.3 – Configuration du champ magnétique régulier de la Galaxie dans le plan Galactique vue depuis le pôle nord Galactique (modèle de [Jaffe et al. 2010](#)). Les vecteurs indiquent la direction du champ magnétique et leur longueur est proportionnelle à l’amplitude du champ magnétique. L’étoile rouge représente la position du système solaire dans la Galaxie.

des bras spiraux est modélisé par un facteur de compression  $\rho_c$  qui va moduler l’amplitude du champ magnétique entre les sommets des bras spiraux (éq. 3.19) et les inter-bras en suivant un profil «gaussien». Ce facteur de compression a pour forme

$$\rho_c(d) = C_0 \exp \left[ -(d/d_0)^2 \right] + 1 \quad , \quad (3.20)$$

où  $d$  est la distance au bras le plus proche (calculée le long de l’axe qui passe par le CG) et  $d_0 = 0.3$  kpc définit la «largeur» des bras spiraux. Dans les inter-bras, l’amplitude du champ magnétique (éq. 3.18) ne sera pas modifiée alors qu’au sommet des bras spiraux (quand  $d \rightarrow 0$ ), l’amplitude sera multipliée par 2. De plus, à chaque bras spiral magnétique  $n$  est associé un paramètre d’amplitude  $a_n$ . Ainsi, l’amplitude  $B(r, \phi)$  du champ magnétique régulier à une position Galactique donnée sera égale à

$$B(r, \phi) = B(r) \rho_c(d(\phi)) a_n \quad , \quad (3.21)$$

où ici  $n$  est le bras le plus proche se situant à une distance  $d$ . Finalement, on peut définir le champ magnétique régulier du disque  $\vec{B}_D(r, \phi)$  dans le référentiel cartésien Galactique à l’aide des relations 3.17 et 3.21 :

$$\vec{B}_D(r, \phi) \begin{cases} B_{D,x} = B(r, \phi) [B'_\parallel \cos(l) - B'_\perp \sin(l)] \\ B_{D,y} = B(r, \phi) [B'_\parallel \sin(l) + B'_\perp \cos(l)] \\ B_{D,z} = 0 \end{cases} . \quad (3.22)$$

Une représentation de ce champ dans le plan Galactique est donnée sur la Figure 3.3. Pour obtenir un modèle complet à 3D, on a supposé que  $\vec{B}_D$  décroît exponentiellement en dessus et en dessous du plan Galactique avec une échelle de hauteur de 1 kpc. Cette valeur est estimée par différentes études (voir p. ex. Prouza et Šmída 2003, Sun *et al.* 2008, Sun et Reich 2010). On a donc

$$\vec{B}_D(r, \phi, z) = \vec{B}_D(r, \phi) \exp(-|z|/z_0) , \quad (3.23)$$

avec  $z$  l'altitude par rapport au plan Galactique et  $z_0 = 1$  kpc.

Après avoir élaboré ce modèle, Jaffe *et al.* l'ont contraint en utilisant la méthode présentée dans la partie précédente (**Etat de l'art**). L'ajustement du modèle aux RMs des sources extragalactiques a permis de contraindre l'angle  $\phi_0$  décrivant l'orientation de la spirale et les amplitudes relatives des quatre bras spiraux  $a_n$  et de l'anneau moléculaire  $a_4$ . Ces six paramètres ont un impact primordial sur les RMs observées. En effet, les  $a_n$  vont jouer sur l'amplitude et le signe des RMs et  $\phi_0$  va déterminer la position des inversions de signe des RMs. Les valeurs moyennes optimales obtenues sont  $a_n = 1.65, 0.61, -1.04, 1.26, -1.00$  et  $\phi_0 = 70^\circ$ . On peut donc voir que  $\vec{B}_D$  est orienté dans le sens des aiguilles d'une montre, si on l'observe depuis le pôle nord Galactique, avec des inversions du champ magnétique dans le bras *Scut-Crux* et l'anneau moléculaire (voir Figure 3.3).

### 3.3.1.2 Champ magnétique régulier du halo

#### Etat de l'art

La structure du champ magnétique du halo Galactique  $\vec{B}_H$  est encore moins bien contrainte que celle du disque  $\vec{B}_D$ . Contrairement à l'étude de  $\vec{B}_D$ , une seule observable est exploitable pour contraindre l'intensité et la direction de  $\vec{B}_H$  : les RMs des sources extragalactiques à hautes latitudes. Les différentes études qui ont été menées sur le champ magnétique du halo tendent à montrer que celui-ci pourrait avoir une composante verticale en plus d'une composante azimutale.

L'étude des RMs de sources extragalactiques dans les directions des pôles nord et sud Galactiques ont permis d'évaluer l'intensité de la composante verticale au niveau du Soleil. Avec cette approche, Han et Qiao (1994) et Han *et al.* (1999) furent les premiers à montrer que le champ magnétique pourrait avoir localement une composante verticale. Ils montrèrent que celle-ci aurait une intensité de  $0.2 - 0.3 \mu\text{G}$  et serait dirigée vers le pôle nord Galactique. Récemment, deux études utilisèrent des catalogues de RMs plus fournis dans le but de réestimer cette valeur. Taylor *et al.* (2009) trouvèrent que l'intensité de cette composante verticale était respectivement de  $-0.14$  et  $+0.30 \mu\text{G}$  en dessous et au dessus du plan Galactique. De leur côté, Mao *et al.* (2010) trouvèrent respectivement pour ces deux composantes des intensités de  $\simeq 0$  et  $+0.31 \mu\text{G}$ .

La composante azimutale de  $\vec{B}_H$  fut quant à elle caractérisée à l'aide de la carte du ciel des RMs des sources extragalactiques à haute latitude. Cette carte révéla une anti-symétrie du signe des RMs par rapport au plan Galactique dans les régions internes de la Galaxie ( $|l| \leq 90^\circ$ ) (Oren et Wolfe 1995, Han *et al.* 1997; 1999, Taylor *et al.* 2009). Le signe de la RM dépendant de l'orientation du champ magnétique (voir éq. 3.15), cette anti-symétrie révélerait donc que le champ magnétique régulier du halo est anti-symétrique. Han *et al.* (1997; 1999) suggérèrent que

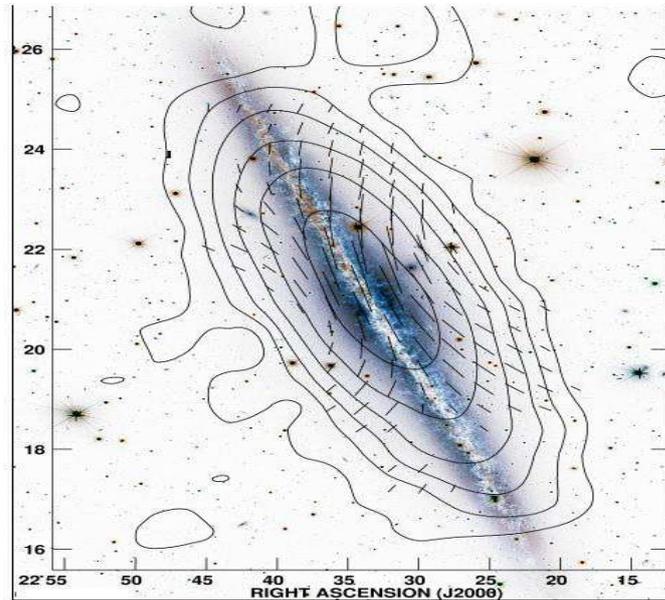


FIGURE 3.4 – Structure magnétique de la galaxie NGC891. Les contours indiquent l'intensité radio totale et les barres indiquent l'orientation du champ magnétique (copyright : MPIfR Bonn). Cette carte radio est superposée à une image en optique de NGC891 obtenue avec le *Canada-France-Hawaii Telescope*/(c)1999 CFHT/Coelum. Cette image est extraite de Krause (2009).

ce champ magnétique est probablement généré et maintenu par une dynamo à grande échelle. En effet, la théorie de la dynamo prévoit l'existence de ce type de champ. Un mode possible du mécanisme de la dynamo, le mode A0, génère des champs magnétiques toroïdaux (champs sans composante verticale) de directions opposées au dessus et en dessous du plan Galactique en plus d'un champ poloïdal dipolaire. L'existence de champs magnétiques verticaux au voisinage du Soleil (p. ex. Han et Qiao 1994) et près du CG (p. ex. Yusef-Zadeh et Morris 1987) et pouvant faire partie d'un champ dipolaire à grande échelle renforce l'hypothèse avancée par Han *et al.* (1997; 1999).

Sun *et al.* (2008) et Sun et Reich (2010) confirmèrent l'existence d'un champ magnétique toroïdal dans le halo par une méthode d'ajustement de modèles aux données (voir section 3.3.1.1). Ils montrèrent que ce champ toroïdal devait être anti-symétrique par rapport au plan Galactique pour pouvoir rendre compte de l'anti-symétrie des RMs à hautes latitudes. En ce qui concerne la composante poloïdale dipolaire, Sun et Reich (2010) constatèrent que d'ajouter un champ dipolaire (le modèle de Prouza et Šmída 2003) au champ toroïdal dans leurs simulations n'améliorait que marginalement l'ajustement aux données. Ils conclurent donc que leur analyse ne leur permettait pas de contraindre l'existence d'une composante verticale de  $\vec{B}_H$ , d'intensité relativement faible ( $\sim 0.2 \mu\text{G}$  au voisinage solaire) par rapport à la composante toroïdale ( $\sim 2 \mu\text{G}$  au coeur du tore à  $|z| = 1.5 \text{ kpc}$ ). Il est à noter cependant que le modèle toroïdal proposé par Sun *et al.* (2008) (utilisé aussi par Prouza et Šmída 2003, Jansson *et al.* 2009, Sun et Reich 2010, Pshirkov *et al.* 2011) n'arrive pas à reproduire la distribution des RMs dans la région  $100^\circ < l < 117^\circ$  et  $15^\circ < |b| < 30^\circ$  (Mao *et al.* 2012). Récemment, Jansson et Farrar (2012a;b) montrèrent que les RMs à hautes latitudes sont significativement compatibles avec un modèle de champ magnétique du halo en forme de X (*X-shape*). Cette étude fut motivée par le fait que depuis quelques années, on observe ce type de structure magnétique dans les halos de galaxies externes vues de profil (voir p. ex. Beck 2008, Krause 2009, Heesen *et al.* 2009). Un exemple de ces structures est montré sur la Figure 3.4. Ces champs X-shape pourraient être dus à de forts vents Galactiques provenant

du disque des galaxies. L'étude de [Jansson et Farrar \(2012a;b\)](#) confirma aussi l'existence d'un champ toroïdal dans le halo de notre Galaxie.

Dans la suite, je présente en détails les modèles de  $\vec{B}_H$  que j'ai testé dans le but d'évaluer l'influence de ces différentes configurations sur la propagation des positrons et donc sur la distribution spatiale de leur émission d'annihilation.

### Modèle dipolaire de [Prouza et Šmída](#)

Bien que non contraint par les observations des RMs, le champ magnétique poloïdal dipolaire fut modélisé puis utilisé par la communauté des RCs de très hautes énergies (UHECRs pour *ultra-high energy cosmic rays*). L'origine des ces UHECRs reste mystérieuse. Cependant, on pense qu'une partie ces UHECRs est d'origine extragalactique. Bien connaître le champ magnétique de notre Galaxie est primordial pour identifier clairement leur origine. En effet, le champ magnétique devrait avoir un impact conséquent sur la propagation et la déflexion de ces particules lorsqu'elles arrivent sur notre Galaxie. La suggestion de l'existence d'un champ dipolaire par [Han et al. \(1997\)](#) poussa donc la communauté des UHECRs à prendre en compte ce champ. [Prouza et Šmída \(2003\)](#) furent les premiers à modéliser ce champ poloïdal en se basant sur les équations d'un dipôle magnétique. [Prantzos \(2006\)](#) reprit ce modèle quelques années plus tard dans le but d'expliquer le mystère associé à l'émission d'annihilation  $e^+e^-$ . Il suggéra que ce type de champ, par sa topologie, pourrait transporter les positrons produits dans le disque, par les SNe Ia, vers le bulbe Galactique et ainsi expliquer la morphologie particulière de l'émission d'annihilation  $e^+e^-$ . Je présente donc ici le modèle dipolaire de [Prouza et Šmída \(2003\)](#) et les modifications que j'y ai apportées. En modélisant le transport de positrons dans une galaxie possédant ce champ dipolaire, je pourrai donc vérifier la plausibilité du scénario avancé par [Prantzos](#).

Les équations utilisées par [Prouza et Šmída \(2003\)](#) sont celles d'un dipôle magnétique dont l'amplitude a été ajustée pour pouvoir correspondre à une amplitude de  $0.2 \mu\text{G}$  au voisinage de la Terre ([Han et Qiao 1994](#)). Ce champ est symétrique autour de l'axe de rotation de la Galaxie. En coordonnées sphériques Galactiques  $(R, \Theta, \Phi)$ , le champ de halo dipolaire  $\vec{B}_{H,d}$  a pour intensité dans le plan  $xz$ ,

$$B(R, \Theta) = \frac{K}{R^3} \sqrt{3 \cos^2(\Theta) + 1} \quad , \quad (3.24)$$

et a pour composantes cartésiennes Galactiques :

$$\vec{B}_{H,d}(R, \Theta, \Phi) \begin{cases} B_{H,d,x} = -\frac{3K}{2R^3} \sin(2\Theta) \cos(\Phi) \\ B_{H,d,y} = -\frac{3K}{2R^3} \sin(2\Theta) \sin(\Phi) \\ B_{H,d,z} = -\frac{K}{R^3} (3 \cos^2 \Theta - 1) \end{cases} \quad , \quad (3.25)$$

avec  $K$  le moment magnétique du dipôle Galactique.  $K$  varie selon différentes régions.  $K = 10^5 \text{ G pc}^3$  pour les régions externes ( $R > 5 \text{ kpc}$ ) et  $K = 200 \text{ G pc}^3$  pour la région centrale ( $R < 2 \text{ kpc}$ ). Dans la région intermédiaire ( $2 \text{ kpc} < R < 5 \text{ kpc}$ ),  $K$  est choisie de telle façon à ce que l'intensité du champ soit de  $10^{-6} \text{ G}$ . Ces valeurs ont été choisies pour s'ajuster aux observables. La valeur pour les régions externes permet de retrouver un champ vertical de  $0.2 \mu\text{G}$  au voisinage du Soleil et la valeur pour la région centrale permet de retrouver un champ d'une intensité de  $100 \mu\text{G}$  au niveau du CG (voir le paragraphe suivant).

Pour éviter d'obtenir un champ trop important au niveau du CG (vu que  $B \propto 1/R^3$ ; éq. 3.24) et pour s'ajuster aux observations, un cylindre d'un diamètre de  $100 \text{ pc}$  et d'une hauteur de  $300$

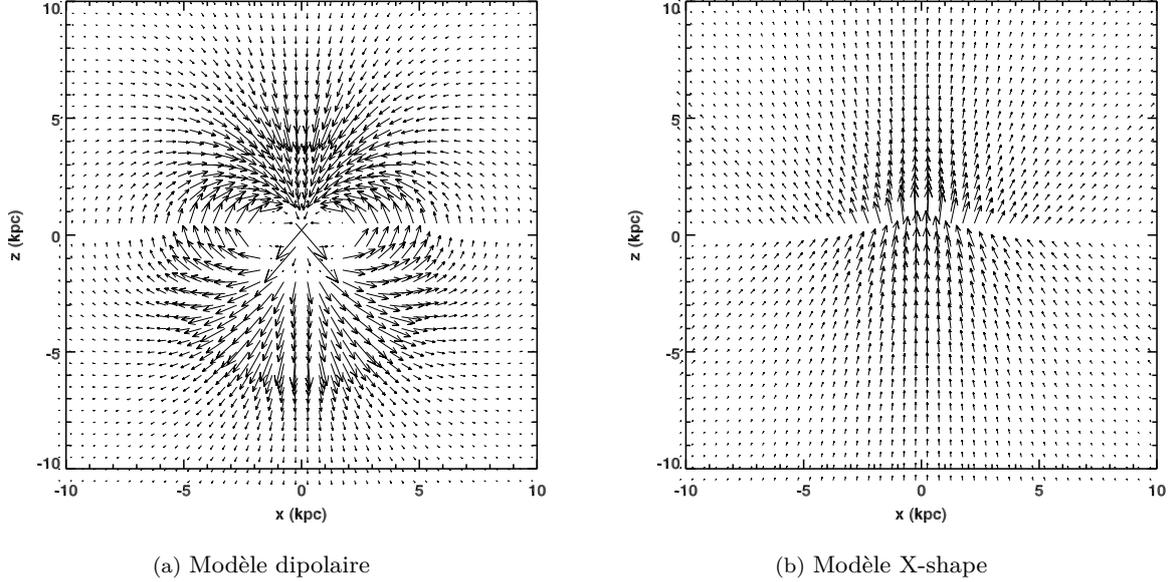


FIGURE 3.5 – Configurations possibles du champ magnétique régulier dans le halo de notre Galaxie dans le plan  $xz$ . La Figure 3.5a représente le modèle de champ dipolaire modifié de Prouza et Šmída (2003, voir texte). La Figure 3.5b représente le modèle de champ X-shape adapté de Jansson et Farrar (2012a;b). Les vecteurs indiquent la direction du champ magnétique et leur longueur est proportionnelle à l'amplitude du champ magnétique. Le Soleil est situé en  $x = -8.5$  kpc.

pc est positionné au niveau du CG pour délimiter une région dans laquelle l'intensité du champ magnétique est fixée à une valeur constante de  $100 \mu\text{G}$ . A l'origine, la valeur prise par Prouza et Šmída était de  $2 \text{ mG}$  car ces auteurs s'appuyaient sur les premières observations de Yusef-Zadeh et Morris (1987) qui prédisaient des champs de l'ordre du mG. Dans cette étude, nous avons décidé de prendre une valeur plus conservatrice de  $100 \mu\text{G}$  en se basant sur des observations ultérieures (Spergel et Blitz 1992, Crocker *et al.* 2010). Une représentation de ce champ est donnée sur la Figure 3.5a.

### Modèle X-shape de Jansson et Farrar

Ce modèle de halo en forme de X,  $\overrightarrow{B_{H,X}}$ , est un modèle axi-symétrique et poloïdal qui respecte la condition  $\vec{\nabla} \cdot \overrightarrow{B_{H,X}} = 0$ . Pour répondre à celle-ci, Jansson et Farrar (2012a) ont dû développer un modèle complexe à quatre paramètres. Pour décrire ce modèle, nous utiliserons les coordonnées cylindriques  $(r, z)$  dans une section de plan quelconque perpendiculaire au plan Galactique. Pour définir le champ magnétique X en un point  $(r, z)$ , il est nécessaire de définir le paramètre  $r_p$  associé.  $r_p$  est le rayon galactocentrique auquel la ligne de champ magnétique qui passe par  $(r, z)$  traverse le plan Galactique défini par  $z = 0$ .

La Galaxie est divisée en deux régions par l'intermédiaire du rayon critique  $r_X^c$ . Pour  $r_p > r_X^c$ , les lignes de champ magnétique auront un angle d'inclinaison constant,  $\Theta_X^0$ , par rapport au plan Galactique. Pour  $r_p < r_X^c$ , l'angle d'inclinaison  $\Theta_X$  augmentera linéairement avec la diminution du rayon jusqu'à avoir  $\Theta_X = 90^\circ$  pour  $r = 0$ .

L'intensité du champ magnétique dans le plan Galactique est défini par l'expression suivante :

$$B_X(r_p) = B_{X,0} \exp(-r_p/r_X) \quad , \quad (3.26)$$

où  $B_{X,0}$  est l'intensité globale du champ X en  $r = 0$  et  $r_X$  est l'échelle de longueur exponentielle de l'intensité du champ X dans le plan Galactique. Dans la région où  $r_p > r_X^c$ , l'intensité du champ X en un point défini par  $(r, z)$  est égale à

$$B_X(r, z) = B_X(r_p) \frac{r_p}{r} \quad \text{avec} \quad r_p = r - \frac{|z|}{\tan(\Theta_X^0)}, \quad (3.27)$$

et l'angle d'inclinaison de la ligne de champ passant par  $(r, z)$  est  $\Theta_X^0$ . Dans la région où  $r_p < r_X^c$ , l'intensité du champ X en un point défini par  $(r, z)$  est égale à

$$B_X(r, z) = B_X(r_p) \left( \frac{r_p}{r} \right)^2 \quad \text{avec} \quad r_p = \frac{r r_X^c}{r_X^c + |z|/\tan(\Theta_X^0)}, \quad (3.28)$$

et l'angle d'inclinaison  $\Theta_X$  est donné par

$$\Theta_X(r, z) = \arctan \left( \frac{|z|}{r - r_p} \right). \quad (3.29)$$

Le champ X est tangent aux lignes de champ magnétique. Ses composantes cylindriques sont donc facilement calculables à partir de l'angle d'inclinaison  $\Theta_X$  de la ligne de champ. Les composantes cartésiennes de  $\vec{B}_{H,X}$  s'obtiennent ainsi aisément grâce aux formules suivantes :

$$\vec{B}_{H,X}(r, \phi, z) \begin{cases} B_{H,X,x} = B_X(r, z) \cos(\Theta_X) \cos(\phi) \\ B_{H,X,y} = B_X(r, z) \cos(\Theta_X) \sin(\phi) \\ B_{H,X,z} = B_X(r, z) \sin(\Theta_X) \end{cases}. \quad (3.30)$$

Le champ X est orienté constamment vers le pôle nord Galactique. Ainsi, les coordonnées de l'équation 3.30 ne sont valables que lorsque  $z > 0$ . Lorsque  $z < 0$ ,  $\vec{B}_{H,X} = (-B_{H,X,x}, -B_{H,X,y}, B_{H,X,z})$ .

Les paramètres optimaux fournis par l'analyse MCMC de [Jansson et Farrar](#) sont  $B_X^0 = 4.6 \pm 0.3 \mu\text{G}$ ,  $\Theta_X^0 = 49 \pm 1^\circ$ ,  $r_X^c = 4.8 \pm 0.2 \text{ kpc}$  et  $r_X = 2.9 \pm 0.1 \text{ kpc}$ . Ce champ X est représenté sur la Figure 3.5b dans le plan  $xz$ . Ce profil ressemble grandement aux structures magnétiques observées dans certaines galaxies externes comme NGC 891 (voir Figure 3.4).

### 3.3.1.3 Champ magnétique turbulent

De nombreuses observations tendent à montrer qu'une fraction importante du champ magnétique total de notre Galaxie serait de nature turbulente. A l'aide des RMs de pulsars Galactiques, [Rand et Kulkarni \(1989\)](#) et [Han et Qiao \(1994\)](#) ont montré que l'intensité de ce champ turbulent serait jusqu'à trois fois supérieure à l'intensité du champ régulier. Ces estimations sont globalement confirmées depuis par les études plus approfondies discutées précédemment ([Sun et al. 2008](#), [Jaffe et al. 2010](#), etc.). Ces champs sont par définition stochastiques, c'est à dire qu'ils peuvent varier très rapidement en intensité et en direction sur de petites échelles. De par ces propriétés et de leur intensité relative conséquente, leur étude et modélisation sont plus que nécessaires pour pouvoir rendre compte d'une propagation réaliste des particules chargées dans la Galaxie.

Malheureusement, les propriétés globales de ces champs turbulents sont plutôt mal connues. Ils existeraient sur une gamme d'échelle très large, s'étendant du  $\sim \text{pc}$  à la centaine de pc. De ce que l'on sait, l'énergie turbulente serait injectée à «grande» échelle dans le MIS par les explosions de supernovae et les vents stellaires avant d'être transférée vers les petites échelles jusqu'aux

échelles de dissipation (voir la théorie de Kolmogorov 1941). Des études récentes montrent que dans les bras spiraux galactiques, la turbulence serait plus intense et serait principalement générée par les vents stellaires alors que des les inter-bras, elle serait principalement injectée par les supernovae sur de plus grandes échelles (Haverkorn *et al.* 2006; 2008). On suppose que les fluctuations magnétiques suivent un spectre de loi de puissance en nombre d'onde  $k$  ( $k = 2\pi/\lambda$  avec  $\lambda$  l'échelle spatiale de la turbulence) tel que l'intensité de la turbulence à un  $k$  donné est  $\delta B^2(k) \propto k^{-\Gamma}$  avec  $\Gamma$  l'indice spectrale de la turbulence ( $= 5/3$  pour une turbulence de Kolmogorov). Cependant, la gamme d'échelle spatiale sur laquelle s'applique la turbulence interstellaire est plutôt mal contrainte.

En effet, les études consacrées à la turbulence magnétique dans le MIS sont plutôt rares. Armstrong *et al.* (1995) montrèrent que les fluctuations de densité des électrons thermiques observées dans le MIS proche ( $< 1$  kpc) pouvaient être décrites par un simple spectre en loi de puissance de type Kolmogorov, sur des échelles comprises entre  $10^{-8}$  pc (voire éventuellement  $10^{-10}$  pc) et  $\sim 100$  pc. Cette découverte suggérait que l'énergie turbulente associée à ces fluctuations de densité pourrait être transférée des plus grandes aux plus petites échelles sur toute cette gamme d'échelle spatiale. Minter et Spangler (1996) montrèrent l'existence de fluctuations turbulentes du champ magnétique dans une petite région du ciel (autour de  $l = 144^\circ$  et  $b = 21^\circ$ ) à l'aide des fluctuations observées dans les RMs et les DMs d'une quarantaine de sources extragalactiques. Ils montrèrent que les fluctuations de densité et de champ magnétique observées étaient compatibles avec un spectre de puissance turbulent à trois dimensions de type Kolmogorov dont l'échelle supérieure est de  $\sim 4$  pc. Pour les échelles plus grandes et jusqu'à une échelle de  $\sim 100$  pc, Minter et Spangler trouvèrent que les fluctuations magnétiques étaient compatibles avec une turbulence à 2D définie par un spectre en énergie magnétique reflétant une loi de puissance d'indice  $\Gamma = 2/3$ . Han *et al.* (2004) complétèrent cette étude en étudiant les fluctuations magnétiques sur les grandes échelles spatiales (0.5–15 kpc) dans un tiers du disque Galactique. Ils constatèrent que le spectre en énergie magnétique était presque plat pour ces échelles ( $\Gamma = -0.37$ ).

En résumé, la distribution de l'énergie turbulente dans le MIS semble varier en fonction de l'échelle spatiale. Pour des échelles  $< 100$  pc, un spectre en loi de puissance dont l'indice est compris entre  $2/3$  et  $5/3$  semble favorisé par les observations. Cependant, de nombreuses incertitudes demeurent et notamment sur l'échelle spatiale minimale jusqu'à laquelle l'énergie turbulente serait transférée. Cette donnée est pourtant primordiale en ce qui concerne la propagation des particules chargées (voir section 2.2.1).

Le transport des particules chargées dans un plasma magnétisé turbulent a été et reste toujours, à l'heure actuelle, une thématique fortement explorée. En effet, bien comprendre ce transport permettrait de répondre à de nombreuses questions astrophysiques associées au transport ou à l'accélération des particules du RC dans divers milieux turbulents, qu'ils soient interstellaires ou interplanétaires. La compréhension de ce transport est en constante évolution grâce aux progrès théoriques (voir section 2.2.1) et numériques permettant la réalisation de simulations de modèles de plus en plus complexes. Le transport du RC est souvent vu comme un phénomène de diffusion de particules. Il s'avère que ce phénomène est plutôt bien compris dans un milieu faiblement turbulent ( $\delta B \ll B$ ) grâce à la théorie quasi-linéaire (voir Jokipii 1966). Cette théorie a été et est toujours abondamment utilisée mais possède cependant certaines limites (voir p. ex. Yan 2013) dont la difficulté à pouvoir rendre compte du transport perpendiculaire à  $\vec{B}$ . De plus, cette théorie ne semble pas applicable pour une majorité d'environnements astrophysiques qui sont fortement turbulents. Par conséquent, un nombre important de travaux ont été menés dans le but de caractériser, de la manière la plus réaliste qu'il soit, le transport du RC dans des milieux turbulents aux caractéristiques diverses et variées (amplitude, isotropie ou non du champ

turbulent, etc.). Les simulations de particules-tests ont été l'une des principales approches pour répondre à cet objectif (voir p. ex. Giacalone et Jokipii 1994; 1999, Casse *et al.* 2002, Fatuzzo *et al.* 2010, Tautz 2010, Tautz *et al.* 2013). Cette méthode est une méthode Monte Carlo qui consiste à simuler la trajectoire d'un très grand nombre de particules chargées dans un milieu magnétisé turbulent (à l'aide de l'équation du mouvement de Lorentz). De ces trajectoires peuvent être dérivées les grandeurs caractéristiques du transport diffusif (coefficients de diffusion parallèle, perpendiculaire et du pitch-angle) qui seront dépendantes de l'énergie des particules simulées et des paramètres du champ turbulent testé. Ces simulations nécessitent de prendre en compte un champ magnétique réaliste et donc une composante turbulente. La majorité des études citées plus haut ont repris ou réadapté le formalisme de génération de champ magnétique turbulent développé par le travail pionnier de Giacalone et Jokipii (1994). C'est ce modèle que nous avons utilisé pour ces travaux et que je présente dans les paragraphes suivants.

Le formalisme développé par Giacalone et Jokipii (1994) simule un champ turbulent tridimensionnel, isotrope et statique mais qui fluctue spatialement. Il consiste à modéliser et à superposer un grand nombre  $N$  d'ondes planes transverses de polarisation et de direction aléatoires. Chaque onde possède donc son propre vecteur d'onde  $\vec{k}$  qui est défini par deux angles  $\theta$  et  $\phi$  et son propre angle de polarisation défini par l'angle  $\alpha$ . Ce modèle permet de satisfaire l'équation de Maxwell-Thomson  $\vec{\nabla} \cdot \vec{\delta B} = 0$  et peut s'exprimer, à une position  $\vec{r}$  donnée, de la façon suivante :

$$\vec{\delta B}(\vec{r}) = \sum_{n=1}^N \delta B(k_n) [\cos \alpha_n \vec{y}' \pm i \sin \alpha_n \vec{z}'] \times \exp [i(k_n x' + \beta_n)] \quad , \quad (3.31)$$

où  $\delta B(k_n)$  est l'amplitude du champ turbulent associé au nombre d'onde  $k_n = 2\pi/\lambda_n$  avec  $\lambda_n$  l'échelle de la turbulence du mode  $k_n$ ;  $\alpha_n$  et  $\beta_n$  sont respectivement l'angle de polarisation et la phase initiale du mode turbulent  $k_n$  et sont tous les deux choisis aléatoirement entre 0 et  $2\pi$ ;  $(\vec{x}', \vec{y}', \vec{z}')$  est le système de coordonnées cartésiennes associé au champ turbulent du mode  $k_n$ . Dans ce système,  $\vec{\delta B}(k_n)$  est dirigé dans le plan  $y'z'$  et se propage le long de l'axe  $x'$ . Ce système est relié au système de coordonnées cartésiennes Galactiques fixes par la matrice de rotation suivante

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \theta_n \cos \phi_n & \sin \theta_n \sin \phi_n & \cos \theta_n \\ -\sin \phi_n & \cos \phi_n & 0 \\ -\cos \theta_n \cos \phi_n & -\cos \theta_n \sin \phi_n & \sin \theta_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (3.32)$$

où  $\theta_n$  et  $\phi_n$  sont les deux angles de rotation d'Euler et dépendent du mode turbulent  $k_n$ .  $\phi_n$  est choisi aléatoirement entre 0 et  $2\pi$  alors que  $\cos \theta_n$  est choisi aléatoirement entre  $-1$  et  $1$ . A ce stade, on associe à chaque mode  $k_n$  cinq paramètres aléatoires :  $\alpha_n$ ,  $\beta_n$ ,  $\theta_n$ ,  $\phi_n$  et le signe plus ou moins dans l'équation 3.31. L'amplitude  $\delta B(k_n)$  du mode  $k_n$  est quant à elle déterminée à partir du spectre de puissance choisie pour la turbulence magnétique. Pour une turbulence de Kolmogorov, on a

$$\delta B(k) = \delta B(k_{min}) \left( \frac{k}{k_{min}} \right)^{-\Gamma/2} \quad , \quad (3.33)$$

avec  $k_{min} = k_1 = 2\pi/\lambda_{max}$  avec  $\lambda_{max}$  correspondant à la plus grande longueur d'onde (l'échelle d'injection) de la turbulence et  $\Gamma = 5/3$  est l'indice spectrale pour une turbulence de Kolmogorov.

$\delta B(k_{min})$  est défini à partir de la densité totale d'énergie magnétique turbulente

$$S = \sum_{n=1}^N \frac{\delta B^2(k_n)}{8\pi} = \frac{\delta B^2(k_{min})}{8\pi} \sum_{n=1}^N \left( \frac{k_n}{k_{min}} \right)^{-\Gamma} . \quad (3.34)$$

$S$  est calculé à partir du ratio  $f_{\text{turb}} = \delta B^2/B^2$  qui exprime le rapport entre les densités d'énergie magnétique totale du champ turbulent et d'énergie magnétique du champ régulier local d'intensité  $B$ . On a ainsi  $S = f_{\text{turb}} B^2/8\pi$  et on peut donc déterminer  $\delta B(k_{min})$  comme étant égal à

$$\delta B(k_{min}) = \frac{\sqrt{f_{\text{turb}}} B}{\sqrt{\sum_{n=1}^N \left( \frac{k}{k_{min}} \right)^{-\Gamma}}} . \quad (3.35)$$

Dans notre code de transport (voir section 3.2), le champ magnétique  $\vec{\delta B}(\vec{r})$  est calculé, à chaque itération à chaque nouvelle position  $\vec{r}$  du positron, en sommant  $N = 100 \log[\lambda_{max}/\lambda_{min}]$  nombres d'ondes  $k$  séparés d'un pas constant sur une échelle logarithmique entre  $k_{min}$  et  $k_{max}$ .  $k_{max} = 2\pi/\lambda_{min}$  où  $\lambda_{min}$  représente l'échelle minimale de la turbulence. Cette valeur de  $N$  permet de représenter correctement un champ continu à partir d'une discrétisation du champ turbulent (voir l'étude de [Fatuzzo et al. 2010](#) sur le choix de  $N$ ).

Nous supposons que la nature de la turbulence diffère d'une phase du MIS à l'autre. Ainsi, l'échelle maximale d'injection de la turbulence  $\lambda_{max}$  va dépendre de la phase du MIS dans laquelle se trouve le positron à un instant donné.  $\lambda_{max}$  est choisi aléatoirement dans la gamme 10 – 100 pc pour les phases tièdes et chaudes et dans la gamme 1 – 10 pc pour les phases froides et moléculaires ([Jean et al. 2009](#)). Ces échelles d'injection correspondent grossièrement aux tailles typiques de chacune des phases associées. Nous avons choisi  $\lambda_{min}$  tel que  $\lambda_{min} = \lambda_{max}/50$ . Des simulations-tests ont été effectuées par Pierre Jean (IRAP, Toulouse) concernant l'effet d'un  $\lambda_{min}$  plus faible sur la modélisation du champ turbulent et a fortiori sur la propagation des particules. Ces simulations ont menées à la conclusion que la prise en compte de modes turbulents dont les longueurs d'ondes sont plus faibles que  $\lambda_{max}/50$  n'avait aucun impact. Pour une turbulence de type Kolmogorov, l'énergie des modes avec une échelle inférieure à  $\sim \lambda_{max}/50$  est si faible que leur contribution (en terme de force de Lorentz) au champ turbulent total est négligeable.

Nous avons aussi tenu compte d'une variation de l'amplitude du champ turbulent au sein de la Galaxie. En effet, les bras spiraux seraient plus turbulents que les inter-bras ([Haverkorn et al. 2006; 2008, Jaffe et al. 2010](#)). Nous avons donc appliqué le profil «gaussien» décrit par l'équation 3.20 au ratio d'amplitude  $\delta B/B = \sqrt{f_{\text{turb}}}$  (voir éq. 3.35). Ainsi,  $\delta B/B$  tend vers 1 dans les inter-bras et vers 2 au coeur des bras spiraux. La propagation des positrons sera donc majoritairement gouvernée par la turbulence magnétique au coeur des bras spiraux.

Je précise ici que lorsqu'un positron se trouve dans une phase du MIS, le champ magnétique turbulent n'est généré qu'une seule fois. C'est à dire que les paramètres  $\lambda_{max}$  et  $\delta B/B$  ainsi que le jeu des nombres aléatoires associés à chaque mode  $k_n$  restent fixes dans la phase. Seule la position  $\vec{r}$  du positron change au cours de la propagation et celui-ci va donc expérimenter  $\vec{\delta B}(\vec{r})$  à sa nouvelle position, qui est bien évidemment superposé au champ régulier  $\vec{B}(\vec{r})$ . En résumé, un nouveau champ turbulent statique est généré uniquement quand le positron change de phase du MIS et la configuration de ce nouveau champ turbulent va dépendre de la nature et de la localisation Galactique de la nouvelle phase.

### 3.3.2 Le milieu interstellaire gazeux

Le milieu séparant les étoiles de notre Galaxie est loin d'être vide. Nous venons de voir dans la section 3.3.1 que ce milieu, que l'on nomme le milieu interstellaire, est déjà imprégné de

champs magnétiques de différentes natures. Il est aussi constitué d'un gaz ténu, principalement constitué d'hydrogène, inhomogènement distribué dans la Voie Lactée et représentant seulement  $\sim 0.5\%$  de sa masse totale. Ce gaz peut se présenter sous différentes formes et sous différentes conditions physiques. A l'image du champ magnétique, cette composante nécessite une attention particulière pour répondre aux objectifs de cette thèse. La propagation d'un positron dans le MIS va effectivement être fortement affectée par ses interactions avec les particules de gaz. Ces interactions diverses et variées vont faire perdre de l'énergie à la particule au cours de sa vie (voir section 2.2.2) et vont donc limiter sa portée par rapport à son site d'injection (voir section 2.2.1).

Dans la section 3.3.2.1, je discute des différentes formes que peut prendre ce gaz interstellaire. Ces différentes formes se rapportent aux phases du MIS qui ont déjà été évoquées précédemment. Je présente ensuite les distributions spatiales en densité de ces phases dans la Galaxie. Ce sont ces modèles de distributions qui ont été adoptés dans notre code de simulation numérique. Cependant, ces modèles ne donnent que des valeurs moyennes de densité dans la Galaxie. Pour rendre compte d'une propagation réaliste, il est nécessaire de modéliser un MIS réaliste dans lequel chaque phase est individuellement définie par ses propriétés associées et des densités vraies et non moyennes. La structure et l'agencement de ces phases à l'échelle Galactique restent néanmoins mal connus. Dans la section 3.3.2.2, je présente une méthode simpliste permettant d'estimer des densités vraies à partir de densités moyennes. Puis, je discute de l'état des connaissances sur la structure du MIS à grande échelle. Nous verrons que cette structure est loin d'être connue. Je présente donc par la suite deux modèles simples que j'ai développés pour simuler un MIS «réaliste». Ces modèles représentent sommairement deux extrêmes de l'agencement du MIS gazeux.

### 3.3.2.1 Distributions spatiales du gaz interstellaire

Le gaz interstellaire est composé à  $\sim 90\%$  d'hydrogène,  $\sim 10\%$  d'hélium et d'une quantité négligeable d'éléments plus lourds que l'on nomme les métaux (Ferrière 2001). Ce gaz est cependant très hétérogène à l'échelle de la Galaxie. En effet, l'hydrogène de ce gaz interstellaire peut être trouvé sous forme atomique, ionisé ou moléculaire et dans différentes phases de température et de densité. L'existence de ces phases est due à une compétition permanente entre différents processus de chauffage et de refroidissement qui sont associés (1) à des processus microscopiques au sein du gaz (phénomènes de collisions, excitations, ionisations, etc.) et (2) à des processus macroscopiques dynamiques dans le MIS (vents stellaires, explosions de supernovae, champs de photons UV ionisant, etc.). On dénombre actuellement cinq phases principales dans le MIS : le milieu moléculaire (MM), le milieu atomique neutre et froid (CNM pour *cold neutral medium*), le milieu atomique neutre et tiède (WNM pour *warm neutral medium*), le milieu ionisé et tiède (WIM pour *warm ionized medium*) et le milieu très chaud et ionisé (HIM pour *hot ionized medium*). Par la suite, je présente les propriétés et les distributions spatiales de ces phases dans trois régions distinctes de la Galaxie : le disque, le bulbe et la région de Sgr A\*. Les distributions spatiales sont extraites des modèles de MIS développés par Ferrière (1998), Ferrière *et al.* (2007) et Ferrière (2012) pour chacune de ces régions. Ce sont ces modèles que j'ai adoptés numériquement pour simuler le MIS gazeux de notre Galaxie.

## Le disque Galactique

Ferrière (1998) a développé un modèle axisymétrique de distribution du gaz interstellaire dans le disque de notre Galaxie. En se basant sur les observations les plus récentes à cette époque, Ferrière dérivait des relations analytiques exprimant la distribution galactique en densité moyenne de chaque phase. Ces profils de densité radiale sont représentés sur la Figure 3.6. Ces phases

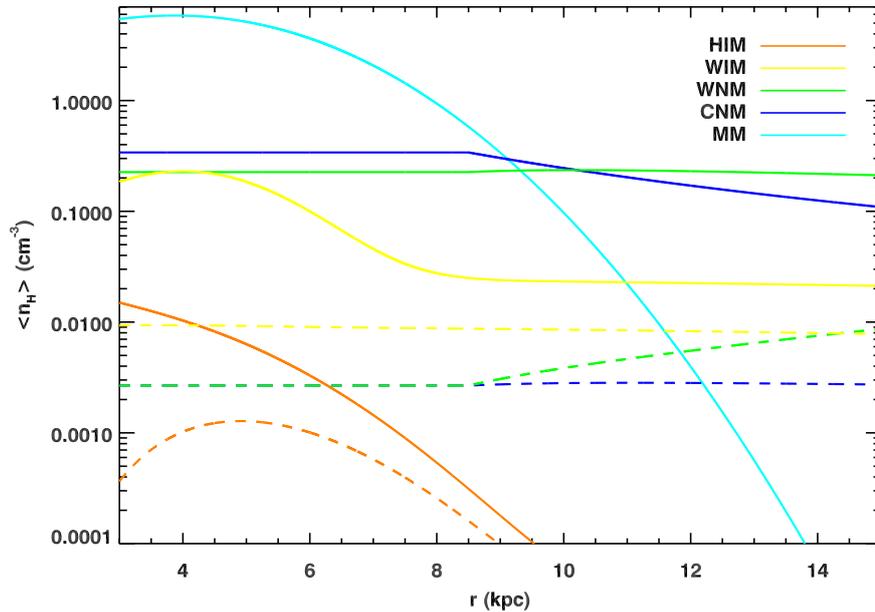


FIGURE 3.6 – Densité moyenne de noyaux d’hydrogène de chaque phase du MIS en fonction du rayon Galactique, dans le disque de la Galaxie. Ici, ces distributions sont montrées pour le plan Galactique ( $z = 0$ ; traits pleins) et  $z = 1$  kpc (traits tiretés). Ces distributions sont extraites du modèle de Ferrière (1998).

sont toutes différentes d’un point de vue chimique et thermique. Chaque phase possède donc ses observables propres qui sont liées le plus souvent à des raies d’émission ou d’absorption d’une ou de plusieurs espèces chimiques caractéristiques de la phase. En présentant chacune de ces phases, je discuterai très brièvement de ces observables. Pour plus de renseignements, je renvoie le lecteur à l’article de Ferrière (1998) et à ses références associées ainsi qu’aux livres de Dopita et Sutherland (2003) et de Tielens (2005) sur le MIS.

Le milieu moléculaire est composé principalement de  $\text{H}_2$  et d’une multitude d’autres molécules d’abondances négligeables. Cependant, le  $\text{H}_2$  n’est pas directement observable. Le milieu moléculaire est donc sondé principalement à l’aide des raies de rotations des isotopes du CO, et en particulier de la raie de transition rotationnelle  $J = 1 \rightarrow 0$  à une longueur d’onde de 2.6 mm. Les analyses qui découlent de ces observations ont montré que le gaz moléculaire était principalement concentré dans des nuages gravitationnellement liés possédant des masses de l’ordre de  $\sim 10^5 M_\odot$ , des diamètres de  $\sim 0.1 - 50$  pc, des densités pouvant atteindre plusieurs milliers de molécules par  $\text{cm}^3$ , et des températures de  $\simeq 10 - 20$  K. La densité du  $\text{H}_2$  peut être déduite aisément à partir des raies d’émission du CO. En effet, le ratio d’abondance totale des isotopes du CO sur l’abondance du  $\text{H}_2$  serait de  $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$ . Clemens *et al.* (1988) développèrent pour la première fois une image précise de la distribution spatiale du  $\text{H}_2$  à grande échelle dans notre Galaxie. Pour cela, ils analysèrent les données de plus de 40 000 spectres d’émission du CO, une quantité inédite au moment de cette étude. Ferrière (1998) utilisa les résultats de cette analyse pour développer un modèle de distribution axisymétrique de densité moyenne de  $\text{H}_2$  dans le disque Galactique.

Cette distribution spatiale de densité moyenne de  $H_2$  est donnée par

$$\begin{aligned} \langle n_{MM} \rangle (R, z) &= (0.58 \text{ cm}^{-3}) \times \exp \left[ -\frac{(R - 4.5)^2 - (R_\odot - 4.5)^2}{2.9^2} \right] \\ &\times \left( \frac{R}{R_\odot} \right)^{-0.58} \times \exp \left[ -\left( \frac{z}{H_{MM}(R)} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (3.36)$$

avec

$$H_{MM}(R) = 81 \left( \frac{R}{R_\odot} \right)^{0.58} \text{ pc} ,$$

où  $R$  le rayon galactocentrique est exprimé en kpc,  $z$  l'altitude par rapport au plan Galactique en pc et  $R_\odot = 8.5$  kpc. Cet ajustement aux données permet de montrer un pic de densité de  $H_2$  autour de  $\simeq 4.5$  kpc : l'anneau moléculaire (voir Figure 3.6, courbe cyan). Cette particularité avait déjà été identifiée à cette position par [Clemens \*et al.\* \(1988\)](#) confirmant ainsi les découvertes des premiers sondages de l'émission du CO Galactique (p. ex. [Scoville et Solomon 1975](#)). Ces auteurs distinguèrent d'autres régions dans lesquelles la densité de  $H_2$  semble légèrement amplifiée comme les bras spiraux de Persée et du Sagittaire. Ils montrèrent néanmoins que les inter-bras étaient loin d'être dépourvus de gaz moléculaire.

Le milieu atomique neutre est principalement composé d'hydrogène neutre désigné par le symbole HI. Ce milieu est principalement sondé à l'aide de la raie à 21 cm de l'hydrogène atomique, raie due à la structure hyperfine de cet atome. L'avantage de cette raie est qu'elle ne souffre pas d'extinction le long de la ligne de visée, à l'inverse d'autres outils de sondage du HI (p. ex. la raie Lyman- $\alpha$ ). Son étude a permis de découvrir qu'il existait deux phases physiques sous lesquelles on pouvait trouver du HI. La première phase est le CNM, une phase dans laquelle le HI est concentré dans des nuages denses ( $\simeq 20 - 50 \text{ cm}^{-3}$ ) et froids ( $T \simeq 100$  K) possédant généralement des aspects filamentaires. La seconde phase est le WNM, une phase diffuse de densité bien plus faible ( $\simeq 0.5 \text{ cm}^{-3}$ ) et de température bien plus élevée ( $T \simeq 8000 - 10000$  K) que le CNM ([Kulkarni et Heiles 1987](#)). Les sondages Galactiques de la raie à 21 cm ont montré que le milieu atomique neutre possédait une densité de colonne de HI constante entre  $\sim 3.5$  kpc et 20 kpc ([Dickey et Lockman 1990](#)) et que celle-ci chutait brutalement en dehors de cet intervalle ([Kulkarni et Heiles 1987](#)). [Ferrière \(1998\)](#) utilisa la revue observationnelle de [Dickey et Lockman \(1990\)](#) pour dériver la distribution de densité moyenne du CNM et du WNM. Ces derniers dérivèrent une distribution spatiale de densité moyenne de HI dans le disque Galactique et montrèrent que, localement, le WNM avait la même densité de colonne que le CNM avec cependant une échelle de hauteur exponentielle 1.5 fois plus élevée. [Ferrière \(1998\)](#) compila ce peu d'informations pour en extraire les relations suivantes pour le CNM et le WNM :

$$\begin{aligned} \langle n_{CNM} \rangle (R, z) &= \frac{(0.340 \text{ cm}^{-3})}{\alpha^2(R)} \times \left\{ 0.859 \exp \left[ -\left( \frac{Z}{H_1(R)} \right)^2 \right] \right. \\ &+ 0.047 \exp \left[ -\left( \frac{z}{H_2(R)} \right)^2 \right] \\ &\left. + 0.094 \exp \left[ -\frac{|z|}{H_3(R)} \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.37)$$

et

$$\begin{aligned}
\langle n_{\text{WNM}} \rangle (R, z) &= \frac{(0.226 \text{ cm}^{-3})}{\alpha(R)} \times \left\{ \left[ 1.745 - \frac{1.289}{\alpha(R)} \right] \exp \left[ - \left( \frac{Z}{H_1(R)} \right)^2 \right] \right. \\
&+ \left[ 0.473 - \frac{0.070}{\alpha(R)} \right] \exp \left[ - \left( \frac{z}{H_2(R)} \right)^2 \right] \\
&+ \left. \left[ 0.283 - \frac{0.142}{\alpha(R)} \right] \exp \left[ - \frac{|z|}{H_3(R)} \right] \right\} \quad (3.38)
\end{aligned}$$

où

$$H_1(R) = (127 \text{ pc}) \alpha(R)$$

$$H_2(R) = (318 \text{ pc}) \alpha(R)$$

$$H_3(R) = (403 \text{ pc}) \alpha(R)$$

et

$$\alpha(R) = \begin{cases} 1 & \text{si } 3.5 \text{ kpc} \leq R \leq R_\odot \\ R/R_\odot & \text{si } R_\odot \leq R \leq 20 \text{ kpc} \end{cases} .$$

Le facteur  $\alpha(R)$  a été introduit pour rendre compte du fait que l'observation de galaxies externes semble suggérer qu'au delà du cercle solaire, le HI se trouve principalement dans des phases neutres et tièdes (Dickey 1996). Ainsi, pour  $R > R_\odot$ , la densité moyenne dans le CNM diminue en  $\alpha^2(R)$  et celle du WNM augmente légèrement. Et pour  $R < R_\odot$ , les densités moyennes de HI dans le CNM et le WNM sont constantes entre 3.5 kpc et 8.5 kpc ( $\langle n_{\text{WNM}} \rangle = 2/3 \langle n_{\text{CNM}} \rangle$ ; voir les courbes bleu et verte de la Figure 3.6).

Le milieu ionisé de la Galaxie a été principalement révélé à l'aide des mesures de dispersion des pulsars. Pour rappel (voir section 3.3.1.1), cet observable permet de sonder la densité d'électrons libres le long d'une ligne de visée. Les nombreuses études sur les DMs ont permis de montrer que l'hydrogène ionisé (HII) se trouvait principalement dans une phase diffuse tiède ( $T \simeq 8000 - 10000 \text{ K}$ ) de faible densité ( $\simeq 0.1 \text{ cm}^{-3}$ ) dans laquelle tout l'hydrogène est ionisé. On appelle cette phase le WIM<sup>10</sup>. Pour déterminer la distribution spatiale galactique du HII se trouvant dans le WIM, Ferrière utilisa le modèle axisymétrique de distribution galactique des électrons libres dérivé par Cordes *et al.* (1991) à partir de l'analyse d'un grand nombre de données de pulsars. Ce modèle possède deux composantes spatiales. La première représente un disque exponentiel de faible densité s'étendant jusqu'à un grand rayon galactocentrique tandis que la seconde représente un anneau de densité plus élevée qui semble se superposer à l'anneau moléculaire. A partir de ce modèle et en supposant que l'hélium est totalement neutre dans le WIM (voir Reynolds et Tufte 1995), Ferrière dérivait l'expression suivante :

$$\begin{aligned}
\langle n_{\text{WIM}} \rangle (R, z) &= (0.237 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[ - \frac{R^2 - R_\odot^2}{(37 \text{ kpc})^2} \right] \exp \left[ - \frac{|z|}{1 \text{ kpc}} \right] \\
&+ (0.0013 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[ - \frac{(R - 4 \text{ kpc})^2 - (R_\odot - 4 \text{ kpc})^2}{(2 \text{ kpc})^2} \right] \exp \left[ - \frac{|z|}{150 \text{ pc}} \right]. \quad (3.39)
\end{aligned}$$

10. Il existe d'autres régions ionisées appelées les régions HII qui entourent les étoiles massives. Ces régions sont bien plus denses que le WIM mais ne seront pas considérées dans cette étude du fait de leur faible taux de remplissage de la Galaxie.

La distribution des électrons libres utilisée ici a ensuite été successivement raffinée par les études de [Taylor et Cordes \(1993\)](#) et de [Cordes et Lazio \(2002\)](#). Ces auteurs analysèrent les données d'un plus grand nombre de pulsars tout en considérant certaines structures non-axisymétriques telles que les bras spiraux Galactiques ou encore des vides et des régions de sur-densité en HII au voisinage solaire. Il est à noter cependant que ces modèles devraient être revus dans leur entièreté (voir [Schnitzeler 2012](#)). En effet, [Gaensler et al. \(2008\)](#) ont récemment montré que l'échelle de hauteur exponentielle de la distribution des électrons libres est de  $\simeq 1.8$  kpc et non de 1 kpc comme ce qui avait été dérivée par les études précédentes (voir aussi [eq. 3.39](#)). Ce quasi-doublement réduirait la densité moyenne locale des électrons libres d'un facteur  $\sim 2$  par rapport à l'étude de [Cordes et al. \(1991\)](#).

Le milieu très chaud et ionisé de la Galaxie a été mis en évidence à l'aide de l'observation (a) de raies d'absorption UV d'espèces chimiques hautement ionisés (p. ex. O VI et N V) dans la direction de sources brillantes, et (b) de l'émission en X mou ( $\leq 1$  keV) d'un continuum dû à l'émission thermique du gaz très chaud et de raies dues à l'excitation collisionnelle de certains atomes. Malheureusement, ces observables ne peuvent sonder le HIM qu'au voisinage du système solaire. Par exemple, l'émission X autour de 0.25 keV est fortement absorbée par le MIS froid. Cette observable a pourtant révélé qu'un gaz très chaud ( $T \simeq 10^6$  K), totalement ionisé (hélium compris) et très ténu ( $n_{\text{HIM},\odot} \simeq 0.0034 \text{ cm}^{-3}$ ) imprégnait fortement la Bulle Locale<sup>11</sup> (voir, p. ex., [Cox et Reynolds 1987](#), [McCammon et Sanders 1990](#), [Snowden et al. 1990](#)). Il a fallu observer l'émission X dans une autre bande en énergie moins affectée par l'extinction interstellaire, la bande (0.5 – 1) keV, pour détecter d'autres régions très chaudes légèrement plus éloignées dans la Galaxie. De plus, ces détections permirent d'associer ces régions à des restes de supernovae ou à des superbulles. Depuis, il est largement accepté que le HIM est généré par les chocs qui sont produits par les explosions de supernovae et les forts vents stellaires associés aux superbulles. Quant aux raies d'absorptions UV d'espèces hautement ionisées, elles permirent de déterminer l'échelle de hauteur exponentielle locale du HIM ( $\simeq 1.5$  kpc). Cependant, toutes ces données ne sont pas suffisantes pour pouvoir cartographier la distribution spatiale du HIM à l'échelle Galactique. [Ferrière \(1998\)](#) développa néanmoins un modèle grossier de distribution galactique du HIM à l'aide des données locales et de contraintes théoriques sur l'équilibre hydrostatique dans le plan Galactique. [Ferrière](#) montra que dans le plan Galactique, la densité de colonne du HIM devait diminuer avec  $R$  et que celle-ci devrait suivre la distribution spatiale du taux de SN galactique. Elle déduisit l'expression suivante pour la densité moyenne d'hydrogène dans le HIM au travers de la Galaxie :

$$\begin{aligned}
 \langle n_{\text{HIM}} \rangle (R, z) &= (4.8 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3}) \times \left\{ 0.12 \exp \left[ -\frac{R - R_{\odot}}{4.9 \text{ kpc}} \right] \right. \\
 &+ \left. 0.88 \exp \left[ -\frac{(R - 4.5 \text{ kpc})^2 - (R_{\odot} - 4.5 \text{ kpc})^2}{(2.9 \text{ kpc})^2} \right] \right\} \\
 &\times \left( \frac{R}{R_{\odot}} \right)^{-1.65} \exp \left[ -\frac{|z|}{H_{\text{HIM}}(R)} \right]
 \end{aligned} \tag{3.40}$$

avec

$$H_{\text{HIM}}(R) = (1.5 \text{ kpc}) \left( \frac{R}{R_{\odot}} \right)^{1.65},$$

où dans l'accolade, le premier et second terme «représentent» respectivement les distributions spatiales galactiques des SNe Ia et des SNe II. Les termes après l'accolade permettent quant à

11. La Bulle Locale est une cavité de HI d'une centaine de pc dans laquelle le système solaire se situe actuellement.

eux de vérifier l'équilibre hydrostatique dans le plan Galactique (voir sections 2 et 7 de Ferrière 1998). On voit dans cette équation que la densité moyenne dans le plan Galactique diminue avec  $R$  (voir Figure 3.6, courbe orange) alors que l'échelle de hauteur exponentielle augmente avec  $R$ .

### Le bulbe Galactique

Ferrière *et al.* (2007) ont développé un modèle de distribution du gaz interstellaire dans le bulbe Galactique, c'est à dire pour les régions définies par  $R \leq 3$  kpc. Ce modèle complète donc celui du disque Galactique de Ferrière (1998) qui a été développé pour  $R \gtrsim 3$  kpc. A l'image de l'étude de Ferrière (1998), celle de Ferrière *et al.* (2007) a consisté à passer en revue puis à utiliser les résultats observationnels les plus pertinents afin de donner un aperçu global du gaz interstellaire dans le bulbe Galactique. Ferrière *et al.* ont aussi étudié puis utilisé les résultats de simulations numériques pour compléter certains éléments manquant à leur modélisation.

La distribution du gaz interstellaire dans le bulbe est loin d'être homogène. Les milieux neutres et froids (MM, CNM et WNM) sont confinés dans deux structures bien particulières. La première structure est la zone moléculaire centrale (CMZ pour *central molecular zone*). Cette région est composée majoritairement de  $H_2$  et peut être grossièrement vu comme un disque fin d'un rayon de  $\simeq 250$  pc centré sur le CG. La seconde structure est un disque de HI incliné sur le plan du ciel par rapport au plan Galactique. Ce disque s'étend jusqu'à un rayon de  $\sim 1.5$  kpc de chaque côté du CG et semble englober la CMZ (Burton et Liszt 1978, Liszt et Burton 1978). Bien que ce disque fut détecté à l'aide de la raie à 21 cm du HI, ce disque possède aussi une forte composante moléculaire dont la distribution spatiale semble suivre celle du HI (Liszt et Burton 1978, Burton et Liszt 1992). Une partie de la communauté semble converger sur le fait que la distribution spatiale du HI semble suivre celle du  $H_2$  dans le bulbe Galactique. La présence de ces deux structures atypiques conforte l'idée que la Galaxie serait soumise à un potentiel gravitationnel «barré». En effet, chacune de ces structures serait le reflet d'un type d'orbites fermées et stables associé à ce type de potentiel (voir p. ex. Binney *et al.* 1991). Le reste du bulbe Galactique est quant à lui totalement dominé par un milieu ionisé. Ce milieu ionisé semble contenir une composante WIM et une composante HIM, similaires aux composantes du disque Galactique, et même une composante à encore plus haute température (VHIM pour *very hot ionized medium*) localisée autour du CG et dont les températures avoisineraient  $T \simeq 10^8$  K (p. ex. Yamauchi *et al.* 1990). Ci-dessous, je présente les distributions spatiales de densité adoptées par Ferrière *et al.* pour chaque phase dans le bulbe Galactique. Les propriétés intrinsèques de chaque phase dans le bulbe seront aussi données.

Comme dans le disque, le milieu moléculaire a été sondé dans le bulbe à l'aide de l'observation de l'émission du CO. Ces sondages ont montré que la région  $R < 200$  pc était principalement composé de nuages moléculaires très denses ( $\sim 10^{3.5}$  cm $^{-3}$ ) et de température  $T \simeq 50$  K. C'est cette région que l'on appelle la CMZ. Ferrière *et al.* se sont appuyés sur les travaux de Sawada *et al.* (2004) pour déterminer la densité moyenne  $\langle n_{H_2} \rangle$  de  $H_2$  dans la CMZ. Sawada *et al.* cartographièrent pour la première fois la CMZ comme si elle était vue de face depuis le pôle nord Galactique. Cette étude montra que la CMZ a la forme d'une ellipse de dimension (500 pc  $\times$  200 pc), centré en  $(x_c, y_c) = (-50 \text{ pc}, 50 \text{ pc})$ <sup>12</sup> et incliné de  $70^\circ$  par rapport à la ligne de visée dans la direction des longitudes positives. Ferrière *et al.* adoptèrent pour cette région le profil «plat» de densité obtenu par Launhardt *et al.* (2002) à partir de l'observation de l'émission infra-rouge des poussières dans cette région. En estimant une masse totale de  $H_2$  dans la CMZ de  $\simeq 1,9 \times 10^7 M_\odot$

12. Le système de coordonnées cartésiennes  $(x, y, z)$  utilisée par Ferrière *et al.* (2007) correspond à  $(-x, y, z)$  dans notre système de coordonnées défini en début de chapitre 3.

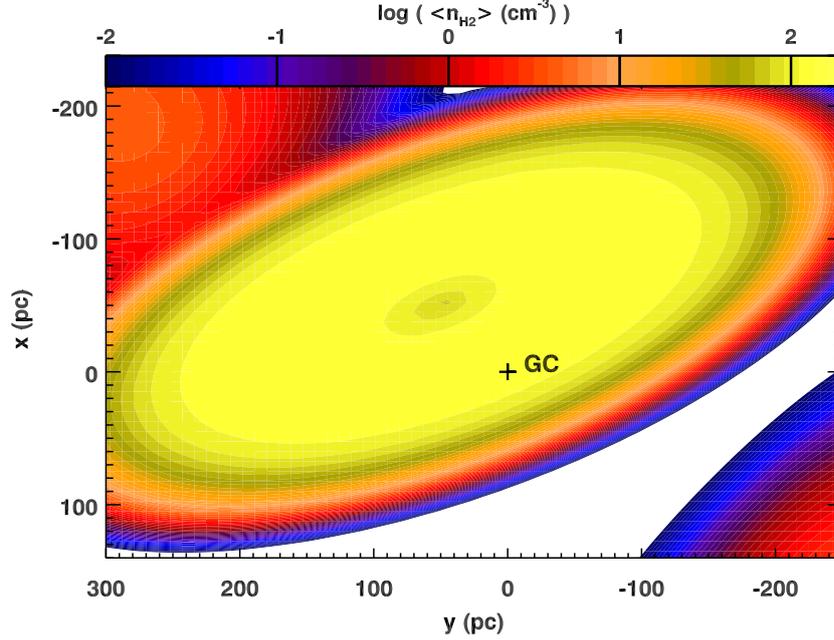


FIGURE 3.7 – Distribution spatiale de la densité moyenne de  $H_2$  de la CMZ dans le plan Galactique (voir éq. 3.41). On observe bien la forme elliptique de cette région avec un profil de densité quasi-plat (voir texte). Les zones de surdensité  $H_2$  en haut à gauche et en bas à droite appartiennent à la composante du disque incliné et troué du bulbe Galactique. Les coordonnées représentées ici sont celles de l'étude de [Ferrière et al. \(2007\)](#) avec le Soleil localisé en  $(x, y)_{\odot} = (8.5, 0)$  kpc.

([Sofue 1995a;b](#)), ils dérivèrent l'expression suivante pour  $\langle n_{H_2} \rangle_{CMZ}$  :

$$\begin{aligned} \langle n_{H_2} \rangle_{CMZ} &= (150 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[ - \left( \frac{\sqrt{X^2 + (2.5 Y)^2} - X_c}{L_c} \right)^4 \right] \\ &\times \exp \left[ - \left( \frac{z}{H_c} \right)^2 \right], \end{aligned} \quad (3.41)$$

où  $(X, Y)$  représente les coordonnées du référentiel associé à l'ellipse avec  $X$  la coordonnée le long du grand axe et  $Y$  celle le long du petit axe,  $X_c = X_{\max}/2$  avec  $X_{\max} = 250$ ,  $L_c = X_{\max}/(2(\ln 2)^{1/4}) \simeq 137$  pc et  $H_c = 18$  pc. Cette dernière valeur a été déduite à partir de l'épaisseur de la CMZ estimée à  $\simeq 30$  pc ([Burton et Liszt 1992](#)). Une représentation de cette distribution dans le plan Galactique est montrée sur la Figure 3.7. En se basant sur l'hypothèse que la distribution du gaz atomique suit celle du gaz moléculaire dans le bulbe, [Ferrière et al.](#) utilisèrent le même profil pour la densité moyenne du gaz atomique  $\langle n_{HI} \rangle_{CMZ}$  de la CMZ. Pour dériver le profil complet, ils adoptèrent les valeurs de [Rohlfs et Braunsfurth \(1982\)](#) concernant la masse totale de HI dans la CMZ ( $\sim 1.4 \times 10^6 M_{\odot}$ ) et l'échelle de hauteur exponentielle de HI ( $H'_c \simeq 54$  pc). Ce profil est donné par

$$\begin{aligned} \langle n_{HI} \rangle_{CMZ} &= (8.8 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[ - \left( \frac{\sqrt{X^2 + (2.5 Y)^2} - X_c}{L_c} \right)^4 \right] \\ &\times \exp \left[ - \left( \frac{z}{H'_c} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (3.42)$$

L'autre structure composée de gaz neutre dans le bulbe, le grand disque HI incliné, a été

principalement mis en évidence à l'aide de la raie à 21 cm du HI. Cependant, il existe peu d'études concernant ce disque HI. Seuls Burton et Liszt (Burton et Liszt 1978, Liszt et Burton 1980) étudièrent cette composante dans le but de modéliser la distribution du gaz atomique en son sein. Ferrière *et al.* (2007) utilisèrent donc la modélisation de Liszt et Burton (1980) pour représenter la distribution spatiale de densité du HI et du H<sub>2</sub> dans cette composante. Ce modèle est un disque elliptique très excentrique avec un demi-grand axe de 1.6 kpc et un demi-petit axe de  $\simeq 0.5$  kpc. Ce disque possède une inclinaison particulière. En supposant que celui-ci est centré sur le CG avec son demi-grand axe parallèle à la ligne de visée, son inclinaison peut être vue par les transformations suivantes : (a) une inclinaison d'un angle  $\alpha = 13.5^\circ$  par rapport au plan Galactique (dans le sens anti-horaire autour de l'axe des  $x$  ;  $(x, y, z) \rightarrow (x, y', z')$ ), puis (b) une inclinaison en avant de  $\beta = 20^\circ$  par rapport au plan du ciel (inclinaison de  $\beta$  autour de  $y'$  dans le sens horaire ;  $(x, y', z') \rightarrow (x'', y', z'')$ ) et (c) une inclinaison de  $\theta_d = 48.5^\circ$  autour de  $z''$  dans le sens horaire. La structure très allongée de ce disque a l'avantage de s'accorder avec certaines prédictions issues de simulations numériques de la dynamique d'un gaz soumis à un potentiel gravitationnel barré. Ce disque est sensé représenter une famille d'orbites stables très elliptiques (les orbites  $x_1$ ) qui entourent un anneau/disque de rayon plus faible qui, lui, est sensé représenter une autre famille d'orbites stables bien moins excentriques (les orbites  $x_2$ ) que l'on pense associées à la CMZ (voir Ferrière *et al.* 2007, section 3). Pour rendre compte de ces prédictions théoriques, Ferrière *et al.* ont introduit une cavité dans ce disque avec la même forme que celui-ci mais avec des dimensions divisées par deux. Cette approximation est en bon accord avec les prédictions numériques de Jenkins et Binney (1994) concernant les limites internes des orbites  $x_1$ . En considérant cette géométrie, Ferrière *et al.* (2007) dérivèrent pour le H<sub>2</sub>,

$$\begin{aligned} \langle n_{\text{H}_2} \rangle_{\text{disk}} &= (4.8 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[ - \left( \frac{\sqrt{\mathcal{X}^2 + (3.1 \mathcal{Y})^2} - \mathcal{X}_d}{L_d} \right)^4 \right] \\ &\times \exp \left[ - \left( \frac{\mathcal{Z}}{H_d} \right)^2 \right], \end{aligned} \quad (3.43)$$

et pour le HI,

$$\begin{aligned} \langle n_{\text{HI}} \rangle_{\text{disk}} &= (0.34 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[ - \left( \frac{\sqrt{\mathcal{X}^2 + (3.1 \mathcal{Y})^2} - \mathcal{X}_d}{L_d} \right)^4 \right] \\ &\times \exp \left[ - \left( \frac{\mathcal{Z}}{H'_d} \right)^2 \right], \end{aligned} \quad (3.44)$$

avec  $(\mathcal{X}, \mathcal{Y}, \mathcal{Z})$  les coordonnées spatiales d'un repère associé au disque HI ( $\mathcal{X}$  le long du grand axe,  $\mathcal{Y}$  le long du petit axe et  $\mathcal{Z}$  le long de la normale au plan  $\mathcal{X}\mathcal{Y}$  dirigée vers le nord Galactique) ;  $\mathcal{X}_d = (\mathcal{X}_{\text{max}} + \mathcal{X}_{\text{min}})/2$  avec  $\mathcal{X}_{\text{max}} = 1.6$  kpc et  $\mathcal{X}_{\text{min}} = 0.8$  kpc ;  $L_d = (\mathcal{X}_{\text{max}} - \mathcal{X}_{\text{min}})/(2(\ln 2)^{1/4}) \simeq 438$  pc ;  $H_d \simeq 42$  pc (Sanders *et al.* 1984) et  $H'_d \simeq 120$  pc (Liszt et Burton 1980). Les facteurs de normalisation des équations 3.43 et 3.44 ont été déterminés à l'aide d'estimations grossières de la masse de H<sub>2</sub> ( $\sim 3.5 \times 10^6 M_\odot$ ) et de HI ( $\sim 3.4 \times 10^7 M_\odot$ ) de ce disque.

Le modèle de Ferrière *et al.* (2007) ne nous donne que la distribution spatiale de la densité moyenne du HI atomique parce que le CNM et le WNM ne peuvent être séparés observationnellement dans le bulbe Galactique. La pression thermique et le taux d'ionisation étant probablement très élevés dans le bulbe (p. ex. Morris et Serabyn 1996), on s'attend à ce que le CNM soit la seule phase HI thermiquement stable sous la condition d'un équilibre thermique (p. ex. Wolfire *et al.* 2003). Ne connaissant pas l'état réel de ce gaz dans le bulbe, pour la modélisation de cette

région, nous avons décidé d'adopter des valeurs arbitraires mais prudentes de la fraction de HI sous forme de CNM ( $f_{\text{CNM}}$ ) et sous forme de WNM ( $f_{\text{WNM}}$ ). Ces valeurs sont  $f_{\text{CNM}} = 0.7$  et  $f_{\text{WNM}} = 0.3$ .

Pour modéliser la distribution spatiale du WIM dans le bulbe, [Ferrière \*et al.\*](#) ont utilisé le modèle de distribution galactique des électrons libres de [Cordes et Lazio \(2002\)](#). Ce modèle est une version améliorée du modèle de [Cordes \*et al.\* \(1991\)](#) qui a été utilisée pour déterminer la distribution spatiale du WIM dans le disque Galactique (voir plus haut). En compilant encore plus de données sur les pulsars Galactiques (DMs, mesures de distances indépendantes, etc.), [Cordes et Lazio \(2002\)](#) ont développé un modèle non-axisymétrique prenant en compte la structure spirale de la Galaxie, certaines structures locales et une composante associée au centre Galactique. Ce modèle inclut donc plusieurs composantes : un disque axisymétrique fin, un disque axisymétrique épais, une composante regroupant les bras spiraux, une composante ellipsoïdale associée au CG, et plusieurs composantes associées à des irrégularités locales. Ce modèle est représenté sur la Figure 3.8 en projection sur le plan Galactique. [Ferrière \*et al.\*](#) ont donc conservé uniquement les composantes présentes dans le bulbe, c'est à dire les disques fin et épais ainsi que l'ellipsoïde exponentielle associée au CG (qui est la composante dominante jusqu'à  $R \sim 350$  pc). De ces composantes peut ainsi être déduite la distribution de la densité moyenne d'hydrogène ionisé dans le bulbe à partir de la relation suivante :

$$\langle n_{\text{H}^+} \rangle = \frac{1}{1 + 0.2 f_{\text{HIM}}} \langle n_e \rangle, \quad (3.45)$$

où  $n_e$  est la densité moyenne d'électrons libres dans le bulbe et  $f_{\text{HIM}}$  est la fraction du gaz ionisé qui appartient au HIM dans le bulbe. La relation 3.45 est calculée en supposant que l'hélium est totalement ionisé dans le HIM et qu'il ne l'est pas du tout dans le WIM. En intégrant  $n_e$  sur le volume défini par le bulbe galactique, [Ferrière \*et al.\*](#) ont dérivé une masse totale d'hydrogène ionisé de  $(7.3 \times 10^7 M_\odot)/(1 + 0.2 f_{\text{HIM}})$ . Ils déterminèrent  $f_{\text{HIM}}$  comme étant égale à 17% en s'aidant de la masse totale de HIM dans le bulbe ( $\simeq 1.2 \times 10^7 M_\odot$ ) dérivée à partir du modèle de distribution de HIM d'[Almy \*et al.\* \(2000\)](#). [Ferrière \*et al.\*](#) estimèrent donc la densité moyenne du WIM comme étant globalement égale à  $\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{WIM}} = (1 - f_{\text{HIM}}) \times \langle n_{\text{H}^+} \rangle = 0.80 \langle n_e \rangle$ . Ils déduisirent donc la distribution spatiale de la densité moyenne du  $\text{H}^+$  dans le WIM du bulbe comme étant égale à

$$\begin{aligned} \langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{WIM}} = & (8.0 \text{ cm}^{-3}) \times \left\{ \exp \left[ -\frac{x^2 + (y - y_3)^2}{L_3^2} \right] \exp \left[ -\frac{(z - z_3)^2}{H_3^2} \right] \right. \\ & + 0.009 \exp \left[ -\left( \frac{r - L_2}{L_2/2} \right)^2 \right] \text{sech}^2 \left( \frac{z}{H_2} \right) \\ & \left. + 0.005 \left[ \cos \left( \pi \frac{r}{2L_1} \right) u(L_1 - r) \right] \text{sech}^2 \left( \frac{z}{H_1} \right) \right\}, \quad (3.46) \end{aligned}$$

avec  $y_3 = -10$  pc,  $z_3 = -20$  pc,  $L_3 = 145$  pc,  $H_3 = 26$  pc,  $L_2 = 3.7$  kpc,  $H_2 = 140$  pc,  $L_1 = 17$  kpc et  $H_1 = 950$  pc. Les trois membres de droite de cette relation représentent respectivement la composante associée au CG, le disque fin et le disque épais. Les coordonnées  $(x, y, z)$  sont celles utilisées par [Cordes et Lazio \(2002\)](#). Elles correspondent aux coordonnées  $(-y, x, z)$  de notre système de coordonnées.

Le HIM a été révélé dans le bulbe Galactique grâce à l'observation d'une émission diffuse thermique X provenant d'une région étendue autour du CG ([Snowden \*et al.\* 1997](#), [Almy \*et al.\* 2000](#)). Cette émission a mis en évidence l'existence d'un gaz très chaud, avec une température autour de  $\sim 6 \times 10^6$  K. Dans leur étude, [Almy \*et al.\* \(2000\)](#) ont montré que cette émission X pouvait être expliquée par un gaz polytrope ( $P \propto \rho^{5/3}$  avec  $P$  la pression du gaz et  $\rho$  sa masse

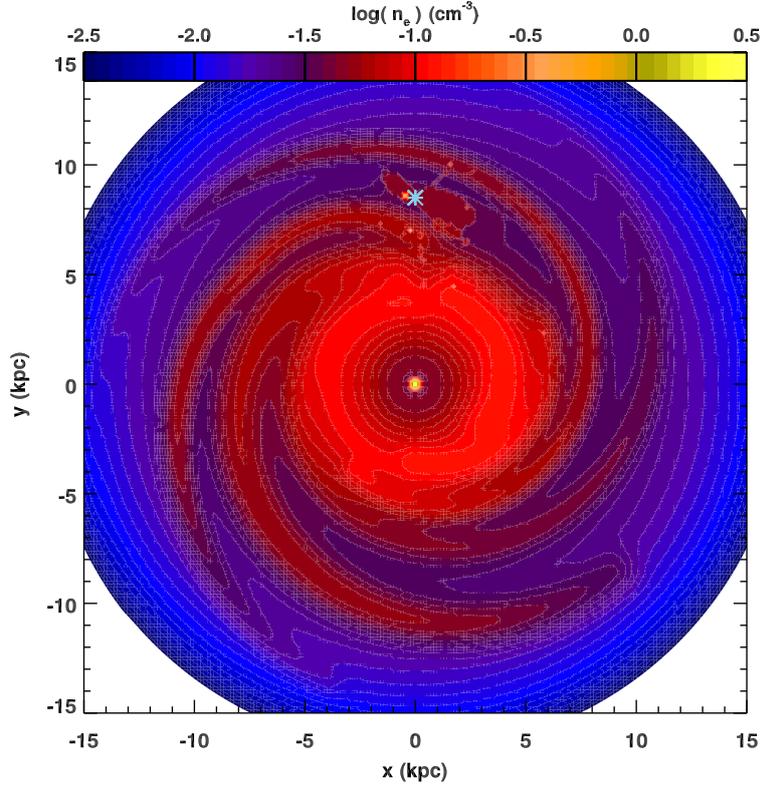


FIGURE 3.8 – Distribution spatiale de la densité des électrons libres dans le plan Galactique (modèle NE2001 de [Cordes et Lazio 2002](#)). Le système solaire est indiqué par une étoile cyan en  $(x, y)_{\odot} = (0, 8.5)$  kpc.

volumique) en équilibre hydrostatique dans le potentiel gravitationnel Galactique  $\phi$  de [Wolfire et al. \(1995b\)](#), sect. 3.1). En se basant sur ce constat, [Ferrière et al.](#) ont donc résolu l'équation fondamentale de l'hydrostatique  $\vec{\nabla}P = -\rho\vec{\nabla}\phi$  pour déterminer la distribution spatiale de la densité moyenne des électrons libres du HIM  $\langle n_e \rangle_{\text{HIM}}$ . En sachant que  $\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{HIM}} = \langle n_e \rangle_{\text{HIM}}/1.2$ , la densité moyenne du  $\text{H}^+$  du HIM dans le bulbe Galactique peut s'écrire :

$$\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{HIM}} = \left\{ (0.009 \text{ cm}^{-3})^{2/3} - (1.54 \times 10^{-17} \text{ cm}^{-4} \text{ s}^2) \times [\phi(r, z) - \phi(0, 0)] \right\}^{1.5}, \quad (3.47)$$

où  $\phi(r, z)$  est donné par l'équation 13 de [Ferrière et al. \(2007\)](#). [Ferrière et al.](#) ont aussi modélisé la distribution spatiale du VHIM dans le bulbe Galactique à partir des études de [Koyama et al. \(1989\)](#) et de [Yamauchi et al. \(1990\)](#). Cependant, nous ne prendrons pas en compte cette composante dans notre modélisation pour les raisons évoquées dans la section 3.3.2.2.

Ce modèle de distribution de densité moyenne de chaque phase est représenté sur la Figure 3.9 le long de différents axes d'intérêt tels que les grands axes de la CMZ (Figure 3.9a) et du disque HI incliné et troué (Figure 3.9b) ainsi que l'axe Soleil-CG (Figure 3.9c).

### La région de Sgr A\*

Nous avons aussi tenu compte du MIS très particulier autour de Sgr A\*, le trou noir central super-massif ( $\sim 4 \times 10^6 M_{\odot}$ ) qui se trouve au centre de notre Galaxie. Ce milieu nécessite d'être considéré pour rendre compte d'une propagation réaliste des positrons produits par ou à proximité de Sgr A\* (p. ex., les positrons produits par les étoiles massives de la CMZ). Nous avons utilisé

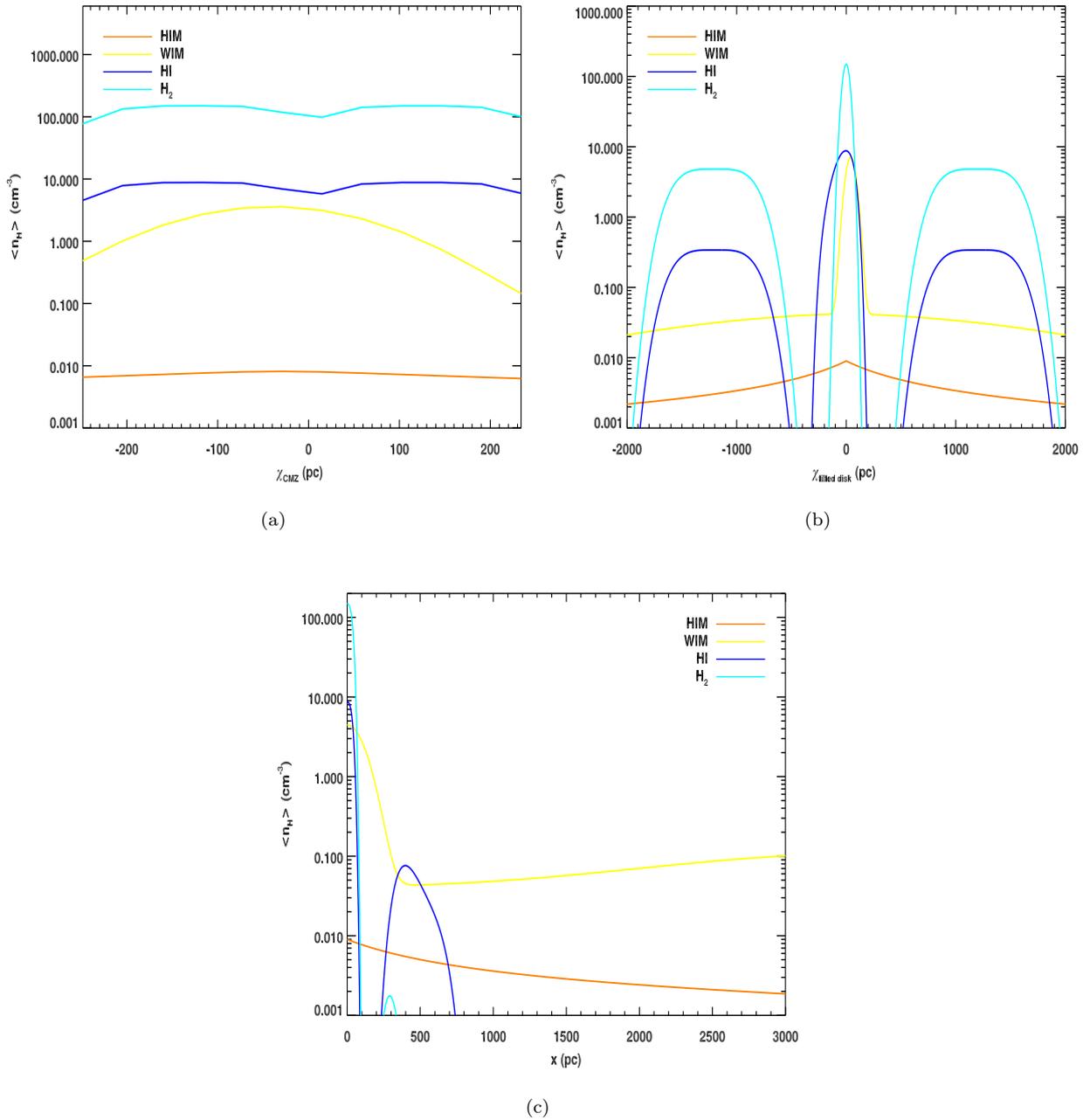


FIGURE 3.9 – Densités moyennes de noyaux d’hydrogène dans chaque phase du MIS le long d’axes particuliers dans le bulbe Galactique : le grand axe de la CMZ (3.9a), le grand axe du disque HI incliné et troué (3.9b) et l’axe des  $x$  du repère cartésien (3.9c) avec le système solaire en  $(x, y)_{\odot} = (8.5, 0)$  kpc. Le profil quasi-plat pour le  $H_2$  observé sur la Figure 3.9a se retrouve aussi sur la Figure 3.7. Sur la Figure 3.9b, les pics centraux de densité en  $H_2$  et HI correspondent aux composantes de densité associées à la CMZ. La Figure 3.9c indique clairement que le bulbe Galactique est principalement vide de matière, en particulier pour ses régions externes.

le modèle de gaz interstellaire développé récemment par Ferrière (2012) pour la région sphérique centrée sur Sgr A\* de 10 pc de rayon. Avec la même philosophie que ses études précédentes, Ferrière (2012) a minutieusement compilé toutes les observations pertinentes, du rayonnement radio au rayonnement gamma, pour présenter une distribution spatiale tridimensionnelle du gaz

interstellaire autour de Sgr A\*. A l'inverse des modèles de gaz pour le disque et pour le bulbe, ce modèle donne une image réaliste et statique du gaz interstellaire dans cette région par le fait que chacune de ses composantes gazeuses est définie précisément d'un point de vue géométrique (position, forme, dimension) et thermodynamique (type de phase, température, densité).

La région de Sgr A\* possède une structure gazeuse complexe (p. ex., [Morris et Serabyn 1996](#)). Cette région peut cependant être décrite par cinq composantes gazeuses. Je présente ici brièvement ces différentes structures. La première est appelée la Cavité Centrale (CC) sphérique ( $r \sim 1.5$  pc) qui englobe Sgr A\*. Elle est principalement constituée de gaz tiède et ionisé (WIM) et de gaz atomique froid (CNM) qui, lui, est confiné dans deux structures fines en «bandelettes». La CC est entourée d'un anneau circumnucléaire (CNR pour *circumnuclear ring*) principalement composé de gaz moléculaire (MM) très dense ( $\sim 10^5$  cm $^{-3}$ ). La CC et le CNR semblent presque totalement contenus dans le reste d'une supernova nommé Sgr A East SNR. Ce reste de supernova est constitué uniquement de gaz très chaud (HIM) et peut être approximé géométriquement par une sphère de 10 pc de diamètre. Sgr A East SNR est quant à lui entouré d'une multitude de structures moléculaires dont deux nuages moléculaires géants très massifs, le *eastern cloud* (EC) et le *southern cloud* (SC). Toutes ces composantes qui viennent d'être énoncées sont englobées dans un halo radio sphérique ( $r \sim 10$  pc) constitué, en proportion équivalente, d'un gaz ionisé tiède très dense ( $\sim 210$  cm $^{-3}$ ) et de particules relativistes.

Ce sont ces cinq composantes que [Ferrière](#) s'est attachée à modéliser (CC, CNR, Sgr A East SNR, ceinture de nuages moléculaires, halo radio ionisé). La géométrie de ces phases et leur agencement dans la région de Sgr A\* sont représentés en projection sur le plan du ciel dans la [Figure 3.10](#). Je ne décris pas ici en détails la configuration et les propriétés de ces composantes gazeuses. Si le lecteur est intéressé par ces informations, je le renvoie aux Tables 1 et 2 de [Ferrière \(2012\)](#) qui compilent les paramètres géométriques et thermodynamiques de toutes les structures gazeuses de la région de Sgr A\*. Il est important de garder à l'esprit que ce modèle développé par [Ferrière \(2012\)](#) reste un modèle approximatif du fait qu'il existe des incertitudes importantes sur un bon nombre de paramètres observationnels qui ont été utilisés pour son développement.

Je profite ici de la description de ce modèle de gaz pour discuter du champ magnétique régulier imprégnant la région de Sgr A\*. L'état de ce champ est plutôt incertain observationnellement. Pour cette étude, nous nous sommes donc basés sur les conclusions de la revue de [Ferrière \(2009\)](#) pour établir la topologie et l'amplitude du champ magnétique dans la région de Sgr A\*. Nous supposons donc grossièrement que ce champ régulier est de 1 mG, parallèle au plan Galactique et orienté le long des grands axes des nuages dans les nuages denses moléculaires et atomiques, et qu'il est de 100  $\mu$ G, perpendiculaire au plan Galactique et orienté vers le pôle sud Galactique dans les milieux diffus et ionisés, c'est à dire dans le halo radio et Sgr A East SNR.

### 3.3.2.2 Modélisation des phases du milieu interstellaire

Nous venons de voir dans la section précédente qu'il existait plusieurs phases gazeuses dans le MIS et que la densité moyenne de ces phases variait spatialement dans la Galaxie. Le MIS est donc loin d'être homogène. Pour lier ce constat à l'objectif de cette thèse, on peut donc dire qu'un positron traversera préférentiellement certaines phases vis-à-vis de là où il se trouve dans la Galaxie. Nous avons pu voir par exemple que le halo Galactique est presque exclusivement composé de phases chaudes et ionisées ([Figure 3.6](#)). Un positron aura peu de chance de traverser des phases moléculaires à partir d'une certaine altitude par rapport au plan Galactique. Pour rendre compte d'une propagation réaliste des positrons, il est donc nécessaire de tenir compte de ces simples états de fait. Et avant cela, il est nécessaire de considérer un MIS réaliste avec des densités vraies de particules et non un MIS moyen dont les propriétés thermodynamiques sont

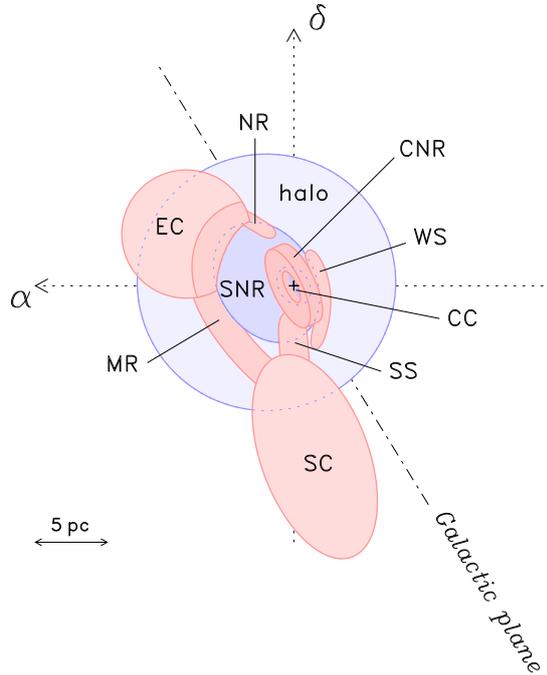


FIGURE 3.10 – Schéma représentant la configuration spatiale des différentes composantes gazeuses de la région de Sgr A\* (en projection sur le plan du ciel).  $\alpha$  et  $\delta$  sont respectivement l’ascension droite et la déclinaison du système de coordonnées équatoriales. La couleur bleue indique les composantes principalement ionisées alors que la couleur rouge indique les composantes principalement moléculaires. La majorité des sigles sont expliqués dans le texte. Ceux qui ne sont pas sont associés à des structures moléculaires moins importantes en taille. Ce schéma est repris de [Ferrière \(2012\)](#).

moyennées sur ses différentes phases.

### Densités vraies

Les densités dérivées dans la section 3.3.2.1 sont moyennes car elles sont sujettes à l’incertitude du remplissage des phases le long d’une ligne de visée. Pour être plus précis, la vision que nous avons de la Galaxie est une vision bi-dimensionnelle. Lorsque l’intensité d’une observable associée à la densité d’un élément chimique est observée le long d’une ligne de visée, la distribution précise de cette observable le long de la ligne de visée est la plus souvent inconnue. Dans ce cas, on ne peut donc pas déterminer directement la densité de cet élément en tout point de la ligne de visée, mais seulement la densité moyenne le long de la ligne de visée ou sur certains segments de celle-ci. Dans notre étude, nous nous sommes abstenus d’utiliser ces densités moyennes qui ne représentent en rien les densités des phases réelles, et qui pourraient fausser la propagation galactique des positrons. Un exemple simple est utile pour illustrer ce propos : un positron peut traverser un grand volume d’espace avec une densité très faible d’hydrogène sans perdre beaucoup d’énergie et sans être forcément dévié ; cependant, si toute cette quantité d’hydrogène se voit concentrée dans un volume plus petit, volume représentant la dimension réelle de la phase, la densité de ce petit volume se voit donc bien plus élevée et un positron traversant ce petit volume se verrait perdre énormément d’énergie avec une trajectoire plus erratique.

De manière générale, il est très difficile d’estimer de manière indépendante les densités<sup>13</sup>

13. A partir de maintenant, quand je parle de densité d’une phase  $i$ , je parle de la densité d’hydrogène dans la

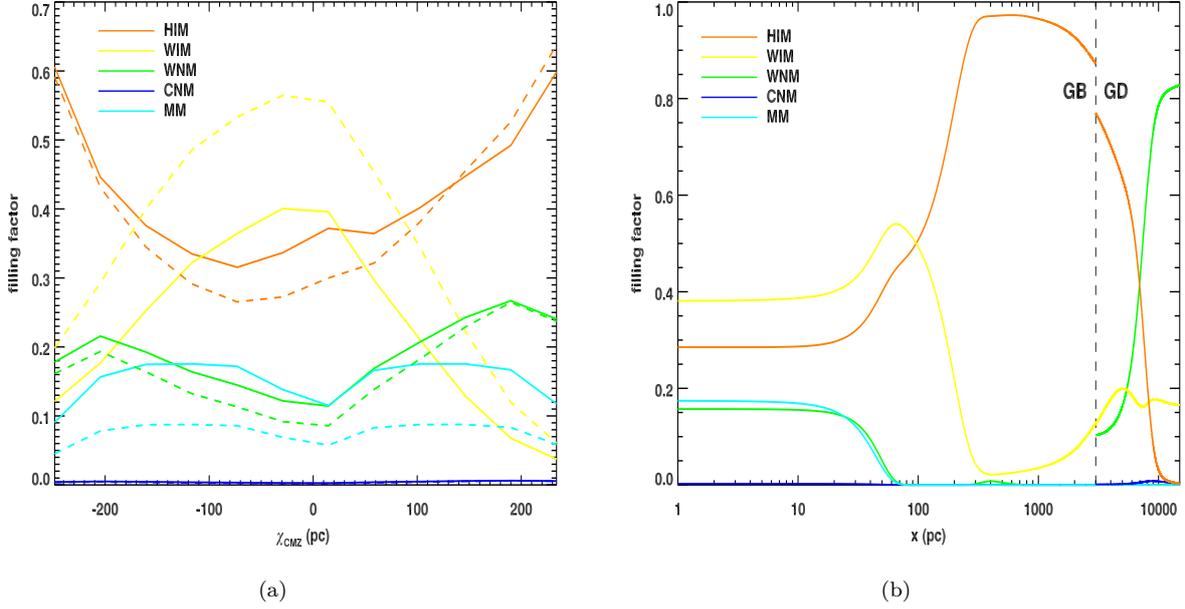


FIGURE 3.11 – Facteurs de remplissage des cinq phases du MIS le long d’axes particuliers de la Galaxie : le grand axe de la CMZ (3.11a) et l’axe des  $x$  du repère cartésien (3.11b) avec le système solaire en  $(x, y)_{\odot} = (8.5, 0)$  kpc. Les distributions des facteurs de remplissage sont montrées pour  $z = 0$  pc (traits pleins) et pour  $z = -15$  pc (traits pointillés) pour la Figure 3.11a. Sur la Figure 3.11b, le trait pointillé vertical représente la limite radiale,  $R = 3$  kpc, entre les modèles de distribution du gaz dans bulbe Galactique (GB) et dans le disque Galactique (GD).

vraies des phases diffuses atomiques et ionisées. Pour déterminer la densité vraie de chaque phase  $i$  en tout point de la Galaxie, il serait donc nécessaire de connaître en tout point le facteur de remplissage  $\phi_i$  (ou *filling factor*) de chaque phase  $i$  car il serait ensuite aisé de déterminer la densité vraie  $n_i$  à l’aide de la définition du facteur de remplissage :

$$\phi_i = \frac{\langle n_i \rangle}{n_i} . \quad (3.48)$$

Le facteur de remplissage d’une phase représente donc la fraction de volume occupée par cette phase. Cependant, il n’existe pas d’estimations directes des facteurs de remplissage. Un facteur de remplissage d’une phase  $i$  est d’ailleurs déduit à partir de l’estimation de la densité vraie et de la densité moyenne de la phase  $i$  (éq. 3.48). Ce qui est problématique nous concernant puisque c’est justement la densité vraie que nous voulons obtenir. Nous avons donc estimé la densité vraie  $n_i$  de chaque phase  $i$  en utilisant la méthode de [Jean et al. \(2006\)](#). Celle-ci pré-suppose que la gravité est de plus en plus importante vers le CG. On s’attend donc grossièrement à ce que le gaz soit de plus en plus comprimé en se dirigeant vers le CG. La densité vraie,  $n_i$ , s’obtient donc en multipliant la densité vraie près du Soleil,  $n_{i,\odot}$ , par un facteur de compression global,  $f_c$ , qui est ajusté de telle façon à ce que  $\sum_i \phi_i = 1$  :

$$f_c = \sum_i \frac{\langle n_i \rangle}{n_{i,\odot}} . \quad (3.49)$$

phase  $i$  lorsque  $i = \text{CNM, WNM, WIM, HIM}$  et de la densité de dihydrogène dans la phase  $i$  lorsque  $i = \text{MM}$ .

Cette relation nous permet d'estimer aussi le facteur de remplissage  $\phi_i$  d'une phase  $i$  :

$$\phi_i = \frac{\langle n_i \rangle}{f_c \times n_{i,\odot}} = \frac{\langle n_i \rangle}{\left( \sum_j \frac{n_j}{n_{j,\odot}} \right) \times n_{i,\odot}} \quad , \quad (3.50)$$

avec  $i = \text{MM, CNM, WNM, WIM, HIM}$  ;  $n_{i,\odot} = 1000, 40, 0.4, 0.21, 3.4 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$  (Ferrière 1998) ;  $\langle n_i \rangle$  la densité moyenne de chaque phase  $i$  donnée par les modèles présentés en section 3.3.2.1. Les facteurs de remplissage des phases sont donc estimés en tout point de la Galaxie. Je présente sur la Figure 3.11 la distribution spatiale de ces facteurs de remplissage le long d'axes d'intérêt tels que le grand axe de la CMZ (Figure 3.11a) et l'axe Soleil-CG (Figure 3.11b).

Toute phase  $i$  peut donc être définie par ses paramètres thermodynamiques vraies en tout point de la Galaxie : densités, fraction d'ionisation et température. Le modèle de distribution  $\langle n_i \rangle$  et la relation 3.49 nous permettent de dériver la densité vraie en hydrogène  $n_i$  de la phase  $i$ <sup>14</sup>. La densité vraie en hélium est définie comme étant égale à  $n_{\text{He},i} = 0.1 n_{\text{HI},i}$ . La fraction d'hydrogène sous forme atomique et ionisée nous est donnée respectivement par  $n_{\text{HI},i} = n_i (1 - f_{\text{ion},i})$  et  $n_{\text{H}^+,i} = n_i f_{\text{ion},i}$ , avec  $f_{\text{ion},i}$  la fraction d'ionisation de la phase  $i$  extraite de la Table 2.1 (p. 49). La température des phases sont celles présentées dans la section 3.3.2.1 et sont résumées dans la Table 2.1.

Un traitement particulier est apporté à la dérivation des paramètres de densité dans le bulbe Galactique. Ce traitement part du constat que les températures du HIM et du MM sont plus élevées dans le bulbe que dans le disque ( $6 \times 10^6$  K par rapport à  $10^6$  K pour le HIM et 50 K par rapport à 20 K pour le MM). La méthode de Jean *et al.* (2006) pour dériver la densité vraie (éq. 3.49) suppose implicitement que toutes les phases sont en équilibre de pression thermique, que la pression thermique (commune à toutes les phases) augmente d'un facteur  $f_c$  entre  $r_\odot$  et  $r$ , et que toutes les phases conservent la même température, de sorte que la densité vraie augmente aussi d'un facteur  $f_c$ . Or, il est évident que (1) toutes les phases ne sont pas en équilibre de pression thermique mais il est raisonnable de penser que toutes les phases augmentent leur pression thermique d'un même facteur  $f_p$  entre  $r_\odot$  et  $r$ , et que (2) les phases ne conservent pas la même température entre le voisinage du Soleil et la région du bulbe (voir plus haut). Ce dernier point nécessite donc de considérer, pour chaque phase  $i$ , un facteur d'augmentation de la température  $f_{\text{T},i}$  entre la région du disque et la région du bulbe. Dans le bulbe, le facteur de compression ne sera plus donc global puisque chaque phase  $i$  aura son propre facteur de compression défini par  $f_{c,i} = f_p / f_{\text{T},i}$ . Seuls le MM et le HIM auront un  $f_{\text{T}}$  différent de 1 et donc un facteur de compression différent des autres phases. On suppose donc d'après les observations que  $f_{\text{T},\text{MM}} = 2.5$  et  $f_{\text{T},\text{HIM}} = 6$ .  $f_p$  sera quant à lui calculé de manière analogue à l'équation 3.49 par la relation suivante :

$$f_p = \sum_i \frac{f_{\text{T},i} \langle n_i \rangle}{n_{i,\odot}} \quad . \quad (3.51)$$

### Structure du MIS

Pour rendre compte d'un MIS réaliste, il ne reste plus qu'à (a) associer à chaque phase sa forme et ses dimensions et (b) rendre compte de la structure globale du MIS dans laquelle s'insère la phase en question. Le MIS est un milieu dynamique et turbulent qui se structure de manière complexe. Les phases gazeuses le constituant ont bien été identifiées mais il n'existe

14. Cette méthode ne sera pas appliquée pour dériver la densité vraie du  $\text{H}_2$  dans le bulbe Galactique car il existe des mesures directes de la densité vraie de  $\text{H}_2$  dans ces régions ( $n_{\text{H}_2} \simeq 10^{3.5} \text{ cm}^{-3}$ ).

aucune image précise à l'échelle Galactique de comment ces phases sont mutuellement associées. Par le passé, plusieurs études ont tenté de donner une image cohérente du MIS à grande échelle. L'étude pionnière fut celle de [Field \*et al.\* \(1969\)](#). Ces auteurs développèrent un modèle statique du MIS constitué de seulement deux phases gazeuses en équilibre de pression : une phase neutre et très froide confinée dans des nuages très denses ( $\sim$ CNM) baignant dans une phase atomique plus chaude et plus ténue, occupant la majorité de l'espace interstellaire ( $\sim$ WNM). Ils développèrent ce modèle en considérant que la dominante de chauffage et d'ionisation du MIS était le rayonnement cosmique. Cette vue d'ensemble fut rapidement bouleversée. On montra rapidement que le flux du rayonnement cosmique était insuffisant pour expliquer certaines observations du MIS et que les photons UV produits par les étoiles OB étaient probablement la principale source d'ionisation du MIS (p. ex. [Spitzer et Jenkins 1975](#)). La découverte observationnelle de phases chaudes dans la Galaxie finit par achever le modèle de [Field \*et al.\*](#) (voir p. ex. [Jenkins et Meloy 1974](#), [Burstein \*et al.\* 1977](#)). Le temps de refroidissement des phases chaudes étant de l'ordre de  $10^6$  ans, il fut donc nécessaire de trouver un mécanisme de chauffage capable de générer et de maintenir un tel gaz dans la Galaxie. [Cox et Smith \(1974\)](#) proposèrent les supernovae comme candidates idéales. Ils montrèrent qu'une explosion de supernova tous les cinquante ans suffirait à générer puis à maintenir le réseau de tunnels de gaz chaud qui semble être observé dans notre Galaxie. En se basant sur cette conclusion et sur les observations du gaz chaud, [McKee et Ostriker \(1977\)](#) développèrent leur modèle bien célèbre de MIS à trois phases gazeuses. Dans ce modèle, le MIS est gouverné par les supernovae et par conséquent le volume Galactique est rempli à  $\sim 75\%$  de HIM. Au sein de cette phase omniprésente réside des nuages atomiques froids et très denses (CNM) n'occupant que quelques % du volume. Ces nuages sont entourés d'une couche de gaz tiède (WM) remplissant jusqu'à 20% du volume Galactique. Ces coquilles de gaz tièdes sont elles-mêmes sous-divisées en deux coquilles. La plus interne est composée de gaz atomique neutre (WNM) alors que la plus externe, celle à l'interface avec le HIM, est très ionisée (WIM) par le rayonnement des étoiles massives de la Galaxie. Bien que ses auteurs reconnurent que ce modèle restait approximatif, il permettait néanmoins d'expliquer de nombreuses observations. Cependant, ce modèle ne tarda pas à subir de nombreuses critiques dont une bonne partie est résumée dans [Shull \(1987\)](#). Ce modèle à trois phases semble en effet ignorer certains effets comme l'agglomération des supernovae (due aux associations d'étoiles OB). Ce phénomène de *clustering* permettrait par exemple d'évacuer le HIM vers le halo Galactique et donc de rendre compte d'un facteur de remplissage plus réduit que celui dérivée par [McKee et Ostriker \(1977\)](#). Un tel facteur, bien plus faible que 1, est en effet attendu (voir p. ex. [Norman et Ikeuchi 1989](#)). Une autre critique provint de la structure en pelure d'oignon des nuages atomiques. Les observations semblent montrer que les milieux tièdes sont loin d'être contenus dans des coquilles et que le CNM semble souvent résider dans des structures filamenteuses (p. ex. [Kulkarni et Heiles 1987](#), [Heiles et Troland 2003](#)). La configuration globale du MIS est donc plutôt mal connue. L'idée que les explosions des supernovae et les vents stellaires forment sa structure reste néanmoins largement acceptée ([Ferrière 2001](#), [Tielens 2005](#)). Mais la compréhension et les détails de cette structure sont loin d'être identifiés.

Certaines régions Galactiques possèdent cependant des structures de phases bien définies, ce sont les régions de photodissociation (PDRs; [Tielens et Hollenbach 1985](#)). Ces PDRs sont des régions moléculaires<sup>15</sup> qui sont illuminées par des champs de rayonnement intenses dans la gamme de l'ultraviolet lointain, et qui voient par conséquent leurs couches externes fortement photodissociées et ionisées. Ces zones à l'interface d'un milieu moléculaire et d'un milieu très ionisé

15. Le principe des PDRs peut cependant s'appliquer à des régions atomiques neutres et pourrait ainsi expliquer la forte présence du WNM dans le plan de la Galaxie ([Hollenbach et Tielens 1999](#)).

(p. ex. une région HII) possèdent des propriétés physiques et chimiques tout à fait particulières (voir la revue de [Hollenbach et Tielens 1999](#)). On pense retrouver ce type de structures dans des régions très localisées et en particulier dans les noyaux actifs de galaxies et la CMZ de notre Galaxie (p. ex. [Wolfire et al. 1990](#)).

A l'inverse, des observations de régions HI et des simulations numériques tendent à montrer que le MIS est loin d'être composé de phases thermodynamiques bien distinctes. Les observations du milieu atomique neutre (CNM+WNM) au voisinage solaire (p. ex. [Heiles et Troland 2003](#)) tendent effectivement à montrer que plus de la moitié du WNM semble se trouver dans le régime thermique instable (500–5000 K). C'est à dire le régime thermique classiquement interdit dans lequel le gaz atomique neutre devrait se séparer en deux phases thermodynamiquement distinctes : le CNM et le WNM (voir [Wolfire et al. 1995a](#)). Bon nombre de simulations numériques dynamiques du MIS turbulent (p. ex. [Gazol et al. 2001](#), [de Avillez et Breitschwerdt 2004; 2005](#), [Hennebelle et Audit 2007](#)) confirment ces observations. Les modèles numériques tenant compte de l'activité des supernovae montrent même que le MIS, dans sa globalité, semble perdre la signature d'un milieu multi-phases dans lequel chaque phase est thermodynamiquement bien définie par une gamme étroite de températures et de densités (voir p. ex. [de Avillez et Breitschwerdt 2004; 2005](#)). Dans sa revue intitulée «*Are there phases in the ISM?*», [Vázquez-Semadeni \(2012\)](#) expose avec clarté tous ces aspects en supportant l'idée que le MIS est constitué d'un continuum de phases plutôt que d'un nombre fini de phases bien distinctes.

Il n'existe donc pas une image claire et simple de la configuration du MIS à l'échelle de la Galaxie. J'ai donc développé deux modèles extrêmes du MIS. Ces deux modèles tiennent compte globalement de l'incertitude existante sur la structure du MIS, entre un milieu finement structuré à la [McKee et Ostriker \(le modèle structuré\)](#) et un milieu totalement désordonné (*le modèle aléatoire*). Nous avons pu ainsi évaluer l'impact de la structure du MIS sur l'émission d'annihilation des positrons (voir 4).

Nous avons vu dans la section 3.3.2.1 que les phases ne sont pas uniformément distribuées dans la Galaxie. Ainsi, un positron ne traversera pas les mêmes phases d'une région à l'autre. Dans les deux modèles, le paramètre central est le facteur de remplissage des phases car c'est lui qui gouvernera la présence de telle ou telle phase dans telle ou telle région. Et l'équation 3.48 nous permet de connaître le facteur de remplissage de chaque phase en tout point de la Galaxie. Les modèles de MIS que je propose ne sont générés que lorsque la simulation le nécessite, c'est à dire lorsque le positron sort d'une phase (dont la forme est définie par le modèle). La phase suivante sera donc choisie aléatoirement à partir d'une densité de probabilité définie à partir des facteurs de remplissage locaux de chaque phase. Dans chacun de ces modèles, le MIS est donc défini aléatoirement (quand cela est nécessaire) par des méthodes de Monte Carlo. Ci-dessous, Je présente ces deux modèles en détails.

### Modèle aléatoire du MIS

Dans ce premier modèle, on suppose que le positron quitte une phase  $i$  lorsque la distance qu'il parcourt dans cette phase (en ligne droite depuis son point d'entrée) est supérieure à une certaine distance  $d$  qui est calculée aléatoirement à partir de la fonction de densité de probabilité de la distance qu'une particule peut parcourir en ligne droite dans une sphère de diamètre  $d_i$  :

$$d = \sqrt{\lambda} \times d_i \quad , \quad (3.52)$$

avec  $\lambda$  un nombre aléatoire uniformément distribué entre 0 et 1.  $d_i$  est choisi aléatoirement dans la gamme des tailles typiques de la phase  $i$  qui sont indiquées dans la Table 2.1. Dans ce modèle,

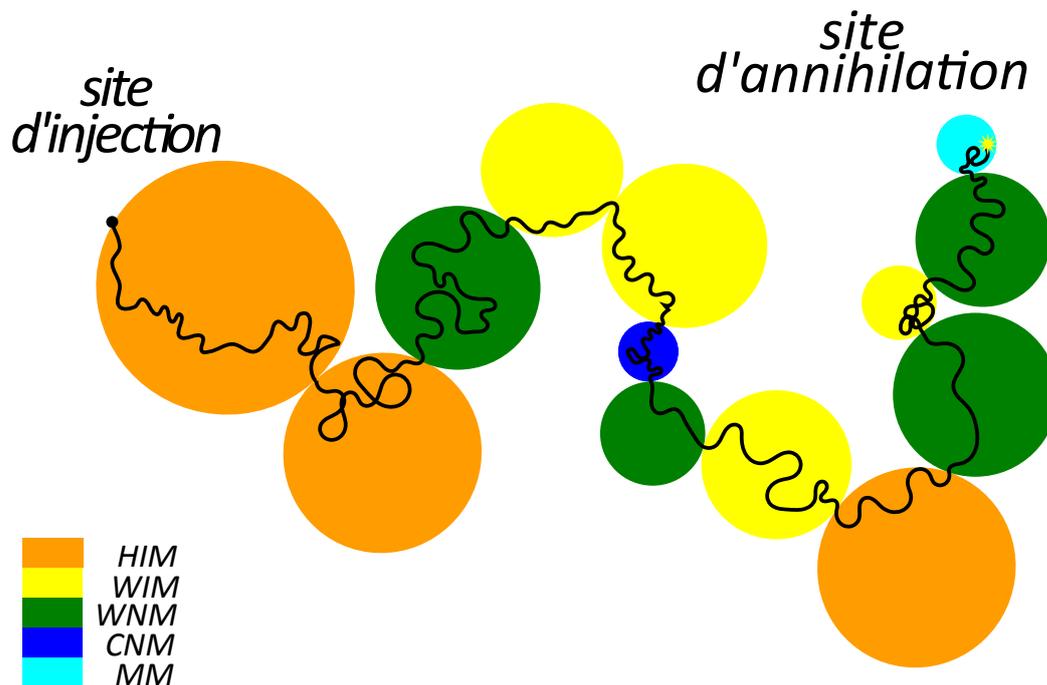


FIGURE 3.12 – Schéma d'un exemple de trajectoire (projeté sur un plan 2D) qu'un positron pourrait suivre dans le cadre du modèle du MIS aléatoire. On peut voir que la taille des nuages sphériques varie pour une même phase et d'une phase à l'autre (voir texte).

nous supposons donc grossièrement que les phases sont des sphères. Cependant, cette géométrie n'est pas réellement fixée puisque pour changer de phase, le positron doit parcourir une certaine distance  $d$  en ligne droite. Le positron ne voit donc pas de limites physiques à la phase sphérique. Avec cette modélisation, nous avons voulu tenir compte des tailles typiques des phases observées dans la Galaxie.

Lorsque le positron s'échappe de la phase dans laquelle il se trouve, la probabilité  $P_i$  qu'il entre dans une nouvelle phase  $i$  est égale à :

$$P_i = \frac{N_i \sigma_i}{\sum_j N_j \sigma_j} \quad , \quad (3.53)$$

où  $\sigma_i$  est la surface efficace de la phase sphérique  $i$  ( $\sigma_i = \pi d_i^2/4$ ) et  $N_i$  la densité de nuages sphériques de phase  $i$  par unité de volume. L'équation 3.53 peut se simplifier en utilisant uniquement les paramètres connus :  $d_i$  et  $\phi_i$ . Soit  $Q_i$  la quantité de nuages de phase  $i$  se trouvant dans un certain volume total  $V_t$ , le facteur de remplissage de la phase  $i$  sera donc  $\phi_i = (Q_i V_i)/V_t$  avec  $V_i$  le volume d'un nuage sphérique de phase  $i$  défini par  $V_i = (4/3)\pi(d_i/2)^3$ . On remarque que  $N_i = Q_i/V_t$ . On obtient donc  $N_i = \phi_i/V_i$ . L'expression de  $P_i$  peut donc s'exprimer sous la nouvelle forme :

$$P_i = \frac{\phi_i/d_i}{\sum_j \phi_j/d_j} \quad . \quad (3.54)$$

Cette méthode d'estimation des probabilités de changement de phase est analogue à celle employée en physique corpusculaire, pour déterminer le type d'interaction que va subir une particule au cours de sa trajectoire (voir éq. 3.7). L'équation 3.54 implique aussi qu'un positron sortant d'une

phase peut re-renter dans la même phase. Il n'y a donc aucune structure logique de phases imposée au MIS, d'où le nom de modèle aléatoire. Une trajectoire type d'un positron dans ce modèle est présentée schématiquement sur la Figure 3.12.

### Modèle structuré du MIS

Ce modèle est l'extrême opposé du précédent dans le sens où, localement, les phases du MIS vont se retrouver complètement agencées. Cette modélisation reprend les principes du modèle du MIS de [McKee et Ostriker \(1977\)](#) et du modèle des PDRs (p. ex. [Hollenbach et Tielens 1999](#)). En résumé, ces modèles présentent un milieu graduellement structuré autour d'un nuage moléculaire où les couches externes se voient de plus en plus ionisées et chaudes en fonction de la distance au coeur moléculaire. Dans ce modèle, nous considérons ce type d'agencement partout dans la Galaxie. La structure de base que nous avons supposé est une structure sphérique dont le coeur est une sphère de MM et qui verra ses couches externes remplies successivement par du CNM, du WNM, du WIM et puis du HIM. La fraction d'ionisation et la température augmente donc en fonction du rayon de la structure. On ne peut donc pas retrouver un MM accolé à un HIM dans ce modèle. Par son développement, nous avons voulu rendre compte d'un MIS plus réaliste d'un point de vue thermodynamique.

Lorsqu'un positron sort d'une structure sphérique, une nouvelle est générée avec un rayon  $r_{\text{sphere}}$  choisi aléatoirement entre 50 pc et 100 pc selon une loi uniforme. Cette gamme de rayon correspond grossièrement aux rayons des SNRs évolués et aux tailles maximales observées du HIM (voir Table 2.1). Une fois la sphère définie, il ne reste plus qu'à la remplir avec les différentes phases du MIS. Pour cela, nous utilisons les facteurs de remplissage  $\phi_i$  de chaque phase  $i$  au point d'entrée du positron dans la nouvelle structure. La structure sera donc composée d'un coeur sphérique de MM sur lequel sera empilé une coquille de CNM, de WNM, de WIM et de HIM. Le rayon de chaque coquille  $s$  dans la structure sera donné par

$$r_s = \begin{cases} r_{\text{sphere}} , & s = 4 \\ \left( r_{s+1}^3 - r_{\text{sphere}}^3 \times \phi_{s+1} \right)^{\frac{1}{3}} , & s = 0, 1, 2, 3 \end{cases} , \quad (3.55)$$

avec  $s = 0, 1, 2, 3, 4 = \text{MM, CNM, WNM, WIM, HIM}$ . Ce modèle respecte donc les facteurs de remplissage locaux des phases, dont la forme est ici fixée géométriquement. Si une phase  $i$  n'existe pas localement ( $\phi_i = 0$ ), elle ne sera donc pas représentée dans la structure sphérique (voir éq. 3.55). Ainsi, à haute latitude, ces sphères ne seront pas constituées de cinq coquilles mais probablement de seulement une ou deux (HIM ou HIM/WIM).

Un positron entrant dans une structure sphérique sera libre de voyager en son sein. Si sa trajectoire l'amène au coeur de la structure, le positron pourra donc expérimenter toutes les phases définies dans cette structure. Le positron peut s'annihiler dans cette structure ou bien s'en échapper. Lorsqu'il s'en échappe, une nouvelle structure sphérique est générée tangentiellement à la précédente avec les nouveaux facteurs de remplissage locaux expérimentés par le positron à la sortie de l'ancienne structure. Une trajectoire type d'un positron dans ce modèle de MIS est présentée schématiquement sur la Figure 3.13.

Avec ce modèle, un traitement particulier est apporté à la CMZ du bulbe Galactique. Bon nombre de nuages moléculaires ont été observés dans la CMZ et ceux-ci auraient typiquement des rayons de  $\sim 7 - 15$  pc (voir p. ex. [Oka et al. 1998](#)). Sachant que  $\phi_{\text{MM}} \simeq 10 - 12\%$  dans la CMZ, on peut donc en déduire le rayon  $r_{\text{sphere}}$  des structures sphériques à appliquer dans la CMZ pour pouvoir rendre compte des observations. Dans la CMZ,  $r_{\text{sphere}}$  sera donc choisi aléatoirement entre 15 pc et 30 pc selon une loi de distribution uniforme. Dans nos simulations, nous définissons

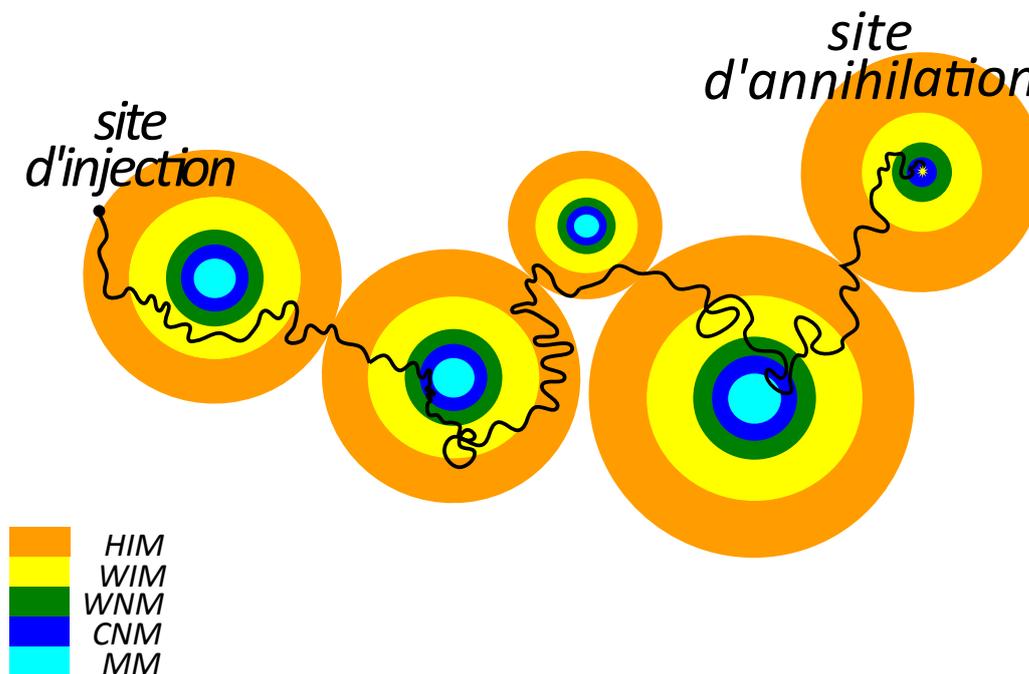


FIGURE 3.13 – Schéma d'un exemple de trajectoire (projeté sur un plan 2D) qu'un positron pourrait suivre dans le cadre du modèle du MIS structuré. On peut voir que la taille des structures sphériques varie ainsi que les épaisseurs des coquilles de certaines phases. Ces dernières variations sont dues à la variation spatiale des facteurs de remplissage de chaque phase dans la Galaxie (voir texte).

géométriquement la CMZ par sa structure elliptique dans le plan Galactique (discutée dans la section 3.3.2) et par une épaisseur de 30 pc.

La CMZ est une structure clé du MIS en ce qui concerne l'émission d'annihilation Galactique. Une émission intense à 511 keV est en effet détectée dans la direction de la CMZ (voir chapitre 1). Par sa richesse en nuages moléculaires, la CMZ semble idéale pour ralentir et annihiler les positrons. Cependant, les deux modèles de simulation du MIS présentés ci-dessus semblent jusqu'à présent incompatibles avec une modélisation réaliste de la propagation d'un positron au voisinage de la CMZ. L'exemple suivant illustre bien ce propos. La CMZ est très riche en nuages moléculaires mais à la fois très fine. Il existe donc une transition abrupte des facteurs de remplissage des phases neutres aux frontières de la CMZ (voir Figure 3.11a). Peu importe le modèle de MIS supposé, si un positron entre dans une nouvelle phase juste à côté de la CMZ, cette nouvelle phase peut «recouvrir» la CMZ sans en avoir les caractéristiques (c'est à dire les facteurs de remplissage). Le milieu entourant la CMZ étant principalement constitué de gaz chaud et ionisé (WIM et HIM ; voir Figure 3.11b), le positron pourrait donc se propager en plein coeur de la CMZ dans un milieu très chaud et ionisé sans se «rendre compte» que cette région est remplie de façon non négligeable de phases atomiques et moléculaires (Figure 3.11a). Pour éviter cela, nous avons imposé une condition dans nos simulations : quand un positron se retrouve géométriquement dans la CMZ, une nouvelle structure sphérique (pour le modèle structuré) ou un nouveau nuage de phase (pour le modèle aléatoire) est automatiquement générée, en respectant bien évidemment les nouveaux facteurs de remplissage locaux dans la CMZ. En faisant cela, nous n'imposons pas au positron de rentrer dans un nuage moléculaire. Nous lui imposons seulement de sonder le milieu

réal de la CMZ.

### 3.3.3 Distributions spatiales et énergétiques des sources de positrons

Nous venons de définir l’environnement Galactique dans lequel vont se propager les positrons. Il est donc maintenant nécessaire de définir les sources de positrons que j’ai étudiés. Dans cette thèse, j’ai principalement considéré les positrons produits par la décroissance  $\beta^+$  de noyaux instables synthétisés dans les étoiles massives et les explosions de supernovae. Pourquoi cette source en particulier ? Parce qu’on la présente depuis longtemps comme étant l’origine la plus plausible des positrons Galactiques. Les raisons sont nombreuses et sont à la fois théoriques et observationnelles (voir section 2.1.1.1). La première raison est que certains des radio-isotopes émetteurs  $\beta^+$ , comme l’ $^{26}\text{Al}$  et le  $^{44}\text{Ti}$ , ont été observés dans la Galaxie au travers de raies  $\gamma$  ou de fluorescence X qui accompagnent leur décroissance  $\beta^+$  (Figures 2.1 et 2.2). Ces observations garantissent donc leur existence au sein de la Galaxie. La seconde raison est que le cumul des rendements de la Galaxie en  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{44}\text{Ti}$  et  $^{56}\text{Ni}$  pourrait suffire à expliquer le taux d’annihilation de  $\sim 10^{43} \text{ e}^+\text{s}^{-1}$  déduit des observations de SPI/INTEGRAL. Cependant, comme déjà discuté dans la section 2.1.1, les rendements galactiques du  $^{44}\text{Ti}$  et du  $^{56}\text{Ni}$  ne peuvent être directement traduits en taux d’injection de positrons dans la Galaxie parce que tous les positrons produits ne s’échappent pas nécessairement des sites de production de leur radio-isotope père : les éjectas de supernovae. La dernière raison qui fait de ces positrons des candidats idéaux est que ceux-ci sont émis avec des énergies de l’ordre du  $\sim \text{MeV}$  et ceci satisfait la condition observationnelle imposée par l’étude du continuum d’émission aux alentours du MeV (voir section 1.3).

Pour toutes ces raisons, j’ai étudié la propagation des positrons produits par l’ $^{26}\text{Al}$ , le  $^{44}\text{Ti}$  et le  $^{56}\text{Ni}$ . Ces éléments étant produits par les étoiles massives ( $^{26}\text{Al}$  et  $^{44}\text{Ti}$ ) et les SNe Ia ( $^{56}\text{Ni}$ ), je présente les distributions spatiales des ces objets astrophysiques et comment je les ai adaptées numériquement. Au sein de ces sections, je présente le spectre en énergie  $\beta^+$  associé à chacun de ces radio-isotopes.

#### 3.3.3.1 Les étoiles massives

##### Distribution spatiale

Nous avons vu dans la section 2.1.1.1 que la distribution spatiale de l’ $^{26}\text{Al}$  était fortement corrélée à l’émission micro-onde libre-libre des électrons libres contenus dans les régions HII environnantes des étoiles massives (Knödlseder *et al.* 1999). Cette découverte permet d’affirmer de manière catégorique que les étoiles massives sont bien la source principale de l’ $^{26}\text{Al}$  dans la Galaxie. Pour modéliser la distribution spatiale des étoiles massives, nous avons donc choisi le modèle NE2001 de distribution spatiale des électrons libres (Cordes et Lazio 2002). Ce modèle a déjà été introduit dans la section 3.3.2.1 et est présenté sur la Figure 3.8. Pour rappel, ce modèle possède plusieurs composantes. Dans notre modélisation, nous n’avons conservé que les composantes associées aux étoiles massives. Dans la Galaxie, les étoiles massives se trouvent principalement le long des bras spiraux et dans l’anneau moléculaire (Martin *et al.* 2009a) et jusqu’à  $\sim 10\%$  d’entre elles pourraient résider dans la CMZ (Higdon *et al.* 2009). Les composantes du modèle NE2001 que nous avons conservées sont donc : la composante regroupant les bras spiraux, le disque axisymétrique fin et la composante associée au CG. Le disque axisymétrique fin modélise la distribution des électrons libres dans l’anneau moléculaire alors que la composante du CG modélise la distribution des électrons libres au sein de la CMZ (voir éq. 3.46).

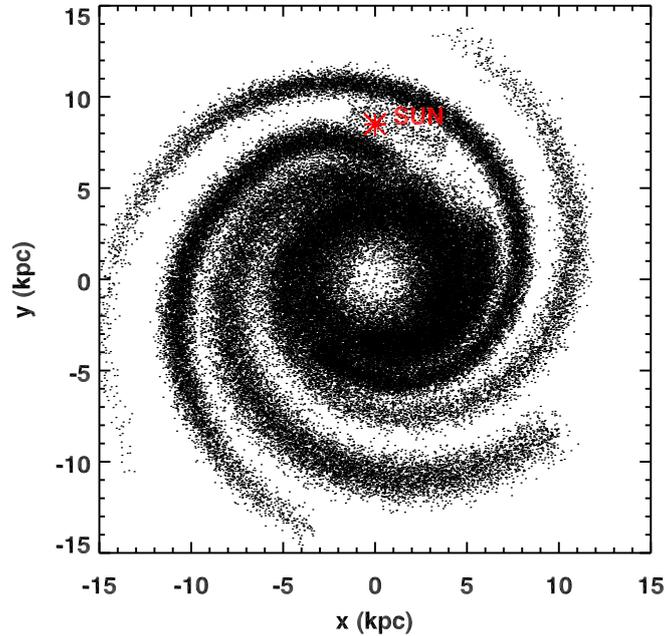


FIGURE 3.14 – Simulation aléatoire de la position de 100 000 étoiles massives dans le disque de la Galaxie, en utilisant les composantes spatiales des bras spiraux et de l’anneau moléculaire du modèle NE2001 (Cordes et Lazio 2002). Ces positions peuvent être prises comme positions d’injection de positrons produits par les étoiles massives du disque Galactique. Il est à noter que la composante CG (CMZ) n’est pas prise en compte ici (voir texte).

Cette distribution composite de la densité spatiale des électrons libres représente donc implicitement la densité spatiale des étoiles massives dans la Galaxie. Pour simuler une étoile massive dans la Galaxie, nous appliquons une méthode Monte Carlo de rejet en utilisant comme densité de probabilité la densité spatiale des étoiles massives dans la Galaxie. Une simulation aléatoire de 100 000 étoiles massives dans le disque Galactique est présentée sur la Figure 3.14 pour illustrer ce procédé. On retrouve bien une forte concentration des étoiles massives dans l’anneau moléculaire et le long des bras spiraux. Si l’on veut simuler la propagation d’un positron produit par un radio-isotope synthétisé par les étoiles massives, il suffit d’appliquer ce procédé aléatoire pour simuler la position initiale de ce positron dans la Galaxie.

### Spectres d’énergie $\beta^+$ ( $^{26}\text{Al}$ et $^{44}\text{Ti}$ )

Les étoiles massives produisent de  $^{26}\text{Al}$  au cours de toutes les étapes de leur vie (phase WR et explosion de supernova) alors qu’elles ne produisent du  $^{44}\text{Ti}$  qu’au moment de leur phase explosive (voir section 2.1.1.1).  $^{26}\text{Al}$  a une durée de vie radioactive moyenne très longue ( $\simeq 1$  Myr). Pour cette raison, les positrons émis au moment de leur décroissance sont injectés directement dans le MIS. N’ayant pas connu la traversée d’un éjecta stellaire dense, ces positrons auront donc une énergie qui suivra leur spectre d’énergie original donnée par la théorie de Fermi (1934). Le spectre d’énergie d’émission des  $\beta^+$  produits par  $^{26}\text{Al}$  possède une moyenne de  $\simeq 0.45$  MeV et a une énergie maximale de  $\simeq 1.2$  MeV. Il est donné sur la Figure 3.15 (trait rouge).

La donne pourrait être sensiblement différente pour les positrons produits par le  $^{44}\text{Ti}$ . En effet, celui-ci est produit uniquement au moment de l’explosion et sa chaîne de décroissance

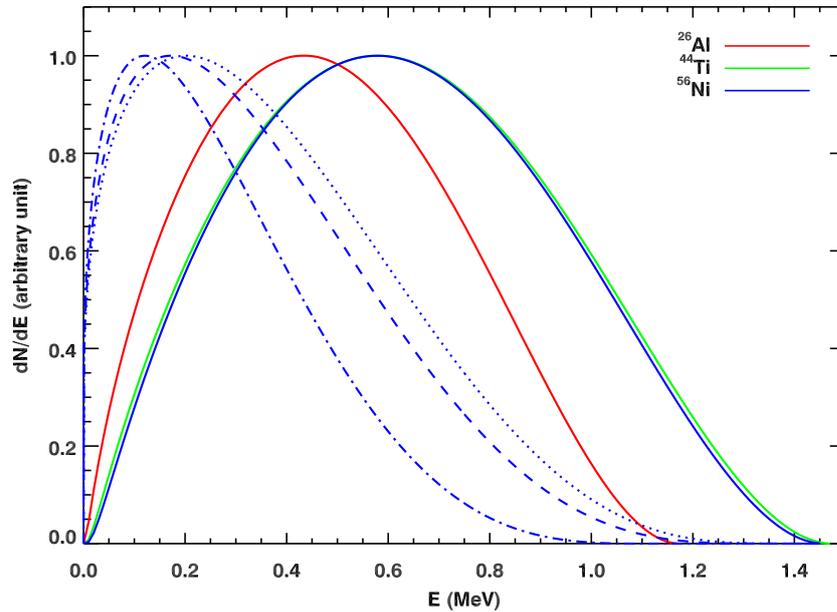


FIGURE 3.15 – Spectres d'émission des particules  $\beta^+$  de l' $^{26}\text{Al}$  (trait rouge), du  $^{44}\text{Ti}$  (trait vert) et du  $^{56}\text{Ni}$  (traits bleus). Les traits pleins représentent les spectres théoriques. Sont montrés pour le  $^{56}\text{Ni}$  les spectres modifiés lorsque la fraction d'échappement des positrons de l'éjecta stellaire est de 0.5% (trait pointillé-tireté), 5% (trait tireté) et 10% (trait pointillé).

radioactive s'étale sur une échelle de temps ( $\simeq 85$  ans) comparable à la durée d'existence d'un éjecta dense de SNR. Ainsi, les positrons du  $^{44}\text{Ti}$  sont probablement émis dans l'éjecta stellaire encore relativement dense. Ils pourraient donc perdre une énergie non négligeable en le traversant avant de rejoindre le MIS environnant. Des simulations numériques (Chan et Lingenfelter 1993, Martin *et al.* 2010) ont montré que  $\gtrsim 50\%$  des positrons arrivent à s'échapper de l'éjecta avec un spectre d'énergie très proche du spectre théorique et ceci pour la plupart des modes de transport supposés dans l'éjecta, des masses des éjectas, et des énergies d'explosions des SNe étudiées dans les modèles de simulation. En se basant sur ces résultats, nous considérons dans nos simulations que 100% des positrons du  $^{44}\text{Ti}$  s'échappent vers le MIS avec leur spectre d'énergie théorique. Celui-ci possède une énergie moyenne de  $\simeq 0.6$  MeV et une énergie maximale de 1.5 MeV (Figure 3.15, trait vert). L'incertitude sur la fraction d'échappement est, elle, contenue dans le taux de production galactique des positrons du  $^{44}\text{Ti}$  (section 2.1.1.1).

Dans notre code de propagation, dès lors que l'on simule un nouveau positron, on lui «confère» une énergie qui est tirée aléatoirement suivant le spectre d'énergie  $\beta^+$  du radio-isotope père associé. Ce tirage se fait suivant une méthode d'inversion de Monte Carlo (voir sa description au niveau de l'éq. 3.59).

### 3.3.3.2 Les supernovae de type Ia

#### Distribution spatiale

On a longtemps associé les SNe Ia à des populations stellaires âgées du fait des progéniteurs associés à ce phénomène (voir section 2.1.1.2). Récemment, des études (Mannucci *et al.* 2005, Scannapieco et Bildsten 2005, Mannucci *et al.* 2006) ont avancé l'idée que les SNe Ia sont produites à la fois dans les populations stellaires âgées et jeunes car ceci permettrait d'expliquer de

nombreuses observables tels que le contenu en Fe de certaines galaxies ou bien le taux d'occurrence des SNe Ia dans l'Univers proche ( $z \leq 1$ ). [Sullivan et al. \(2006\)](#) confirmèrent ce modèle à deux composantes en se basant sur l'observation de plus d'une centaine de SNe Ia dans l'univers local. Ils déduisirent de ces observations que les taux d'apparition des SNe Ia dépendent à la fois du taux de formation stellaire (SFR pour *star formation rate*) et de la masse stellaire ( $M_*$ ) des galaxies hôtes, ces deux composantes décrivant respectivement les populations stellaires jeunes et âgées. [Sullivan et al.](#) exclurent, avec un niveau de confiance  $> 99\%$ , les modèles basés uniquement sur la masse stellaire de la galaxie hôte. De leur analyse, ils déduisirent que le taux d'occurrence des SNe Ia,  $R_{\text{SNIa}}$ , était bien représenté par la relation suivante :

$$R_{\text{SNIa}} = M_* \times (5.3 \pm 1.1) \cdot 10^{-14} \text{ yr}^{-1} M_\odot^{-1} + \text{SFR} \times (3.9 \pm 0.7) \cdot 10^{-4} \text{ yr}^{-1} (M_\odot \text{ yr}^{-1})^{-1}. \quad (3.56)$$

Nous avons donc appliqué ces résultats à notre Galaxie. La distribution spatiale des SNe Ia devrait donc suivre les distributions spatiales des jeunes étoiles et de la masse stellaire de la Galaxie. Cette masse stellaire est distribuée dans notre Galaxie dans un disque exponentiel avec un trou central et dans un bulbe ellipsoïdal. Ces deux composantes ont approximativement la même masse :  $2.15 \times 10^{10} M_\odot$  pour la composante du disque et  $2.03 \times 10^{10} M_\odot$  pour la composante du bulbe ([Robin et al. 2003](#)). La distribution spatiale des SNe Ia possède donc trois composantes spatiales : une composante stellaire jeune, un bulbe (B) et un disque exponentiel (D). Pour la composante stellaire jeune, nous avons repris la distribution spatiale des étoiles massives (voir section 3.3.3.1) car celles-ci étant des étoiles plutôt jeunes, leur distribution représente bien l'activité de formation stellaire d'une galaxie. En supposant un taux de formation stellaire de  $4 M_\odot \text{ an}^{-1}$  ([Diehl et al. 2006](#)), la fréquence des SNe Ia dans cette composante spatiale sera de  $\simeq 1.6 \times 10^{-3} \text{ an}^{-1}$ .

Pour les composantes associées à la masse stellaire, nous avons adopté les fonctions de densités suivantes :

$$f_D(r, z) = n_{D,0} \times \left( e^{-\frac{r}{R_{D,h}}} - e^{-\frac{r}{R_{D,c}}} \right) \times e^{-\frac{|z|}{Z_{D,h}}}, \quad (3.57)$$

$$f_B(r < R_{B,c}, z) = n_{B,0} \times e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{r^2}{R_{B,h}^2} + \frac{z^2}{Z_{B,h}^2} \right)} \quad \text{et}$$

$$f_B(r \geq R_{B,c}, z) = n_{B,0} \times e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{r^2}{R_{B,h}^2} + \frac{z^2}{Z_{B,h}^2} \right)} \times e^{-\frac{1}{2}(r-R_{B,c})^2}, \quad (3.58)$$

avec  $(r, z)$  le couple de coordonnées cylindriques galactocentriques. Ces formules approximent les relations habituellement utilisées pour décrire le disque stellaire et le bulbe ellipsoïdal (voir p. ex. [Robin et al. 2003](#)). Chacune des composantes est décrite par un facteur de normalisation  $n_0$  et trois paramètres géométriques ( $R_h, Z_h, R_c$ ) : une échelle radiale, une échelle de hauteur et une échelle radiale de coupure. Nous avons adopté (2.5, 0.3, 1.3) kpc pour le disque et (1.6, 0.4, 2.5) kpc pour le bulbe. Connaissant la masse stellaire de chaque composante, nous avons déduit, à l'aide de l'équation 3.56, une fréquence des SNe Ia de  $1.08 \times 10^{-3} \text{ an}^{-1}$  dans le bulbe et de  $1.15 \times 10^{-3} \text{ an}^{-1}$  dans le disque troué. Ces deux valeurs sont respectivement égales à l'intégrale de l'équation 3.57 et 3.58 sur le volume Galactique. On en déduit donc  $n_{D,0} \simeq 6.7 \times 10^{-5} \text{ SN Ia kpc}^{-3} \text{ an}^{-1}$  et  $n_{B,0} \simeq 9.1 \times 10^{-5} \text{ SN Ia kpc}^{-3} \text{ an}^{-1}$ .

Pour simuler une SN Ia dans la Galaxie par tirage aléatoire (Monte Carlo), il suffit d'utiliser la méthode d'inversion pour déterminer un couple de coordonnées cylindriques  $(r_{rdm}, z_{rdm})$ . De manière générale, cette méthode consiste à générer la fonction de répartition  $F(x)$  d'une variable aléatoire X qui suit une loi de distribution (ou loi de densité de probabilité) quelconque  $f(x)$ .

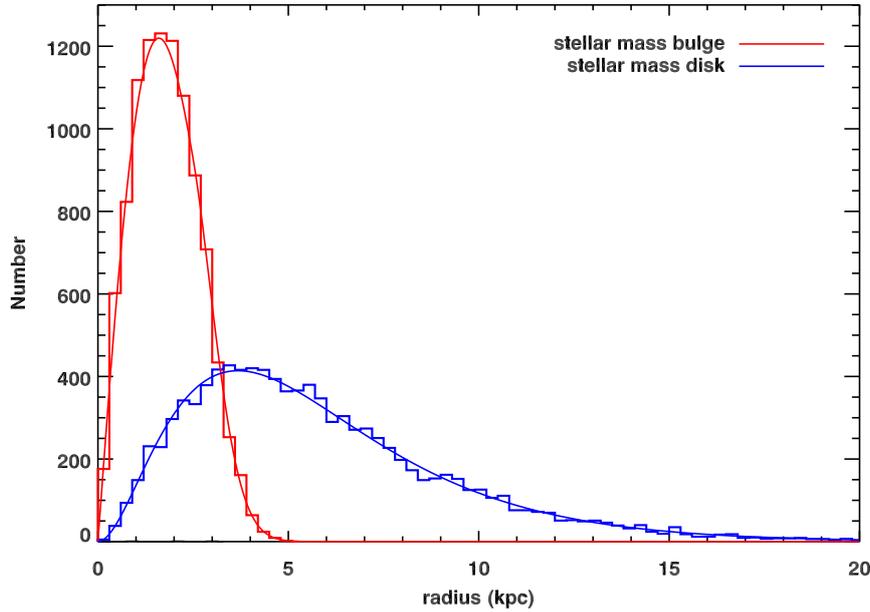


FIGURE 3.16 – Simulation aléatoire de la position radiale de 10 000 SNe Ia suivant les composantes de la distribution spatiale de la masse stellaire : le disque exponentiel (histogramme bleu) et le bulbe (histogramme rouge). Les traits lisses représentent les distributions spatiales théoriques :  $2\pi r f_D(r)$  et  $2\pi r f_B(r)$  (voir texte).

Cette fonction de répartition s'écrit :

$$F(x) = \frac{\int_{-\infty}^x f(u) du}{\int_{-\infty}^{+\infty} f(u) du}. \quad (3.59)$$

Cette fonction est donc positive, monotone, croissante et varie entre  $F(-\infty) = 0$  et  $F(+\infty) = 1$ .  $F(x)$  possède donc une fonction inverse qui est définie sur l'intervalle  $[0, 1]$ . On peut montrer que si  $\eta$  est une variable aléatoire qui suit une loi de distribution uniforme sur  $[0, 1]$ , alors  $x = F^{-1}(\eta)$  est une variable aléatoire de loi de distribution  $f(x)$ . Ici, la loi de distribution  $f$  correspond aux lois de distributions spatiales des SNe Ia dans le disque et dans le bulbe ( $f_D(r, z)$  et  $f_B(r, z)$ ; éqs. 3.57 et 3.58). On peut remarquer que ces fonctions de densité s'expriment par le produit d'une fonction de densité surfacique dans le plan galactique  $f(r)$  et d'une fonction de densité linéique  $f(z)$  associée à la hauteur  $z$  par rapport au plan Galactique. Pour déterminer aléatoirement un couple  $(r_{rdm}, z_{rdm})$ , il suffit d'appliquer la méthode d'inversion à ces deux densités de probabilité. Pour déterminer  $r_{rdm}$ , on utilise donc la fonction de répartition  $F(r)$  de  $f(r)$  définie par

$$F(r) = \frac{\int_0^r 2\pi r' f(r') dr'}{\int_0^{+\infty} 2\pi r' f(r') dr'}. \quad (3.60)$$

En tirant aléatoirement un nombre  $\eta$  entre 0 et 1, on obtiendra donc une coordonnée radiale grâce à la fonction  $F^{-1}(\eta) = r_{rdm}$ . Ici, l'expression analytique dérivée pour  $F(r)$  ne nous permet pas de déterminer simplement  $F^{-1}$ . Pour déterminer  $r_{rdm}$ , nous avons donc appliqué une méthode de bijection numérique sur la fonction  $F(r)$  discrétisée. Une fois  $r_{rdm}$  simulé, il est aisé de déterminer des coordonnées cartésiennes aléatoires  $(x_{rdm}, y_{rdm})$  dans le plan Galactique car les  $f(r)$  sont axisymétriques. Il suffit pour cela de tirer aléatoirement un nombre  $\theta$  suivant une loi uniforme entre 0 et  $2\pi$  et d'établir que  $x_{rdm} = r_{rdm} \cos \theta$  et  $y_{rdm} = r_{rdm} \sin \theta$ . Enfin, il ne reste plus qu'à

déterminer aléatoirement une composante  $z_{rdm}$ . Pour cela, on utilise la fonction de répartition  $F(z)$  de  $f(z)$  :

$$F(z) = \frac{\int_0^z f(z')dz'}{\int_0^{+\infty} f(z')dz'} . \quad (3.61)$$

Il est à noter ici que  $z$  est normalement défini entre  $-\infty$  et  $+\infty$  mais  $f(z)$  étant symétrique par rapport au plan Galactique (voir éqs. 3.57 et 3.58), il suffira de tirer aléatoirement le signe de  $z$  avec  $P(z < 0) = 1/2$  et  $P(z > 0) = 1/2$ . Le développement de l'expression 3.61 donne une fonction simple à exploiter du fait que  $f(z)$  est une simple loi exponentielle de la forme  $\exp(-z/\lambda)$  où  $\lambda$  est une constante (l'échelle de hauteur exponentielle). On peut montrer qu'on peut simuler  $z_{rdm}$  par  $z_{rdm} = \mp \ln(\eta) \times \lambda$ , où  $\eta$  est un nombre tiré aléatoirement suivant une loi uniforme sur le segment  $[0, 1]$ .

Pour illustrer cette méthode de tirage Monte Carlo, je présente sur la Figure 3.16 le tirage aléatoire de la position radiale de 10 000 SNe Ia suivant les distributions radiales du disque exponentiel et du bulbe. On peut observer que les distributions simulées respectent bien les distributions théoriques.

### Spectres d'énergie des $\beta^+$ ( $^{56}\text{Ni}$ )

Nous avons vu dans la section 2.1.1.2 que les SNe Ia synthétisent de manière abondante du  $^{56}\text{Ni}$ . Cependant, l'échelle de temps très courte ( $\simeq 110$  jours) de la chaîne de décroissance du  $^{56}\text{Ni}$  fait qu'il est très difficile d'affirmer si ce rendement en  $^{56}\text{Ni}$  peut se traduire en rendement positronique dans le MIS. Les positrons émis lors de cette chaîne de décroissance sont injectés dans le coeur encore très dense du SNR et vont donc probablement perdre énormément d'énergie voire s'annihiler avant de pouvoir éventuellement s'échapper dans le MIS. Il n'existe que très peu d'estimations observationnelles de cette fraction d'échappement. Cependant, les simulations numériques semblent confirmer ces estimations en montrant qu'une très faible fraction des positrons ( $0\% \lesssim f_{esc} \lesssim 10\%$ ) arrive à s'échapper. Je renvoie ici le lecteur à la section 2.1.1.2 où une discussion plus détaillée de ces études a été donnée.

Cette fraction d'échappement est un facteur primordial en ce qui concerne l'émission d'annihilation Galactique. Si celle-ci est de 0% alors le  $^{56}\text{Ni}$  ne contribue simplement pas à cette émission mais si celle-ci est de  $\sim 10\%$ , les positrons du  $^{56}\text{Ni}$  pourraient expliquer quantitativement le taux d'annihilation galactique dérivé des observations! Nous avons donc supposé plusieurs fractions d'échappement pour ces positrons (0.5%, 5%, 10%) et pour chacune nous avons calculé un spectre d'énergie modifié en reprenant les principes de l'étude de [Martin et al. \(2010\)](#). En effet, comme évoqué plus haut, les positrons qui arrivent à s'échapper de l'éjecta pénètrent probablement dans le MIS avec une énergie bien plus faible que l'énergie à laquelle il ont été émis. Ainsi, le spectre d'énergie des  $\beta^+$  à leur entrée dans le MIS est donc bien différent du spectre d'énergie original (Figure 3.15, trait bleu plein). Et l'on peut supposer que plus la fraction d'échappement est faible, plus ce spectre  $\beta^+$  est décalé vers des énergies de plus en plus faible. En effet, une quantité plus faible de positrons à la sortie de l'éjecta signifierait probablement que celui-ci est plus dense pour avoir pu annihiler le reste des positrons. Ainsi, la fraction qui s'échappe a probablement subi plus de pertes en énergie.

Dans le but de modéliser l'émission d'annihilation provenant des SNRs, [Martin et al. \(2010\)](#) ont repris dans ses grandes lignes le modèle développé par [Chan et Lingenfelter \(1993\)](#). Ce modèle décrit de manière simple l'évolution d'une SN/SNR et le transport des positrons produits par le  $^{56}\text{Ni}$  et le  $^{44}\text{Ti}$  au coeur du SNR. Je décris ici brièvement ce modèle. L'éjecta de la SN/SNR est

décrit par une sphère homogène en expansion. Ainsi, le rayon  $R_{ej}$  et la densité  $\rho_{ej}$  de l'éjecta évoluent en fonction du temps  $t$  :

$$R_{ej} = v_{ej}t = \left( \frac{10}{3} \frac{E_{ej}}{M_{ej}} \right)^{1/2} t \quad (3.62)$$

$$\rho_{ej} = \frac{3}{4\pi} \frac{M_{ej}}{(v_{ej}t)^3} \quad (3.63)$$

où  $M_{ej}$  et  $E_{ej}$  représentent respectivement la masse et l'énergie cinétique de l'éjecta. Ce sont deux paramètres d'entrée du modèle. Les positrons produits par le  $^{56}\text{Ni}$  et le  $^{44}\text{Ti}$  sont injectés au centre de l'éjecta sphérique et deux modes de transport peuvent être considérés pour leur propagation : soit ces positrons restent piégés dans l'éjecta (à cause d'une turbulence magnétique très intense), soit ils peuvent se propager en ligne droite jusqu'à la surface de l'éjecta et s'en échapper, à condition qu'ils n'aient pas perdu la totalité de leur énergie auparavant. Ce modèle suppose que la matière au coeur de l'éjecta est totalement neutre. Ainsi, les positrons perdent exclusivement leur énergie par ionisation et excitation des atomes d'hélium dont l'éjecta est principalement composé. Le taux de perte en énergie d'un positron d'énergie  $E$  sera donc égal à

$$\frac{dE}{dt} = -\rho_{ej}\Phi(E) \quad \iff \quad \rho_{ej}dt = -\frac{dE}{\Phi(E)} \quad , \quad (3.64)$$

où  $\Phi(E)$  est une fonction associée au taux de perte en énergie par ionisation/excitation (voir éq. 4 de [Martin et al. 2010](#)). En intégrant cette équation 3.64, on peut déterminer le temps  $t_{sd}$  nécessaire à un positron, émis à un temps  $t_i$  après l'explosion et avec une énergie  $E_i$ , pour être ralenti jusqu'à  $E_{thr} = 100$  eV :

$$\frac{K}{2} \left( \frac{1}{t_i^2} - \frac{1}{t_{sd}^2} \right) = \int_{E_{thr}}^{E_i} \frac{dE}{\Phi(E)} \quad , \quad (3.65)$$

où  $\rho_{ej} = Kt^{-3}$  (éq. 3.63).  $t_{sd}$  correspond donc à la durée de vie d'un positron de paramètres  $(E_i, t_i)$ , puisque l'on peut considérer que le positron s'annihile à 100 eV via la formation de Ps. Pour savoir si ce positron  $(E_i, t_i)$  va s'échapper de l'éjecta, il est nécessaire de calculer le temps qu'il mettrait pour rattraper la surface de l'éjecta. Ce temps de traversée de l'éjecta est  $t_{cross} = v_{ej}t_i/(v_i - v_{ej})$  avec  $v_i$  la vitesse du positron d'énergie  $E_i$ . Le positron s'échappe de l'éjecta si  $t_{sd} > t_{cross}$  et l'énergie  $E_{esc}$  avec laquelle il s'échappe est donnée par :

$$\frac{K}{2} \left( \frac{1}{t_i^2} - \frac{1}{t_{cross}^2} \right) = \int_{E_{esc}}^{E_i} \frac{dE}{\Phi(E)} \quad . \quad (3.66)$$

Pour calculer le spectre d'énergie des  $\beta^+$  qui s'échappent dans le MIS, il est donc nécessaire de réitérer les étapes précédentes pour tous les couples de paramètres  $(E_i, t_i)$ . Ces paramètres sont définis statistiquement :  $E_i$  suit le spectre  $\beta^+$  du  $^{56}\text{Ni}$  (Figure 3.15, trait bleu) et  $t_i$  suit une loi composite dépendante des lois de décroissance exponentielle associées aux temps de demi-vie des radio-isotopes pères ( $^{56}\text{Ni}$  et  $^{56}\text{Co}$  dans le cas présent).

J'ai donc résolu numériquement l'éq. 3.66 en discrétisant (a) la gamme temporel  $t_i$  avec un pas de temps  $\Delta t = 0.5$  jours pour  $0 < t_i < 600$  jours et (b) le spectre des  $\beta^+$  du  $^{56}\text{Ni}$  avec un pas  $\Delta E = 1$  keV pour  $0 < E_i < 1.5$  MeV. J'ai pu vérifier, à l'aide de plusieurs simulations, la tendance trouvée par [Martin et al. \(2010\)](#) : plus  $M_{ej}$  augmente, plus la fraction d'échappement diminue et plus leur spectre en énergie est décalé vers des énergies plus faibles. La fraction d'échappement

est donc intimement liée au spectre d'énergie des positrons qui s'échappent. J'ai donc reproduit la méthode du calcul de spectre en faisant varier la masse de l'éjecta dans le but de déterminer les  $M_{ej}$  qui permettent d'obtenir des valeurs de fraction d'échappement de 0.5%, 5% et 10%. Avec une énergie cinétique de l'éjecta de  $E_{ej} = 10^{51}$  erg, il faut utiliser respectivement  $M_{ej} = 1.92 M_{\odot}$ ,  $M_{ej} = 1.05 M_{\odot}$  et  $M_{ej} = 0.8 M_{\odot}$ . Je présente sur la Figure 3.15 les spectres d'énergie associés à ces  $M_{ej}$  et donc à ces fractions d'échappement. On peut remarquer que ces spectres sont largement décalés par rapport au spectre original dont la moyenne est de  $\simeq 0.6$  MeV avec une énergie maximale de  $\simeq 1.5$  MeV. Ces spectres modifiés piquent tous autour de  $(0.1 - 0.2)$  MeV. Nous verrons dans le chapitre 4 si les maigres différences dans les spectres modifiés  $\beta^+$  peuvent avoir une influence sur la propagation et donc sur l'émission d'annihilation des positrons produits par les SNe Ia.

### 3.4 Modélisation de l'émission à 511 keV

Nous venons de décrire dans les sections précédentes comment nous avons modélisé numériquement la propagation des positrons (section 3.2) et le MIS de notre Galaxie (section 3.3). Il est donc temps de discuter des résultats que l'on peut extraire de la simulation de la propagation d'un grand nombre  $N_{\text{pos}}$  de positrons. Je rappelle ici que l'objectif de cette thèse est de construire des modèles théoriques spatiaux de l'émission d'annihilation associée aux sources galactiques de positrons, et ce, après avoir considéré leur propagation dans la Galaxie. Je vais donc présenter ci-dessous comment j'ai construit les cartes de flux à 511 keV qui seront ensuite comparées aux données de SPI/INTEGRAL (chapitre 4). J'ai aussi développé au cours de cette thèse un code permettant de modéliser la distribution spectrale de l'émission d'annihilation associée à une population de positrons. Comme la comparaison de ces modèles spectraux aux données n'a pu être effectuée, je ne présente ce code que brièvement.

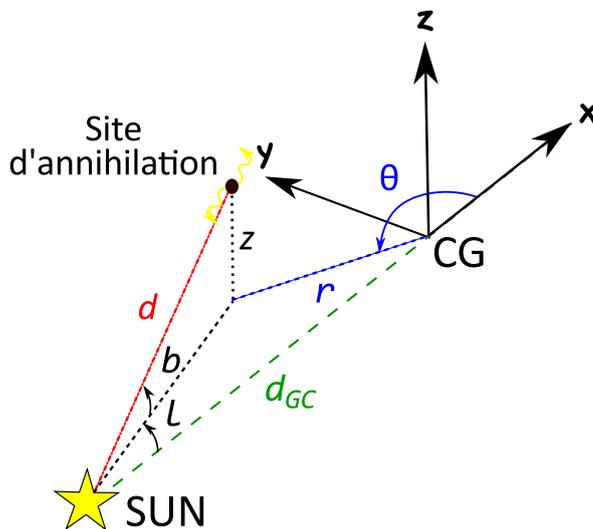


FIGURE 3.17 – Représentations des systèmes de coordonnées galactiques  $(l, b)$ , cartésiennes  $(x, y, z)$  et cylindriques  $(r, \theta, z)$  utilisés. Tous ces systèmes sont galactocentriques et le système solaire se trouve en  $(x, y, z)_{\odot} = (-8.5, 0, 0)$  kpc.  $d$  représente la distance Terre-positron.

### Distribution spatiale de l'émission à 511 keV

La simulation de la propagation d'un positron s'arrête quand l'énergie de celui-ci atteint  $E_{\text{seuil}}=100$  eV (section 3.2). *Jean et al. (2009)* ont montré que la distance parcourue par les positrons à cette énergie était négligeable par rapport à la distance qu'ils viennent de parcourir lors de leur phase de ralentissement, sauf s'ils se trouvent dans le HIM. Dans ce cas, notre code de simulation continue de prendre en compte la propagation des positrons lorsqu'ils sont thermalisés (voir section 3.2, étape Propagation). Nous considérons donc que le positron s'annihile quand il atteint 100 eV dans toutes les phases sauf dans le HIM et que si le positron se thermalise dans un HIM, il s'annihile quand il subit une annihilation directe avec un électron ou bien après s'être échappé dans une autre phase.

Pour calculer le flux à 511 keV associé à l'annihilation d'un positron, il est donc nécessaire de déterminer sa distance  $d$  à la Terre. On peut calculer cette distance à l'aide de la relation suivante :

$$d = \sqrt{(x - x_{\odot})^2 + y^2 + z^2} \quad , \quad (3.67)$$

où  $(x, y, z)$  sont les coordonnées cartésiennes de la position d'annihilation d'un positron. Dans notre repère cartésien galactique, le soleil se trouve en  $x_{\odot} = -8.5$  kpc (voir Figure 3.17).

Nous avons vu précédemment que le mode d'annihilation d'un positron dépend grandement de la phase dans laquelle il se trouve (voir sections 1.2.2 et 2.3). Ici, nous ne modélisons pas numériquement l'interaction responsable de l'annihilation. Nous considérons plutôt une approche probabiliste de l'annihilation dans une phase donnée. Nous savons qu'un positron s'annihile soit directement avec un électron soit par la formation de Ps. Lorsqu'il s'annihile directement ou lorsqu'il forme un para-Ps, il contribue à l'émission de deux photons à 511 keV. Lorsqu'il forme un ortho-Ps, il contribue à l'émission d'un continuum ortho-Ps en émettant trois photons dont l'énergie totalise 1022 keV. La probabilité qu'il émette deux ou trois photons est donc gouvernée par la fraction,  $f_{Ps}$ , de formation de Ps (voir éqs. 1.1 et 1.2). Nous modélisons donc l'émission d'annihilation d'un positron dans une phase en tenant compte de la fraction  $f_{Ps}$  de cette phase. C'est pour cette raison qu'à la fin de chaque simulation, nous conservons la phase d'annihilation comme information. *Jean et al. (2006)* ont estimé  $f_{Ps}$  pour les cinq phases principales du MIS à partir des travaux de *Guessoum et al. (2005)*. Ces fractions sont respectivement égales à 88.8%, 94.1%, 99.9%, 87.4% et 41.9% pour le MM, CNM, WNM, WIM et HIM.

Si l'on suppose un régime de production stationnaire pour une source  $s$  de positrons, c'est à dire que l'on suppose que le taux de production de positrons est égale à tout instant au taux d'annihilation des positrons produits par cette source, le flux à 511 keV d'un positron  $k$  produit par  $s$  peut s'écrire :

$$F_{511}^{k,s} = \frac{2 \times [(1 - f_{Ps,k}) + 0.25f_{Ps,k}]}{4\pi d_k^2} \times \frac{\dot{N}_{e^+}^s}{N_{\text{pos}}} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad , \quad (3.68)$$

où  $d_k$  est la distance Terre-positron (éq. 3.67),  $f_{Ps,k}$  est la fraction de formation de Ps dans la phase dans laquelle il s'annihile,  $\dot{N}_{e^+}^s$  est le taux de production galactique de positron de la source  $s$  (sections 2.1 et 3.3.3) et  $N_{\text{pos}}$  est le nombre total de positrons simulés. Etant limité par le temps de calcul et la puissance matérielle, il nous est impossible de simuler le nombre de positrons qui est produit par seconde par la source  $s$ . Ce nombre tourne le plus souvent autour de  $10^{42-43}$  (voir section 2.1). Nous simulons donc un grand nombre  $N_{\text{pos}}$  et nous associons à chacun la fraction  $\dot{N}_{e^+}^s/N_{\text{pos}}$  du taux de production de la source  $s$ . On peut donc estimer le flux total à 511 keV

associé à la source  $s$  en sommant simplement le flux de chaque positron  $k$  simulé :

$$F_{511}^s = \sum_{k=1}^{N_{pos}} F_{511}^{k,s} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad (3.69)$$

Il ne nous reste plus qu'à représenter la distribution de ce flux sur une carte du ciel. Pour cela, nous avons utilisé la méthode de représentation HEALPix (Górski *et al.* 2005) qui découpe la sphère céleste en pixels de même angle solide. En bref, la résolution d'une carte HEALPix est définie par le paramètre  $N_{\text{side}} = 2^k$  avec  $k$  entier compris entre 1 et 29.  $N_{\text{side}}$  permet ensuite de définir le nombre de pixels par  $N_{\text{pixel}} = 12N_{\text{side}}^2$ . L'angle solide d'un pixel sera donc  $\Omega_{\text{pixel}} = 41252/N_{\text{pixel}} \text{ deg}^2$ . Dans notre étude, la résolution angulaire n'a pas besoin d'être infiniment petite puisque la résolution angulaire de SPI/INTEGRAL n'est que de  $\simeq (2-3)^\circ$ . Par la suite, les cartes que nous présentons ont été générées avec  $N_{\text{side}}=64$ , correspondant à  $\Omega_{\text{pixel}} = 0.83 \text{ deg}^2$ .

Pour construire ces cartes, il suffit de calculer les coordonnées galactiques  $(l, b)$  de chaque positron  $k$  :

$$\begin{aligned} l &= \arctan \frac{y}{x - x_\odot} \\ b &= \arctan \frac{z}{\sqrt{(x - x_\odot)^2 + y^2}} \quad . \end{aligned} \quad (3.70)$$

A chaque positron  $k$  est donc associé un couple de coordonnées galactiques (éq. 3.70) et un flux à 511 keV (éq. 3.69). Le flux total d'un pixel de la carte HEALPix correspond donc à la somme de tous les flux des positrons dont les positions  $(l, b)$  sont recouvertes par l'angle solide du pixel considéré. Par itération, on construit aisément la carte totale de l'émission à 511 keV. Les données auxquelles nous allons comparer nos cartes simulées sont des distributions du flux en intensité lumineuse (en  $\text{ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ ). Nous avons donc transformé nos cartes de flux (en  $\text{ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) en carte d'intensité en divisant simplement le flux de chaque pixel par  $\Omega_{\text{pixel}}$ .

Comme déjà évoqué, nos simulations sont limitées par la statistique. Le nombre limité de positrons simulés va mener à la réalisation de cartes légèrement bruitées. Pour réduire ce bruit statistique, nous avons donc appliqué sur les cartes HEALPix un algorithme de lissage adaptatif gaussien (Ebeling *et al.* 2006). En résumé, cet algorithme nécessite de choisir un seuil de lissage  $N_{\text{min}}$  d'une carte dont les pixels sont remplis de valeurs  $N$  quelconques. Cet algorithme lisse ensuite avec une gaussienne de plus en plus large la carte HEALpix. Si à une largeur de gaussienne donnée, il existe des pixels recouverts par la gaussienne avec des valeurs  $N$  telles que  $N > N_{\text{min}}$  alors la carte originale composée uniquement de ces pixels est lissée avec la gaussienne de largeur considérée ici, et cette carte lissée est ajoutée à la carte totale du lissage. Ces pixels ne seront plus re-lissés pour les itérations suivantes. Cet algorithme est très efficace dans le sens où il supprime/dilue le bruit tout en conservant les structures réelles. Cependant un choix intelligent doit être fait pour  $N_{\text{min}}$  dans le but de ne pas «sur-lisser» la carte. En effet, si  $N_{\text{min}}$  est choisi trop grand, les cartes seront trop lissées car il faudra des gaussiennes très larges pour que les pixels répondent à la condition  $N > N_{\text{min}}$  et ces valeurs des pixels seront diluées dans des gaussiennes avec la même largeur. A l'inverse si  $N_{\text{min}}$  est pris trop petit, la condition  $N > N_{\text{min}}$  sera vite satisfaite pour chaque pixel (avec une largeur de gaussienne petite) et la carte sera à peine lissée et les fluctuations statistiques de celle-ci ne seront pas supprimées.

Ce code de lissage adaptatif m'a été fourni par Jürgen Knödseder et Tristan Grégoire (IRAP). Leur code a été utilisée dans l'optique de lisser des cartes de population synthétique de pulsars ms (Grégoire 2013). C'est à dire qu'ici les valeurs  $N$  correspondent à des nombres. J'ai donc dû adapter ce code pour lisser des cartes de flux et non de population. Le  $N_{\text{min}}$  correspondra

donc, en ce qui nous concerne, à une intensité seuil limite. Cette valeur sera donc différente pour chaque carte d'émission associée à une source donnée. En effet, le taux de production galactique de chaque source est différente et ce taux pondère le flux d'annihilation (voir éq. 3.69). Pour chaque source étudiée dans le chapitre 4, ce flux seuil a été choisi grossièrement à l'oeil dans le but de ne pas sur-lisser les cartes.

Cependant, cet algorithme ne permet pas de réduire un bruit statistique typique de l'étude des cartes de flux, à savoir le flux associé à l'annihilation très proche de certains positrons. Le flux étant inversement proportionnel à la distance au carré (voir éq. 3.69), les positrons qui s'annihilent à proximité de la Terre auront un flux très important. Les cartes d'émission peuvent donc posséder quelques pixels très intenses en avant plan d'une émission diffuse. Ces positrons sont problématiques par le fait qu'ils ne représentent en rien une signature locale astrophysique. Si le nombre de positrons simulés tendait vers l'infini, l'émission de ces positrons proches serait diffuse et à grande échelle. En effet, même avec une faible altitude  $z$  par rapport au plan Galactique, ces positrons vont avoir tendance à s'annihiler à haute voire très haute latitude (voir éq. 3.70). Pour s'absoudre de ces artéfacts statistiques, nous avons décidé de diluer le flux total de ces positrons,  $F_{511}^{close}$ , sur la sphère céleste de  $4\pi$  sr. Ainsi, une intensité de  $F_{511}^{close}/4\pi$  sera ajoutée à chaque pixel des cartes d'intensité dont on a retiré auparavant les contributions ponctuelles des positrons proches. Cette carte d'intensité est ensuite lissée avec la méthode précédemment décrite. Dans toutes les cartes du chapitre 4, les positrons proches sont ceux qui vérifient la con-

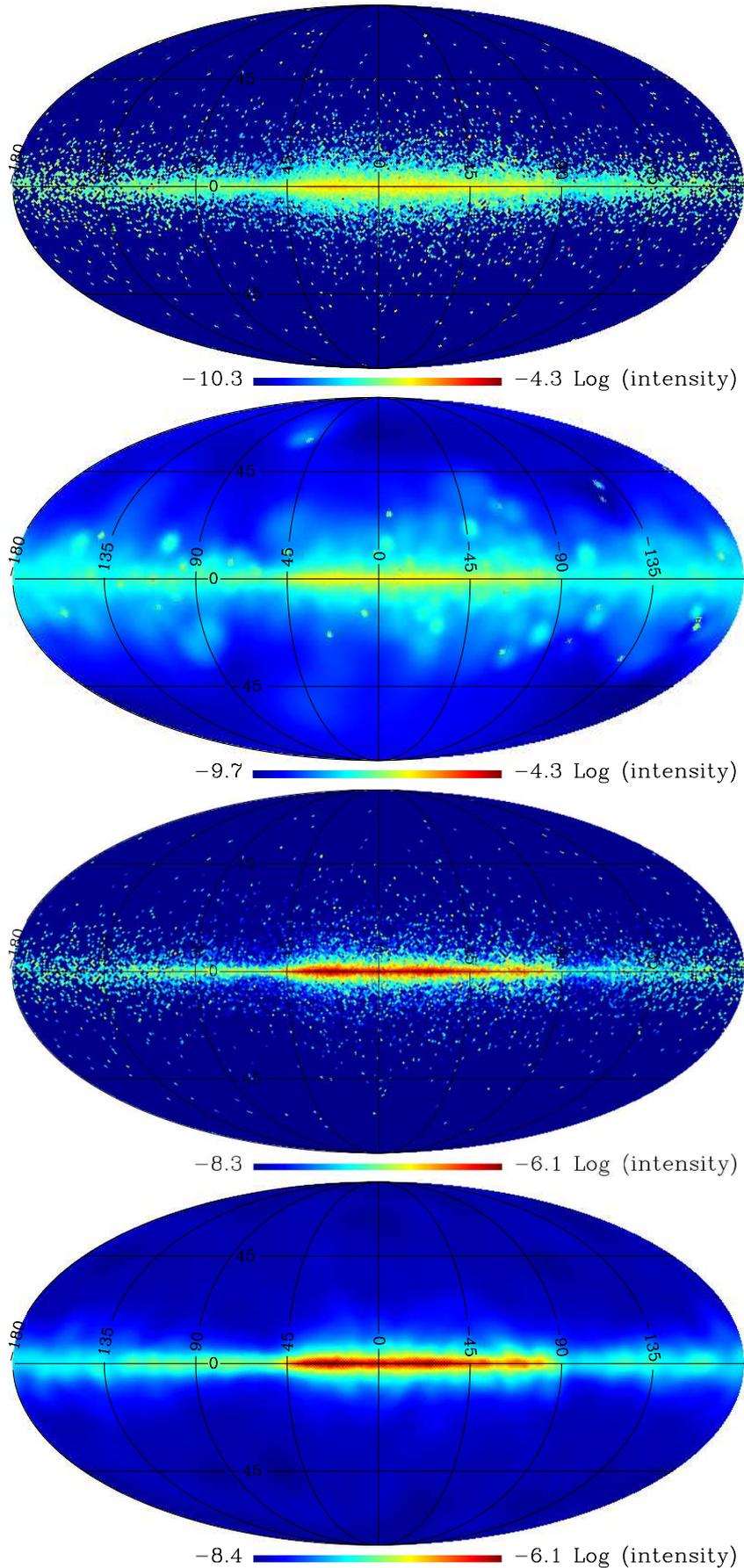


FIGURE 3.18 – Influence du lissage sur une même carte d'intensité à 511 keV (en  $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ). De haut en bas : carte brute, carte brute lissée, carte brute avec dilution des positrons proches, carte brute lissée après dilution des positrons proches. On peut voir que le lissage sur la carte brute fait apparaître des zones d'émissions diffuses à haute latitude qui n'ont pas d'origines astrophysiques (voir texte). Pour les cartes lissées,  $N_{min} = 5 \times 10^{-7} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ .

-dition  $d < d_{max} = 1.5$  kpc. Tout ce processus est illustré sur la Figure 3.18 pour la carte simulée de l'émission à 511 keV de 100 000 positrons produits par l' $^{26}\text{Al}$  dans le disque Galactique, dans un modèle de galaxie sans champ magnétique de halo et avec le modèle aléatoire du MIS. Pour cette simulation, les positrons proches ne représentent que 0.8% du nombre total de positrons mais ils représentent  $\simeq 38\%$  du flux total à 511 keV. Ces valeurs sont grossièrement représentatives de toutes les simulations qui ont été effectuées dans le chapitre 4 pour les sources distribuées dans le disque Galactique : l' $^{26}\text{Al}$  et le  $^{44}\text{Ti}$  produits par la population d'étoiles massives, le  $^{56}\text{Ni}$  produit dans la composante du disque exponentiel et par la population stellaire jeune. Peu importe le modèle de galaxie supposé pour la propagation des positrons de ces sources, la fraction des positrons proches est de l'ordre de (0.5 – 0.8)% et leur flux représente jusqu'à (30 – 40)% du flux total à 511 keV associé à la source et à sa composante.

Pour évaluer le biais que pouvait apporter le lissage dans la comparaison aux données, j'ai effectué des tests de comparaison aux données avec des mêmes cartes lissées et non-lissées. Nous verrons dans le chapitre 4 que nous utilisons une méthode d'ajustement de modèle pour comparer les modèles d'émission aux données. Le principal résultat qui ressort de cette méthode est ce qu'on appelle le ratio de maximum de vraisemblance (MLR pour *maximum likelihood ratio*). Les tests avec les mêmes cartes, lissées et non lissées, ont montré que les différences dans les résultats sont plus que mineures avec des  $\Delta\text{MLR} \lesssim 1$ . Ce qui n'est pas significatif. Ceci s'explique probablement par le fait que (a) les données que nous utilisons proviennent principalement du bulbe Galactique et que (b) nos modèles d'émission présentent déjà des émissions faiblement bruitées dans cette région (ceci est dû à l'accumulation des flux le long de la ligne de visée). Ainsi, le lissage ne modifie que très peu l'émission originale.

### Distribution spectrale de l'émission à 511 keV

Pour modéliser le spectre d'annihilation, j'ai repris les travaux effectués par [Guessoum et al. \(2005\)](#). Ces auteurs ont calculé les spectres théoriques d'annihilation pour chaque phase du MIS. Pour cela, ils ont passé en revue et recalculé les différents taux de réaction et largeurs de raie d'annihilation de chaque processus d'annihilation et ce, pour chaque phase du MIS (voir section 2.3). Ces paramètres physiques leur ont permis de calculer les probabilités relatives  $f_p$  de chaque processus  $p$ . Ces auteurs ont donc pu calculer le spectre théorique d'une phase donnée à l'aide de la formule suivante :

$$\begin{aligned}
S(E) = & \int dE' \left[ 3 \times \frac{3}{4} P_t(E') + 2 \times \frac{1}{4} \delta(E' - E_0) \right] \left\{ X \times f_{1,H/H_2} G(E, E', \Gamma_{if,H/H_2}) \right. \\
& + Y \times f_{1,He} G(E, E', \Gamma_{if,He}) + \left( 1 - X f_{1,H/H_2} - Y f_{1,He} \right) \\
& \times \left[ f_{ce,H/H_2} G(E, E', \Gamma_{ce,H/H_2}) + f_{ce,He} G(E, E', \Gamma_{ce,He}) \right. \\
& \left. \left. + f_{rce} G(E, E', \Gamma_{rce}) + f_{grout} G(E, E', \Gamma_{grout}) \right] \right\} \quad (3.71) \\
& + 2 \left( 1 - X f_{1,H/H_2} - Y f_{1,He} \right) \left[ f_{dae} G(E_0, E, \Gamma_{dae}) \right. \\
& \left. + f_{da,H/H_2} G(E_0, E, \Gamma_{da,H/H_2}) + f_{da,He} G(E_0, E, \Gamma_{da,He}) + f_{grin} G(E_0, E, \Gamma_{grin}) \right]
\end{aligned}$$

où X et Y sont les abondances relatives de l'H/H<sub>2</sub> (90%) et de l'He (10%);  $\Gamma_p$  est la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la raie d'annihilation produite par le processus  $p$  ( $p = if, ce, dae, daH, gr_{in}, gr_{out}$  = processus de formation de Ps en vol, échange de charge, annihilation directe avec les électrons libres, annihilation directe avec les électrons liés de l'H, processus à l'intérieur et à l'extérieur des grains);  $f_1$  est la fraction des positrons formant un Ps en vol;  $G(E, E', \Gamma_p)$  représente

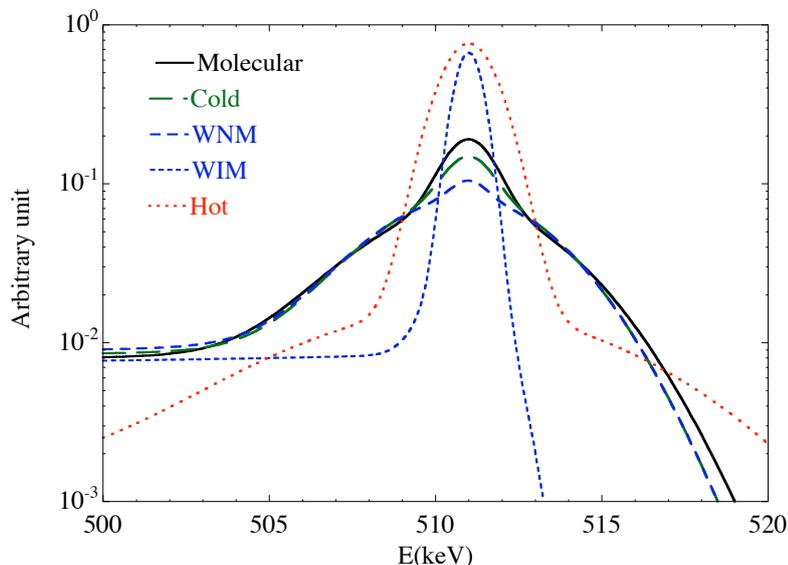


FIGURE 3.19 – Spectres de l'émission d'annihilation des positrons dans le MM (trait noir), CNM (trait vert), WNM (trait bleu pointillé), WIM (trait bleu tireté) et HIM (trait rouge). Figure extraite de Prantzos *et al.* (2011).

la fonction gaussienne normalisée à 1, centrée en  $E$ , de variable  $E'$  et de FWHM  $\Gamma_p$ ;  $P_t(E')$  est la fonction de Ore et Powell (1949) qui décrit la probabilité pour un photon émis par la décroissance d'un ortho-Ps, d'avoir une énergie  $E'$  comprise entre 0 et 511 keV.  $P_t(E')$  représente donc numériquement l'émission du continuum ortho-Ps et  $G(E, E', \Gamma_p)$  l'émission directe de deux photons à 511 keV. Le premier membre de droite (l'intégrale sur  $E'$ ) de l'éq. 3.72 représente donc le spectre d'annihilation des processus de formation de Ps alors que le second membre représente le spectre des processus menant à une annihilation directe en deux photons à 511 keV. Ces derniers processus interviennent uniquement quand les positrons sont thermalisés.

Les spectres obtenus par Guessoum *et al.* pour chaque phase du MIS sont présentés sur la Figure 3.19. On peut y observer que les spectres d'annihilation sont très différents d'une phase à l'autre, soulignant la prépondérance de certains canaux d'annihilation dans chacune des phases. Guessoum *et al.* nous donne donc les spectres théoriques par annihilation dans chaque phase (en photon/annihilation/keV). Pour une simulation de  $N_{\text{pos}}$  positrons produits par une source  $s$ , il est aisé de calculer le spectre de flux (en  $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$ ) d'un positron  $k$  sachant que l'on connaît sa distance  $d_k$  à la Terre et la phase dans laquelle il s'annihile. Il suffit de pondérer le spectre théorique de la phase donnée (pour une annihilation) par  $\dot{N}_{e^+}^s / 4\pi d_k^2 N_{\text{pos}}$ . En répétant cette procédure pour chaque positron  $k$ , on peut construire le spectre total d'annihilation en sommant les spectres de tous les positrons.

Les spectres théoriques de Guessoum *et al.* sont des spectres au repos. Cependant, la Galaxie est en rotation et ces spectres devraient subir de légers décalages Doppler. Par définition, un photon émis avec une énergie  $E_0$ , dans une région Galactique possédant une vitesse radiale  $v_r$ , arrivera sur Terre avec une nouvelle énergie  $E$  tel que  $E = E_0 (1 - v_r/c)$ . La vitesse radiale est la vitesse mesurée le long de la ligne de visée. Si cette région s'éloigne (s'approche) de la Terre, sa  $v_r$  est positive (négative) et son émission se voit donc décalée vers le rouge (bleu). J'ai donc implémenté un modèle simple de courbe de rotation Galactique, celui de Fich *et al.* (1989). Ce modèle est défini uniquement entre un rayon galactocentrique de 3 kpc et 17 kpc. Pour la région

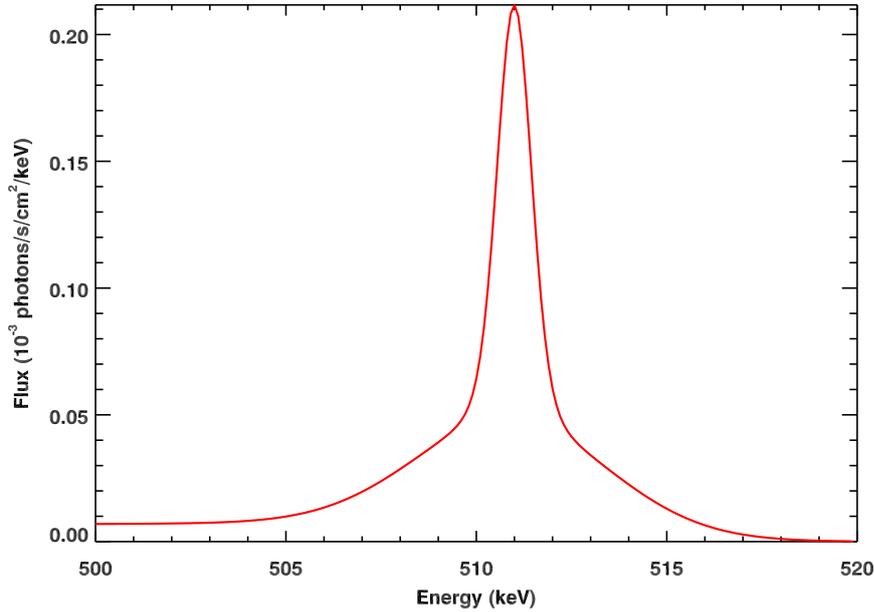


FIGURE 3.20 – Modélisation du spectre d’annihilation de 100 000 positrons produits par l’ $^{26}\text{Al}$  dans le disque Galactique, dans un modèle de galaxie où il n’y a pas de composante régulière du GMF dans le halo, et où le MIS a été modélisé avec le modèle aléatoire.

interne de la Galaxie ( $<3$  kpc), j’ai repris l’hypothèse de [Gehrels et Chen \(1996\)](#) qui considèrent cette région comme un corps solide en rotation qui se connecte de manière continue à la région externe ( $>3$  kpc). [Fich et al.](#) dérivèrent observationnellement la courbe de rotation suivante

$$\frac{\omega(R)}{\omega_0} = 1,00746 \frac{R_0}{R} - 0.017112 \quad , \quad (3.72)$$

en supposant que  $R_0 = 8.5$  kpc (distance Terre-CG) et  $\Theta_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$  (vitesse circulaire de la Terre dans le référentiel local au repos). Dans l’équation,  $R$  correspond au rayon galactocentrique (en kpc) et  $\omega$  correspond à la vitesse angulaire en  $\text{km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$  ( $\Theta = R\omega$ ). Il est important de noter que ce modèle ne prend pas en compte les dérivées verticales de la courbe de rotation (voir p. ex. [Levine et al. 2008](#)). A partir de cette courbe de rotation, on peut calculer la vitesse radiale d’un objet en rotation circulaire autour du centre de la Galaxie par la relation suivante :

$$v_r = (\omega - \omega_0) R_0 \sin(l) \cos(b) \quad . \quad (3.73)$$

Cette équation nous permet donc de calculer et d’appliquer le décalage Doppler au spectre d’annihilation d’un positron localisé à une position  $(l, b)$  et à un rayon galactocentrique  $R$  donné.

Je présente sur la Figure 3.20 un exemple de spectre modélisé avec la méthode qui vient d’être décrite. La simulation qui a été utilisée pour générer ce spectre est la même que celle qui a été utilisée pour modéliser la distribution spatiale de la Figure 3.18. Le décalage Doppler de la raie est ici quasi-nul. Le spectre des positrons s’annihilant dans les longitudes négatives est décalé vers le bleu avec un décalage Doppler de  $\sim 0.1$  keV alors que celui des positrons s’annihilant dans les longitudes positives est décalé vers le rouge avec un décalage Doppler de  $\sim -0.1$  keV.



**PARTIE 3 :**  
**APPLICATION DU MODÈLE**



## Chapitre 4

# Propagation et annihilation des positrons de la radioactivité $\beta^+$

Les positrons issus de la nucléosynthèse stellaire pourraient expliquer l'émission d'annihilation que l'on observe au coeur de notre Galaxie. En effet, les radio-isotopes à l'origine de ces positrons seraient synthétisés en quantité suffisante pour pouvoir rendre compte du taux d'annihilation galactique dérivé des observations (section 2.1.1). De plus, ces positrons sont potentiellement émis dans le milieu interstellaire avec des énergies de l'ordre du MeV, ce qui permet aussi de satisfaire les observations (section 1.3). Cependant, les distributions spatiales des sources associées à la nucléosynthèse stellaire, c'est à dire les étoiles massives et les supernovae, sont loin de refléter la distribution spatiale de l'émission d'annihilation, à l'image de toutes les sources conventionnelles de positrons recensées jusqu'ici (section 2.1).

Les études récentes de Prantzos (2006), Higdon *et al.* (2009) et Martin *et al.* (2012) ont invoqué le transport de ces positrons sur de longues distances dans le but de résoudre cette problématique. De ce fait, la distribution spatiale de l'émission d'annihilation ne serait plus corrélée à celle des sources. Nous avons donc testé ce scénario à l'aide de notre modèle de transport Monte Carlo (chapitre 3). Dans cette étude, nous avons considéré les radio-isotopes  $\beta^+$  qui produisent le plus de positrons, c'est à dire l' $^{26}\text{Al}$ , le  $^{44}\text{Ti}$  et le  $^{56}\text{Ni}$ . Le transport des positrons est cependant sujet à plusieurs paramètres incertains : la structure du GMF, la structure globale des phases du MIS et la fraction d'échappement des éjectas des SNe Ia des positrons produits par le  $^{56}\text{Ni}$  (et donc le spectre d'énergie de ces positrons). Pour évaluer l'impact de ces paramètres sur la propagation, et donc sur l'émission d'annihilation, nous avons testé plusieurs configurations pour chacun de ces paramètres. Les différentes combinaisons de ces paramètres ont donc mené à la réalisation d'un grand nombre de simulations. Un exemple typique de trajectoire d'un positron est montré sur la Figure 4.1 pour un jeu de paramètres du MIS. De ces simulations, nous avons extrait des modèles spatiaux de l'émission à 511 keV qui ont tous été comparés à des données récentes de SPI/INTEGRAL. Ces comparaisons sont effectuées à l'aide d'un algorithme d'ajustement de modèles (ou *model fitting*), nommé `spi_obs_fit`<sup>1</sup>, qui a été développé par Jürgen Knödseder dans le but d'analyser les données de SPI/INTEGRAL. La comparaison de ces modèles aux données nous permet donc de contraindre quelle source, et/ou combinaison de sources, avec quelle combinaison de paramètres du MIS, permet de contraindre au mieux les observations.

Peu importe la combinaison de paramètres utilisés pour le MIS et pour la fraction d'échappement des positrons du  $^{56}\text{Ni}$ , nos simulations ont montré que, pour une source donnée, les distributions spatiales de l'émission à 511 keV sont très similaires. La raison principale est que

---

1. <http://www.cesr.fr/~jurgen/isdc/index.html>

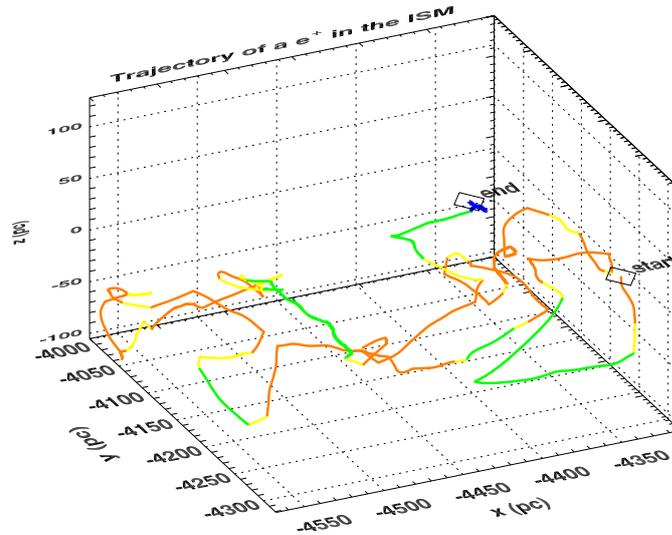


FIGURE 4.1 – Trajectoire d'un positron produit par un atome d' $^{26}\text{Al}$  dans le disque de la Galaxie. Cette trajectoire a été simulée dans une galaxie sans GMF régulier dans le halo et dont le MIS a été modélisé avec le modèle structuré. Les couleurs bleues, vertes, jaunes et orange représentent respectivement le passage du positron dans du CNM, WNM, WIM et HIM.

peu de positrons s'échappent de la Galaxie ( $\leq 7\%$ ) et ceux qui ne s'échappent pas ne se propagent pas très loin de leur lieu de naissance. Ces positrons ne parcourent en moyenne qu'une distance de l'ordre de 1 kpc. Ainsi, les distributions spatiales des différentes émissions d'annihilation calculées reflètent grandement les distributions spatiales des sources. Par conséquent, les positrons issus de la nucléosynthèse ne peuvent pas expliquer la totalité de l'émission d'annihilation Galactique. Nous avons confirmé ceci en comparant nos modèles d'émission aux données de SPI. Ces comparaisons ont montré que : (a) les positrons de la nucléosynthèse peuvent expliquer la totalité de l'émission du disque ; (b) l'émission intense et très piquée ( $\text{FWHM} \simeq 3^\circ$ ) au centre de la Galaxie peut être expliquée par l'annihilation des positrons dans la CMZ, mais une quantité plus importante de positrons semble nécessaire pour pouvoir expliquer quantitativement le flux de cette région ; (c) les positrons de la nucléosynthèse ne peuvent pas expliquer l'émission étendue ( $\text{FWHM} \simeq 11^\circ$ ) du bulbe galactique. Nous montrons aussi que l'injection brève d'une très grande quantité de positrons, entre  $10^{57}$  et  $10^{60}$ , dans la CMZ, il y a de cela entre 0.3 et 10 Myr, pourrait quantitativement expliquer l'émission étendue du bulbe galactique. Ce type d'événement pourrait être associé à un événement transitoire tel qu'une activité récente de Sgr A\* ou bien un épisode intense de formation stellaire dans la CMZ.

Nos résultats sont donc en désaccord avec les travaux de Prantzos (2006) et de Higdon *et al.* (2009) qui montrent tous les deux que les positrons de la nucléosynthèse stellaire pourraient expliquer à eux seuls la totalité de l'émission d'annihilation galactique (voir section 3.1). À l'inverse, nos résultats s'accordent plutôt bien avec ceux de Martin *et al.* (2012, Appendix ) qui ont pourtant été obtenus avec un autre modèle de transport des positrons et un autre modèle de Galaxie. Notre modélisation apporte cependant des résultats supplémentaires qui sont principalement dus à une modélisation plus fine du transport et du MIS. Par exemple, les modèles d'émission de Martin *et al.* ne révèlent pas l'émission intense et très piquée en provenance de la CMZ car celle-ci n'est pas modélisée dans leur modèle.

Tous ces résultats ont fait l'objet d'une publication d'article dans la revue *Astronomy & Astrophysics* (Alexis *et al.* 2014). Je les présente ici en détails et sous la forme de l'article.

# Monte Carlo modelling of the propagation and annihilation of nucleosynthesis positrons in the Galaxy

A. Alexis<sup>1,2</sup>, P. Jean<sup>1,2</sup>, P. Martin<sup>1,2</sup>, and K. Ferrière<sup>1,2</sup><sup>1</sup> Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, 31400 Toulouse, France  
e-mail: aalexis@irap.omp.eu<sup>2</sup> CNRS, IRAP, 9, avenue du Colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France

Received 30 July 2013 / Accepted 23 February 2014

## ABSTRACT

**Aims.** We want to estimate whether the positrons produced by the  $\beta^+$ -decay of  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{44}\text{Ti}$ , and  $^{56}\text{Ni}$  synthesised in massive stars and supernovae are sufficient to explain the 511 keV annihilation emission observed in our Galaxy. Such a possibility has often been put forward in the past. In a previous study, we showed that nucleosynthesis positrons cannot explain the full annihilation emission. Here, we extend this work using an improved propagation model.

**Methods.** We developed a Monte Carlo Galactic propagation code for  $\sim\text{MeV}$  positrons in which the Galactic interstellar medium, the Galactic magnetic field, and the propagation are finely described. This code allows us to simulate the spatial distribution of the 511 keV annihilation emission. We tested several Galactic magnetic fields models and several positron escape fractions from type-Ia supernova for  $^{56}\text{Ni}$  positrons to account for the large uncertainties in these two parameters. We considered the collisional/ballistic transport mode and then compared the simulated 511 keV intensity spatial distributions to the INTEGRAL/SPI data.

**Results.** Regardless of the Galactic magnetic field configuration and the escape fraction chosen for  $^{56}\text{Ni}$  positrons, the 511 keV intensity distributions are very similar. The main reason is that  $\sim\text{MeV}$  positrons do not propagate very far away from their birth sites in our model. The direct comparison to the data does not allow us to constrain the Galactic magnetic field configuration and the escape fraction for  $^{56}\text{Ni}$  positrons. In any case, nucleosynthesis positrons produced in steady state cannot explain the full annihilation emission. The comparison to the data shows that (a) the annihilation emission from the Galactic disk can be accounted for; (b) the strongly peaked annihilation emission from the inner Galactic bulge can be explained by positrons annihilating in the central molecular zone, but this seems to require more positron sources than the population of massive stars and type Ia supernovae usually assumed for this region; (c) the more extended emission from the Galactic bulge cannot be explained. We show that a delayed 511 keV emission from a transient source, such as a starburst episode or a recent activity of Sgr A\*, occurring between 0.3 and 10 Myr ago and producing between  $10^{57}$  and  $10^{60}$  sub-MeV positrons could explain this extended component, and potentially contribute to the inner bulge signal.

**Key words.** astroparticle physics – gamma rays: ISM – nuclear reactions, nucleosynthesis, abundances

## 1. Introduction

The 511 keV line emission from our Galaxy is unambiguously produced by low energy positrons that annihilate with electrons, but the exact origin of these positrons remains unclear. The spatial distribution of the annihilation emission was measured by several generations of gamma-ray instruments and most recently by INTEGRAL/SPI<sup>1</sup> (Knödlseeder et al. 2005; Weidenspointner et al. 2008b; Bouchet et al. 2010). It comprises faint emission from the inner part of the Galactic disk (GD) and a strong diffuse emission from the Galactic bulge (GB, which can be modelled with a narrow and a wide spheroidal Gaussian distribution with projected FWHM of  $\sim 3^\circ$  and  $\sim 11^\circ$  respectively, see Weidenspointner et al. 2008b). This emission is very particular, with an inferred bulge-to-disk luminosity ratio ranging from 2 to 6. None of the known Galactic astrophysical-object or interstellar-matter distributions resembles the annihilation emission distribution.

In order to explain this bulge-to-disk luminosity ratio, several authors suggested that positrons produced by supernovae in the disk could propagate far enough to annihilate in the bulge (Prantzos 2006; Higdon et al. 2009). Other authors proposed that

mini-starbursts or the supermassive black hole Sgr A\* produced a large amount of positrons  $10^6$  or  $10^7$  years ago, which filled the GB and are annihilating now (Parizot et al. 2005; Totani 2006; Cheng et al. 2006, 2007).

A major issue in such studies is that the propagation of positrons in the interstellar medium (ISM) is not well understood (Jean et al. 2006). In a previous detailed analysis, Higdon et al. (2009) used an inhomogeneous diffusion model, including collisional and collisionless transport of positrons, in a finely-structured ISM and found that nucleosynthesis positrons could account for all the observables of the Galactic annihilation emission. However, this model raised some criticism in the community (e.g. Prantzos et al. 2011; Martin et al. 2012). In the present paper, we would like to propose a different approach based on the theoretical investigation of Jean et al. (2009) on propagation mechanisms for positrons in the ISM. These authors show that at low energy ( $E \lesssim 10$  MeV) positrons do not interact with magnetohydrodynamic waves and propagate in the collisional mode by undergoing gyro-motion around magnetic field lines and collisions with gas particles. In such conditions, a correct treatment of positron propagation requires using representative models of Galactic magnetic field (GMF) and Galactic gas distributions. In a previous study, we performed a simulation of the propagation of positrons emitted in the decay of radioactive nuclei produced

<sup>1</sup> For more information on SPI, see Vedrenne et al. (2003).

by massive stars and supernovae ( $^{26}\text{Al}$ ,  $^{44}\text{Ti}$ , and  $^{56}\text{Ni}$ ) using a modified version of the GALPROP cosmic-ray propagation code (Martin et al. 2012). This code treats the transport of positrons as a diffusive process and uses two-dimensional analytical distributions of the large-scale average gas density. In this framework, we showed that it is hard to explain the morphology of the annihilation emission from radioactivity positrons, which led us to the conclusion that either an additional component is needed to explain the bulge emission or a finer modelling is required. We explored the latter option in the present work.

In this paper, we investigate the fate of positrons produced by stellar nucleosynthesis in our Galaxy with a Monte Carlo code that takes the transport of positrons in the collisional mode into account. This code simulates the injection, propagation, energy loss, and annihilation of positrons taking spatial distributions for sources, interstellar gas, and magnetic field into account. The results of the simulations allow us to derive sky maps, light curves, and spectra of the annihilation emission as functions of the sources of positrons. Section 2 describes the Monte Carlo method and the various model components. In Sect. 3, we present and discuss the results of the simulations. The simulated sky maps of the annihilation emission at 511 keV are compared to the INTEGRAL/SPI data. We show that type Ia supernovae (SNe Ia) cannot be the main source of positrons and that additional sources are needed to explain the measured disk and bulge emissions. The latter can be explained by a brief injection of a large amount of positrons in the central region of our Galaxy (e.g. in the central molecular zone) that occurred several Myr ago. In Sect. 4, we summarise our study and conclusions.

## 2. The Monte Carlo Galactic propagation model

The 511 keV annihilation emission mainly depends on four inputs: the properties of the ISM, the configuration of the GMF, the positron-source spatial and spectral distribution, and the positron propagation physics. In the following, we introduce the models and assumptions used for each of these inputs. We then summarise the development of the Monte Carlo simulations and explain how 511 keV intensity sky maps were generated.

### 2.1. Modelling the interstellar medium

We consider a static model of the ISM, which does not include any dynamic phenomena such as Galactic winds and chimneys. We divided the Galaxy into three regions: the Galactic disk (GD,  $R \geq 1.5$  kpc, with  $R$  the Galactocentric radius), the Galactic bulge (GB,  $0.01$  kpc  $< R < 1.5$  kpc), and the Sgr A\* region ( $R \leq 10$  pc). We then used the spatial distribution of the interstellar gas given by Ferrière (1998) and Ferrière et al. (2007) for the GD and the GB, respectively. In these models, the ISM, composed of 90% hydrogen and 10% helium, is described by five gaseous phases: the molecular medium (MM), the cold neutral medium (CNM), the warm neutral medium (WNM), the warm ionised medium (WIM), and the hot ionised medium (HIM). These models give the space-averaged density  $\langle n_i \rangle$  of each ISM phase  $i$ . In the GB model, the neutral (molecular and atomic) gases are confined to two structures: the so-called central molecular zone (CMZ) and a holed tilted disk. The CMZ is a  $500$  pc  $\times$   $200$  pc ellipse with a FWHM thickness of  $30$  pc, while the holed tilted disk is a  $3.2$  kpc  $\times$   $1$  kpc ellipse with  $2.3$  times the FWHM thickness of the CMZ and with a hole in the middle to leave room for the CMZ. Because the CNM and the WNM in the GB cannot be separated observationally, the GB model only gives the space-averaged density of the total (CNM + WNM) atomic gas. We

denote the respective fractions of atomic hydrogen (HI) space-averaged density in the form of CNM and WNM by  $f_{\text{CNM}}$  and  $f_{\text{WNM}}$ . Owing to the high thermal pressure and ionisation rate in the GB (e.g. Morris & Serabyn 1996), we expect most of the atomic gas to be in the form of CNM. Indeed, thermal pressure is almost certainly above the critical pressure for warm atomic gas to exist under thermal equilibrium conditions, and while departures from thermal equilibrium may allow for some warm gas, part of it will surely be ionised by the high ionisation rate. Here, we adopted the conservative estimates  $f_{\text{CNM}} = 0.7$  and  $f_{\text{WNM}} = 0.3$ . Finally, we derived the true density,  $n_i$ , of each phase from its space-averaged density,  $\langle n_i \rangle$ , using the method described in Jean et al. (2006): we multiplied its true density near the Sun  $n_{i,\odot}$  by a common “compression factor”,  $f_c$ , adjusted to ensure that  $\sum_i \phi_i = 1$  where  $\phi_i = \langle n_i \rangle / n_i$  is the volume-filling factor of phase  $i$ . For the ionisation fraction and the temperature of each phase, we took the mean values given in Table 1 of Jean et al. (2009).

To obtain a complete model of the Galaxy, we also modelled the interstellar gas within  $\sim 10$  pc of Sgr A\* following the recent prescription by Ferrière (2012). The ISM components of the Sgr A\* region are geometrically identified and modelled with their thermodynamic parameters (see Table 2 of Ferrière 2012). In brief, this region can be seen as an ionised radio halo (IRH) enclosing a warm ionised central cavity, the Sgr A East supernova remnant (SNR), and a multitude of molecular structures.

We simulated positron propagation in a finely structured ISM. During propagation, a positron successively goes through clearly identified phases, and a choice had to be made about the transition from one phase to another. The Galaxy contains some regions with a well-defined structure of phases, called photodissociation regions (Tielens & Hollenbach 1985), where atomic/molecular clouds are illuminated by strong ultraviolet radiation fields and have their outer layers largely ionised. These regions are found particularly in the Galactic nucleus and in the CMZ (see e.g. Wolfire et al. 1990). Nevertheless, observations (e.g. Heiles & Troland 2003) and numerical studies (e.g. de Avillez & Breitschwerdt 2004, 2005) also show an ISM with a phase continuum, where the ISM is mixed down to relatively small scales, and not an ISM with a clear-cut separation between phases (see Vazquez-Semadeni 2009, for a review on this topic). Therefore, in this study, we considered two simplified extreme models for the Galactic ISM.

In the first model, which we called the random ISM model, each time a positron leaves an ISM phase, the next phase it enters is selected based on its filling factor. Thus, each phase with a non-zero filling factor has a finite probability of being entered by the positron. More details are given in Sect. 2.4.

In the second model, which we called the structured ISM model, the different ISM phases are related to each other everywhere in the Galaxy. The basic structure that we considered is a spherical structure with increasing temperature and ionisation fraction from the centre to the edge: a MM core, surrounded by a layer of CNM, itself surrounded by a layer of WNM, itself surrounded by a layer of WIM, with an outer envelope of HIM. In this model, a MM region cannot be found directly next to a HIM region. The volumes, hence the radii, of the different phases of this structure are determined by their respective filling factors. Each time a positron escapes such a spherical structure, another structure is generated. The calculation of the exact dimensions of the spherical structure is presented in Sect. 2.4.

These two representations are limiting cases of the layout and ordering of the ISM, and we discuss their respective impact on the results.

## 2.2. Modelling the Galactic magnetic field

The structure of the GMF is often described with two components: the regular GMF and the turbulent GMF. These two components are probed with measurements of the total and polarised synchrotron emission and Faraday rotation of pulsars and extragalactic sources. Recent studies (Sun et al. 2008; Sun & Reich 2010; Jansson & Farrar 2012) tend to show that the regular GMF could be made up of a disk field and a halo field component.

We modelled the disk regular component using the model of Jaffe et al. (2010), which is a parametric two-dimensional coherent spiral arm magnetic field model that provides predictions for observables, such as synchrotron intensities and Faraday rotation measures. To obtain a complete three-dimensional model of the regular GMF, we assumed that the spiral field strength decreases exponentially above and below the Galactic plane with a scale height of 1 kpc (see e.g. Prouza & Šmída 2003; Sun et al. 2008).

The configuration of the halo regular field is even more uncertain than that of the disk regular field. It has been suggested that this halo component is a poloidal field with a dipole shape (see Han 2004, for a review). Based on this dipole morphology, Prantzos (2006) argues that the positrons produced in the disk could be transported into the bulge, thereby explaining the atypical 511 keV emission distribution. However, the recent analysis by Jansson & Farrar (2012) found support for the presence of an X-shape magnetic field in the Galactic halo, as could be expected from observations of X-shape fields in external spiral galaxies seen edge-on (see e.g. Krause 2009). Due to the uncertainties in our knowledge of the halo GMF, we tested three configurations of the halo regular field: no halo field, the dipole field as described in Prouza & Šmída (2003), and the X-shape field as described in Jansson & Farrar (2012). The three configurations will be respectively denoted by N, D, and X in the tables.

The status of the GMF in the Sgr A\* region is rather uncertain and has never been thoroughly reviewed. In this work, we assumed that the magnetic field in all the diffuse and ionised regions near Sgr A\* is perpendicular to the Galactic plane and has a strength of 0.1 mG (see Ferrière 2012, for a description of the Sgr A\* region). We then assumed that the magnetic field in the dense and neutral regions is oriented along the long dimension of the local clouds and has a strength of 1 mG (Ferrière 2009, and references therein).

In addition to the regular component, we modelled the turbulent GMF using the plane wave approximation method described by Giacalone & Jokipii (1994). We assumed that magnetic field fluctuations follow a Kolmogorov spectrum and have a maximum turbulent scale  $\lambda_{\max}$  in the range 10–100 pc in the hot and warm ISM phases and 1–10 pc in the cold neutral and molecular phases of the ISM. In previous studies of the positron propagation (Prantzos 2006; Jean et al. 2009), the ratio  $\delta B/B_0$  was assumed to be constant throughout the Galaxy. Here, we allowed this ratio to vary in space in the GD with  $\delta B/B_0$  increasing smoothly from one in interarm regions to two along the arm ridges (see Jaffe et al. 2010). We set this ratio to one in the GB.

## 2.3. Modelling the positron sources

The most promising source of Galactic positrons is the  $\beta^+$ -decay of unstable nuclei synthesised in massive stars or supernovae. The reasons for this are that (a) some radio-isotopes emitting positrons, such as  $^{26}\text{Al}$  and  $^{44}\text{Ti}$ , have been observed within the Galaxy via the gamma-ray or X-ray lines that accompany their decay; (b) the observed or theoretical radio-isotope yields can supply positrons so as to feed the 511 keV luminosity derived from INTEGRAL observations; and (c) the positrons from

radioactivity are released in the ISM with energies that are on average lower than 1 MeV, which agrees with the constraints obtained by Beacom & Yüksel (2006) and Sizun et al. (2006). In the following, we make a short summary of Sect. 4 of Martin et al. (2012), who present all of the properties of each source studied here, and we highlight the slight differences with their work. We assumed a steady-state Galactic production rate of all the following radioisotopes.

The radio-isotope  $^{26}\text{Al}$  decays with a lifetime of  $\sim 1$  Myr, emitting a gamma photon at 1809 keV and a positron 82% of the time. Its spatial distribution is strongly correlated with the free-free emission from HII regions surrounding massive stars (Knödlseeder et al. 1999), confirming that its nucleosynthesis is linked to massive stars. We therefore used the free-electron spatial distribution (NE2001 model) of Cordes & Lazio (2002) for the distribution of  $^{26}\text{Al}$ . More specifically, we adopted the thin disk and spiral arm components of the NE2001 model for the disk massive stars. In the following, we call this component the star-forming disk (SFD) component. We also took the Galactic center (GC) component from the NE2001 model into account, since roughly 10% of the massive stars could be formed in the inner stellar bulge ( $R < 0.2$  kpc), following the argument given by Higdon et al. (2009). This component is quite similar to the CMZ defined in Ferrière et al. (2007), so in the following we call it the CMZ component and assign it 10% of the  $^{26}\text{Al}$  positrons. Thanks to the very long decay lifetime of  $^{26}\text{Al}$ , positrons are very likely injected into the ISM with their original  $\beta^+$ -spectrum with a mean energy of  $\approx 0.45$  MeV. The steady-state Galactic production rate of  $^{26}\text{Al}$  positrons can be derived from the present-day mass equilibrium of  $^{26}\text{Al}$  in the Galaxy. Here, we took the value of  $\approx (2.8 \pm 0.8) M_{\odot}$  (Diehl et al. 2006), but we also took note of the estimate of  $(1.7-2.0 \pm 0.2) M_{\odot}$  derived by Martin et al. (2009). With a  $\beta^+$ -decay branching ratio of 82%, we obtain a positron production rate  $\approx (3.2 \pm 0.9) \times 10^{42} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ .

The radio-isotope  $^{44}\text{Ti}$  decays with a lifetime of  $\approx 85$  yr into  $^{44}\text{Sc}$ , which in turn decays very quickly into  $^{44}\text{Ca}$ , emitting a positron 94% of the time.  $^{44}\text{Ti}$  is mainly synthesised during core-collapse supernova explosions (ccSNe) of massive stars. Thus, we used the same spatial distribution (SFD+CMZ) as for  $^{26}\text{Al}$  for the spatial distribution of  $^{44}\text{Ti}$ . The  $^{44}\text{Ti}$  positrons have to travel across stellar ejecta before entering the ISM, but because of the intermediate decay lifetime of the radioisotope, we assumed that  $^{44}\text{Ti}$  positrons are also released into the ISM with their original  $\beta^+$ -spectrum with a mean energy of  $\approx 0.6$  MeV. Based on the production rate of  $^{56}\text{Fe}$  and the measured solar ( $^{44}\text{Ca}/^{56}\text{Fe}$ ) $_{\odot}$  ratio (see Prantzos et al. 2011), the positron production rate from  $^{44}\text{Ti}$  is  $\approx 3 \times 10^{42} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ . We assumed an uncertainty range of  $\pm 50\%$  on this positron injection rate to reflect the uncertainties on the  $^{44}\text{Ti}$  production rate.

The radio-isotope  $^{56}\text{Ni}$  decays with a lifetime of  $\approx 9$  days into  $^{56}\text{Co}$ , which in turn decays with a lifetime of  $\approx 111$  days into  $^{56}\text{Fe}$ , emitting a positron 19% of the time. The  $^{56}\text{Ni}$  is synthesised during ccSNe and thermonuclear supernova explosions (SNe Ia), but SNe Ia are by far the dominant source of positrons thanks to their higher iron yield per event and their much higher positron escape fraction from the ejecta (Martin et al. 2012).  $^{56}\text{Ni}$  therefore follows the time-averaged spatial distribution of SNe Ia in the Galaxy. Sullivan et al. (2006) show that the spatial distribution of SNe Ia is a combination of the young stellar populations and the stellar mass distributions. We thus assumed that a distribution of old/delayed SNe Ia follows an exponential disk (ED) with a central hole plus an ellipsoidal bulge (EB), both components tracing the stellar mass (see Sect. 6.1 of Martin et al. 2012). Then, a population of early/prompt SNe Ia is associated

with the SFD. We do not consider early/prompt SNe Ia occurring in the CMZ because the uncertainties on the SNe Ia rate in this region are large (see for instance Schanne et al. 2007). We discuss that point in Sect. 3.3.

$^{56}\text{Ni}$  and  $^{56}\text{Co}$  have very short lifetimes and their positrons are injected directly into the ejecta of the supernova, very likely experiencing strong energy losses before reaching the ISM. Therefore, the  $\beta^+$ -spectrum of  $^{56}\text{Co}$  positrons is altered in comparison with the original  $\beta^+$ -spectrum. Using the method of Martin et al. (2010, Sect. 5), we computed some altered  $\beta^+$ -spectra for three escape fractions from the ejecta: 0.5%, 5% and 10%. We chose these three values because they lie in the range of the estimations of several studies (see Chan & Lingenfelter 1993; Milne et al. 1999, for instance). The calculated altered  $\beta^+$ -spectra have a mean energy of 105, 175, and 205 keV for the escape fraction of 0.5%, 5%, and 10%, respectively. These values are very different from the mean energy of  $\sim 0.6$  MeV of the unaltered  $\beta^+$ -spectrum. Using the same computation as Martin et al. (2012, Eq. (1)) for the SN Ia occurrence rate, we derived a positron injection rate of 4.45, 4.17, and  $6.0 \times 10^{42} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$  for the ED, the EB, and the SFD components, respectively. These values are given for a typical  $^{56}\text{Ni}$  yield of  $0.6 M_{\odot}$  per event, a  $\beta^+$ -decay branching ratio of 19% and a positron escape fraction of 5% from the stellar ejecta<sup>2</sup>.

#### 2.4. Modelling the propagation physics

After being released in the ISM by their parent radio-isotope, positrons propagate within the Galaxy, slowing down until they annihilate directly with an electron or via positronium (Ps) formation. The Ps is the bound state of a positron with an electron, which is formed 25% of the time in the para-Ps state and 75% of the time in the ortho-Ps state. The ortho-Ps decays in 140 ns into three photons of energies totalling 1022 keV and the para-Ps decays in 0.125 ns into two photons of 511 keV contributing to the 511 keV  $\gamma$ -ray, which is also produced by the direct annihilation of a positron with an electron (Guessoum et al. 1991, 2005).

A positron can propagate in the Galaxy under two different regimes: collisional or collisionless (Jean et al. 2009). In the collisional regime, the positron has a ballistic motion; it propagates spiralling along the Galactic magnetic field lines undergoing pitch angle scattering due to collisions with gas particles. In the collisionless regime, the positron scatters off magneto-hydrodynamic waves associated with interstellar turbulence. Jean et al. (2009) show that positrons could only interact with the Alfvén wave turbulent cascade in the ionised phases of the ISM, but the anisotropy of magnetic perturbations very likely makes this transport mode inefficient (see also Yan & Lazarian 2002). In this study, we only considered the collisional transport mode. We considered continuous energy-loss processes (Coulomb collisions, inverse Compton scattering, synchrotron), binary interactions with atoms and molecules (ionisation and excitation), and pitch angle scattering as described in Sect. 3 of Jean et al. (2009).

A positron travels through the different phases of the ISM. In the random ISM model (as defined in Sect. 2.1), we assumed that the positron leaves a given phase when the distance travelled inside this phase is greater than a certain distance  $d$  that is derived randomly from the probability density function of the

distances that a particle can cross through a sphere of diameter  $d_i$  in a straight line:

$$d = \sqrt{\lambda} \times d_i, \quad (1)$$

where  $\lambda$  is a random number uniformly distributed between 0 and 1, and  $d_i$  is selected randomly in the typical size ranges of the considered ISM phase (see Table 4 of Jean et al. 2006). The new ISM phase  $i$  is chosen randomly according to the probability

$$P_i = \frac{N_i \sigma_i}{\sum_j N_j \sigma_j} = \frac{\phi_i/d_i}{\sum_j \phi_j/d_j}, \quad (2)$$

where  $\sigma_i$  is the cross section of the spherical region of phase  $i$  ( $\sigma_i = \pi d_i^2/4$ ) and  $N_i$  is the number density of spherical regions of phase  $i$  ( $N_i \propto \phi_i/V_i$ , with  $V_i = \pi d_i^3/6$  the volume of phase  $i$ ).

In the structured ISM model, the positron is injected at the surface of a new spherical structure. The radius of this structure,  $r_{\text{sphere}}$ , is selected randomly between 50 and 100 pc, which roughly corresponds to the observed radii of evolved supernova remnants or the maximum sizes of the HIM (see Table 4 of Jean et al. 2006). In the CMZ, the radius  $r_{\text{sphere}}$  is selected randomly between 15 and 30 pc. With this range of  $r_{\text{sphere}}$  and a molecular gas filling factor  $\phi_{\text{MM}} \approx 10\text{--}12\%$ , we find that the innermost molecular region has a radius  $\approx 7\text{--}15$  pc, consistent with the observed sizes of molecular clouds in the CMZ (see e.g. Oka et al. 1998).

At a given Galactic location, each phase filling factor  $\phi_i$  is supposed to be known. In accordance with these filling factors, we fill the structure, from the outer surface to the centre, with ISM phases of decreasing temperature and ionisation fraction. The radius of shell  $s$  is thus given by

$$r_s = \begin{cases} r_{\text{sphere}}, & s = 4 \\ \left( r_{s+1}^3 - r_{\text{sphere}}^3 \times \phi_{s+1} \right)^{\frac{1}{3}}, & s = 0, 1, 2, 3, \end{cases} \quad (3)$$

where  $s = 0, 1, 2, 3, 4$  refers to the MM, CNM, WNM, WIM, HIM, respectively. The ISM phases are thus fixed. This model locally reproduces the filling factors and specific transitions between the ISM phases. The positron is free to travel inside this onion skin structure until it escapes or annihilates. When the positron escapes, a new spherical structure is generated, tangent to the previous spherical structure, with the new local filling factors of the different ISM phases.

#### 2.5. Summary of a Monte Carlo simulation

In the Monte Carlo code, the positron is first injected randomly in the Galaxy, at a certain location depending on the initial spatial distribution of its radioisotope, with a certain energy selected randomly from the original or altered  $\beta^+$ -spectrum of the radioisotope (see Sect. 2.3). We assume that the positron is released in the HIM with the direction of its initial velocity chosen randomly according to an isotropic velocity distribution. Then, the positron propagates in the collisional regime following the turbulent and regular GMF lines (see Sect. 2.2), experiencing continuous energy losses, pitch angle scattering, and potentially binary interactions in the ISM phase in which it is travelling (see Appendix B of Jean et al. 2009, to have a complete overview of the Monte Carlo algorithm). During its lifetime, the positron changes ISM phase as described in Sect. 2.4. We emphasise that the collisional transport of the positron is truly inhomogeneous given that each ISM phase has its own regular magnetic field as a function of the current Galactic location and its own magnetic turbulence properties (see Sect. 2.2).

<sup>2</sup> The  $^{56}\text{Ni}$  positron production rate for a SN Ia escape fraction of 0.5% and 10% can be derived by multiplying the values cited in the text by a factor 0.1 and 2, respectively.

The tracking of a positron stops when it annihilates in-flight or when its energy drops below a threshold energy that we set to 100 eV, below which the distance travelled by a positron is short compared to the size of any phase, except in the HIM where we nevertheless keep on modelling the transport of the thermalised positrons. Owing to the very low density of the HIM, thermal positrons are very likely to escape the HIM and then to annihilate in a surrounding denser medium. Once the positron has annihilated, we store its final position, propagation time, energy, and ISM phase. The simulation can also stop when the positron escapes the Galaxy, i.e., when the positron goes higher than 5 kpc on either side of the Galactic plane or beyond 20 kpc in Galactocentric radius.

By simulating a great number of positrons ( $N_0 = 10^5$ ), we can estimate the steady state intensity spatial distribution at 511 keV. For a given source  $m$  (defined by a radio-isotope, together with one of its spatial components), a given halo magnetic field configuration and a given escape fraction for SN Ia positrons, storing the final parameters allows us to calculate the steady state 511 keV total annihilation flux:

$$F_{511}^m = \sum_{k=1}^{N_0} \frac{2 \times (1 - 0.75 f_{Ps,k})}{4\pi d_k^2} \times \frac{\dot{N}_{e^+}^m}{N_0}, \quad (4)$$

where  $d_k$  and  $f_{Ps,k}$  represent the distance of the annihilated positron  $k$  to the Sun, and the total Ps fraction of the ISM phase in which positron  $k$  annihilates (calculated from [Guessoum et al. 2005](#)).  $\dot{N}_{e^+}^m$  is the positron production rate for source  $m$ , reduced by the positron escape fraction. To obtain the total annihilation emission flux due to all the nucleosynthesis positrons, we just need to sum over all sources  $m$ :

$$F_{511} = \sum_{m=1}^M F_{511}^m, \quad (5)$$

with  $M = 7$  as the number of possible sources ( $m = {}^{26}\text{Al} + \text{CMZ}$ ,  ${}^{26}\text{Al} + \text{SFD}$ ,  ${}^{44}\text{Ti} + \text{CMZ}$ ,  ${}^{44}\text{Ti} + \text{SFD}$ ,  ${}^{56}\text{Ni} + \text{EB}$ ,  ${}^{56}\text{Ni} + \text{ED}$ ,  ${}^{56}\text{Ni} + \text{SFD}$ ).

### 3. Results of the simulations and discussion

The numerical model described above allowed us to compute the annihilation emission associated with each radioisotope and for each spatial component of its source distribution. The predicted annihilation emission could strongly depend on two poorly known parameters: the halo magnetic field configuration and the SN Ia escape fraction  $f_{\text{esc}}$  for  ${}^{56}\text{Ni}$  positrons (see Sects. 2.2 and 2.3, respectively).

In Sect. 2.1, we introduced two representations for the distribution of phases in the ISM. All the simulations discussed below were performed for both representations and turned out to yield very similar results in terms of positron transport and the morphology of the annihilation emission. Therefore, for these aspects, only the results corresponding to the random ISM model will be presented below. The only difference in the results obtained with the two prescriptions for the ISM lies in the annihilation phase fractions, and this is discussed in Sect. 3.5, where both sets of results will be shown.

We thus carried out a total of 39 simulations ( $=3_{\text{GMF}} \times (2_{{}^{26}\text{Al}} + 2_{{}^{44}\text{Ti}} + 3_{{}^{56}\text{Ni}}) \times 3_{f_{\text{esc}}}$ ) of  $10^5$  positrons corresponding to all possible combinations of halo GMF configuration, source, and  $f_{\text{esc}}$ . These simulations give nine ( $=3_{\text{GMF}} \times 3_{f_{\text{esc}}}$ ) different total annihilation emission sky maps due to all nucleosynthesis

positrons. In Table 1, we present, for each positron source and each halo GMF configuration, the 511 keV annihilation flux in the GB, the GD, and the entire Galaxy. The bulge-to-disk flux ratios and the fractions of positrons that escape from the Galaxy are also indicated.

In the following, we first present the main results for the transport of positrons in each simulation, in particular their ranges and life times. Then, we present the predicted annihilation emission for each individual positron source and for all nucleosynthesis positrons together, depending on the GMF configuration. These models are then compared to recent measurements of the 511 keV emission by the SPI spectrometer onboard the INTEGRAL mission, which shows that the observed emission cannot be completely accounted for. We therefore discuss in a subsequent part the possible contribution of a transient source at the GC to the 511 keV emission. Finally, we present the distribution of the positron annihilation over the different ISM phases and compare it to the spectrometric constraints.

#### 3.1. Positron ranges and life times

The numerical model allowed us to track the distance travelled by positrons in our Galaxy models. Two important results consistently emerged from our simulations. First, for each positron source and for each halo GMF configuration, only a small fraction of positrons escape the Galaxy ( $\leq 7\%$ ; see Table 1). In the case of an X-shape GMF, up to 30% of the positrons produced by massive stars in the CMZ can escape the Galaxy, but these positrons represent only 10% of the Galactic production by massive stars (see Sect. 2.3). Second, whatever the positron source or the halo GMF configuration, positrons that do not escape the Galaxy only travel on average a distance  $\sim 1$  kpc from their injection site.

The travelled distance varies slightly with the halo GMF configuration and positron production sites. For instance, positrons produced in the very dense CMZ annihilate quickly and only travel about 150–300 pc, except in the simulation with the X-shape halo GMF where they travel on average 600 pc. This is because the vertical magnetic field lines of the X-shape halo GMF near the GC allow positrons to quickly escape the Galactic plane. The travelled distance also slightly varies with the initial energy of positrons. For instance,  ${}^{56}\text{Ni}$  positrons from SNe Ia occurring in the SFD travel on average  $\sim 600$ –700 pc, while the more energetic massive-star positrons ( ${}^{26}\text{Al}$  and  ${}^{44}\text{Ti}$  positrons) produced in the SFD travel on average  $\sim 0.9$ –1.1 kpc. But generally, nucleosynthesis positrons do not travel too far away from their birth places. This strongly explains that the morphologies of the 511 keV emission sky maps are very similar, as presented and discussed in Sect. 3.3, and that our simulated 511 keV spatial distributions closely reflect the spatial distributions of the positron sources.

The reasons for nucleosynthesis positrons not travelling far away from their birth places are (a) the initial positron energies are only a few 100 keV and not  $\sim 1$  MeV as usually assigned in previous studies (e.g. [Prantzos 2006](#)) and (b) here, positrons are injected in a realistic ISM where the true density of each ISM phase is taken into account, which also reduces the propagation distances. This is a stringent constraint. For instance, a positron entering the CNM near the Sun will travel in a medium with a true density  $\approx 40 \text{ cm}^{-3}$  contrary to the local CNM space-average density  $\approx 0.3 \text{ cm}^{-3}$  given by the model of [Ferrière \(1998\)](#).

Accordingly, the average lifetime of nucleosynthesis positrons also depends slightly on the initial energy of positrons, the halo GMF configuration, or the positron production sites.

**Table 1.** Bulge, disk, and total 511 keV annihilation fluxes (in  $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) for  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{44}\text{Ti}$ , and  $^{56}\text{Ni}$  positrons.

Source	SN Ia escape fraction (%)	Halo GMF configuration	Bulge flux ( $\times 10^{-5}$ )	Disk flux ( $\times 10^{-4}$ )	Total flux ( $\times 10^{-4}$ )	Bulge/Disk ratio (%)	Galactic escape fraction (%)
$^{26}\text{Al}$	N/A	N	2.4	$5.2 \pm 0.4$	$5.5 \pm 0.4$	$4.6 \pm 0.4$	0.4
		D	2.7	$4.8 \pm 0.1$	$5.1 \pm 0.1$	$5.6 \pm 0.2$	1.0
		X	1.9	$4.8 \pm 0.2$	$5.0 \pm 0.2$	$3.9 \pm 0.1$	5.0
$^{44}\text{Ti}$	N/A	N	2.3	$5.3 \pm 0.3$	$5.5 \pm 0.3$	$4.3 \pm 0.2$	0.7
		D	2.6	$4.5 \pm 0.1$	$4.7 \pm 0.1$	$5.8 \pm 0.2$	1.6
		X	1.7	$5.2 \pm 0.5$	$5.4 \pm 0.5$	$3.2 \pm 0.3$	7.0
$^{56}\text{Ni}$	0.5%	N	1.2	$2.3 \pm 0.2$	$2.4 \pm 0.2$	$5.5 \pm 0.5$	0.2
		D	1.3	$2.2 \pm 0.2$	$2.4 \pm 0.2$	$5.9 \pm 0.5$	0.6
		X	0.9	$2.1 \pm 0.1$	$2.2 \pm 0.1$	$4.4 \pm 0.2$	4.3
	5%	N	12.1	$20.4 \pm 0.7$	$21.6 \pm 0.7$	$5.9 \pm 0.2$	0.4
		D	13.4	$20.7 \pm 0.9$	$22.0 \pm 0.9$	$6.5 \pm 0.3$	0.9
		X	8.6	$20.8 \pm 1.1$	$21.7 \pm 1.1$	$4.1 \pm 0.2$	6.0
	10%	N	24.0	$42.5 \pm 1.6$	$44.9 \pm 1.6$	$5.6 \pm 0.2$	0.5
		D	27.0	$40.8 \pm 1.6$	$43.5 \pm 1.6$	$6.6 \pm 0.3$	1.0
		X	16.8	$41.9 \pm 4.0$	$43.6 \pm 4.0$	$4.0 \pm 0.4$	6.5
0.5%	N	5.9	$12.8 \pm 0.6$	$13.3 \pm 0.6$	$4.7 \pm 0.2$	0.5	
	D	6.6	$11.5 \pm 0.3$	$12.2 \pm 0.3$	$5.8 \pm 0.1$	1.2	
	X	4.5	$12.2 \pm 0.6$	$12.6 \pm 0.6$	$3.7 \pm 0.2$	5.7	
$^{56}\text{Ni} + ^{44}\text{Ti} + ^{26}\text{Al}$	5%	N	16.8	$30.9 \pm 0.9$	$32.6 \pm 0.9$	$5.5 \pm 0.2$	0.5
		D	18.7	$30.0 \pm 0.9$	$31.8 \pm 0.9$	$6.3 \pm 0.2$	1.0
		X	12.2	$30.9 \pm 1.3$	$32.2 \pm 1.3$	$3.9 \pm 0.2$	6.0
	10%	N	28.7	$53.0 \pm 1.7$	$55.9 \pm 1.7$	$5.5 \pm 0.2$	0.5
		D	32.3	$50.1 \pm 1.6$	$53.3 \pm 1.6$	$6.5 \pm 0.2$	1.0
		X	20.3	$52.0 \pm 4.1$	$54.0 \pm 4.1$	$3.9 \pm 0.3$	6.4

**Notes.** In the third column, N, D, and X stand for no halo field, dipole, and X-shape, respectively. For  $^{56}\text{Ni}$  positrons, the fluxes are indicated for three different escape fractions from the SN Ia ejecta. The escape fractions indicated for the cumulated three radioactive sources only apply to  $^{56}\text{Ni}$  positrons. We also indicate the bulge-to-disk flux ratios and the fractions of positrons that escape the Galaxy. The uncertainties were calculated by a bootstrap method. The uncertainties are not shown for the bulge flux and the Galactic escape fraction because the maximum relative uncertainty is only  $\sim 0.5\%$  and  $\sim 5\%$ , respectively.

Regardless of the halo field configuration and the escape fraction, the SN Ia positrons slow down in  $\sim (5-8) \times 10^5$  years when they are produced in the EB or the ED component, which mainly consists of tenuous Galactic regions (GB). In contrast, when they are produced in the denser regions of the SFD, they slow down in only  $\sim (2-4) \times 10^5$  years. The more energetic massive-star positrons slow down on average in  $\sim (6-7) \times 10^5$  years when they are produced in the SFD. However, their mean lifetime depends on the halo GMF configuration when they are produced in the CMZ. With a dipole halo field, they slow down in only  $\sim 1 \times 10^5$  years, whereas they slow down on average in  $\sim 7 \times 10^5$  years with a X-shape halo field.

The simulations cannot explain the large bulge-to-disk (B/D) flux ratio of  $\sim 1-3$  derived from INTEGRAL/SPI observations (Knödlseder et al. 2005). We only obtain B/D flux ratios of  $\sim 0.05$  for comparison. The reason is that the nucleosynthesis positrons produced in the GD cannot reach the GB. Our simulations thus do not support the scenario proposed by Prantzos (2006), who suggests that SN Ia positrons produced in the GD could be transported via a dipole GMF into the GB. However, the dipole halo field could play an important role confining positrons produced in the CMZ, as we see in Sect. 3.3.

### 3.2. 511 keV annihilation emission

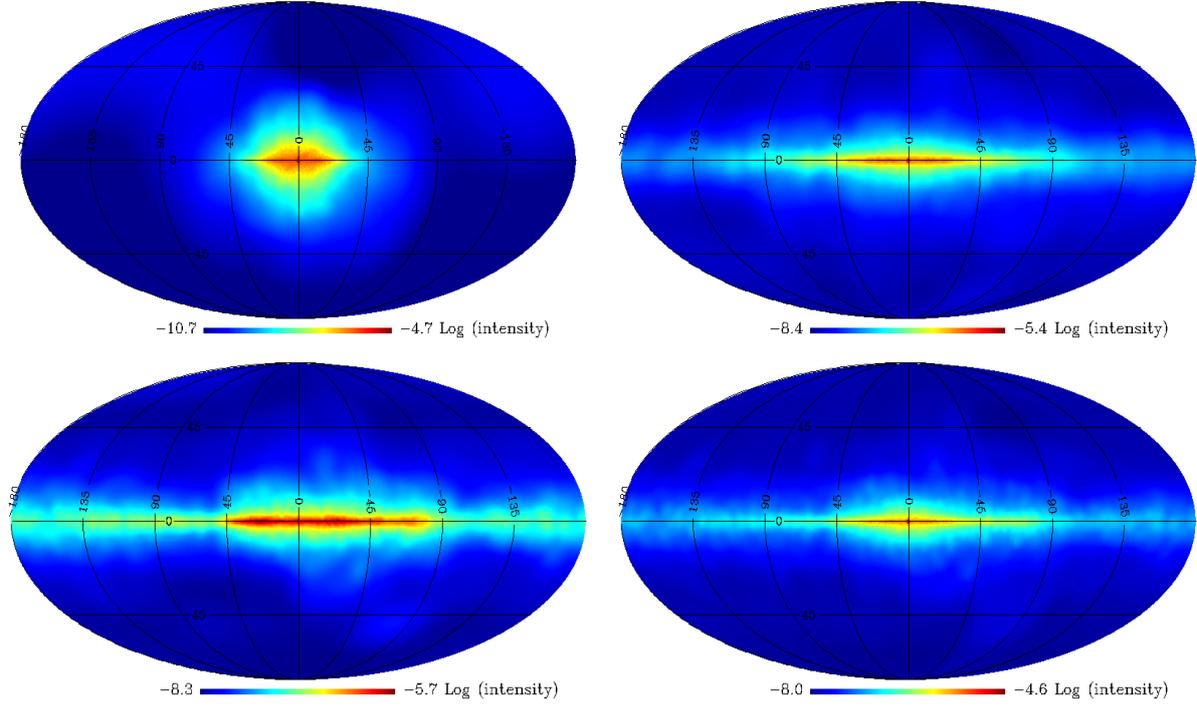
Unless stated otherwise, all the results presented below were obtained for a dipole halo GMF and an SN Ia escape fraction  $f_{\text{esc}} = 5\%$ . Figures 1 and 2 show the all-sky intensity maps of the annihilation emission for  $^{56}\text{Ni}$  positrons and  $^{26}\text{Al} + ^{44}\text{Ti}$

positrons, respectively. (We present the cumulated emission from positrons from  $^{26}\text{Al}$  and  $^{44}\text{Ti}$  because their respective contributions have the same morphology, see Fig. 5, because they have the same progenitors and similar injection energies.) In these figures, the 511 keV intensity distribution of each spatial component of the source distribution is given before showing the total 511 keV intensity distribution. Figure 3 shows the 511 keV intensity distribution for the annihilation of all nucleosynthesis positrons for each halo GMF configuration and with  $f_{\text{esc}} = 5\%$ . The longitude profiles of these sky maps are presented in Fig. 4, while Fig. 5 shows the longitude profile for each positron source and each  $f_{\text{esc}}$ , in the case of a dipole halo GMF configuration.

The halo GMF configuration has very little effect on the 511 keV emission morphology, as illustrated by Fig. 3. The longitude profiles (Fig. 4) confirm this trend and underline that the 511 keV emission spatial distribution reflects the positron source spatial distribution. We present in this figure the longitude profile of the 511 keV emission corresponding to the case where positrons annihilate at their sources without propagation. This profile is very similar to the three other profiles, which is explained by the fact that nucleosynthesis positrons do not propagate very far away from their birth places.

For SN Ia positrons, the escape fraction has very little impact on the distribution of the resulting 511 keV intensity sky maps because of slight differences in the energy spectra (see Sect. 2.3). The main difference resides in the normalisation of the 511 keV intensity map, which depends on the positrons injection rate in the Galaxy (see Fig. 5). This can also be seen in Table 1, in which the total 511 keV Galactic flux of each simulation is quasi-proportional to its  $f_{\text{esc}}$ , for a given GMF configuration.

A. Alexis et al.: Monte Carlo modelling of the propagation and annihilation of nucleosynthesis positrons in the Galaxy



**Fig. 1.** Simulated all-sky maps of the 511 keV intensity distribution (in  $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ) for  $^{56}\text{Ni}$  positrons with the dipole halo field configuration and an SN Ia escape fraction of 5%. The maps correspond to the 511 keV emission of positrons produced in the ellipsoidal bulge component (*top left*), the holed exponential component (*top right*), the SFD component (*bottom left*), and the entire Galaxy (by summing the three previous all-sky maps; *bottom right*).

In Fig. 3, the bulk of the 511 keV emission due to all nucleosynthesis positrons is concentrated in the longitude range  $|l| \leq 50^\circ$ , in agreement with the extent measured by INTEGRAL/SPI (Weidenspointner et al. 2008a; Bouchet et al. 2010). The sky maps have a highly-peaked 511 keV emission from the inner bulge, mostly due to the annihilation of  $^{26}\text{Al}$  and  $^{44}\text{Ti}$  positrons produced in the CMZ. The main difference between the three GMF models comes from this emission component. The 511 keV intensity in the inner bulge is  $\sim 1.25$  and  $\sim 2.5$  times higher in the Galaxy model with a dipole halo GMF than in a Galaxy without a halo GMF and with an X-shape halo GMF, respectively.

Another noteworthy feature concerning the morphology is the asymmetric emission from the GD. This is due to the annihilation emission of positrons produced in the SFD (see the same feature in Figs. 1 and 2). The longitude extent of their GD emission is larger towards negative longitudes than toward positive longitudes. Most of the emission comes from between  $0$  to  $l \approx -75^\circ$  at negative longitudes, whereas it comes from between  $0$  to  $l \approx 45^\circ$  at positive longitudes (see also Figs. 4 and 5). This occurs because the line of sight towards  $l \approx -75^\circ$  follows the positron-producing Sagittarius-Carina arm from the NE2001 model over a long distance (see Fig. 6 of Cordes & Lazio 2002).

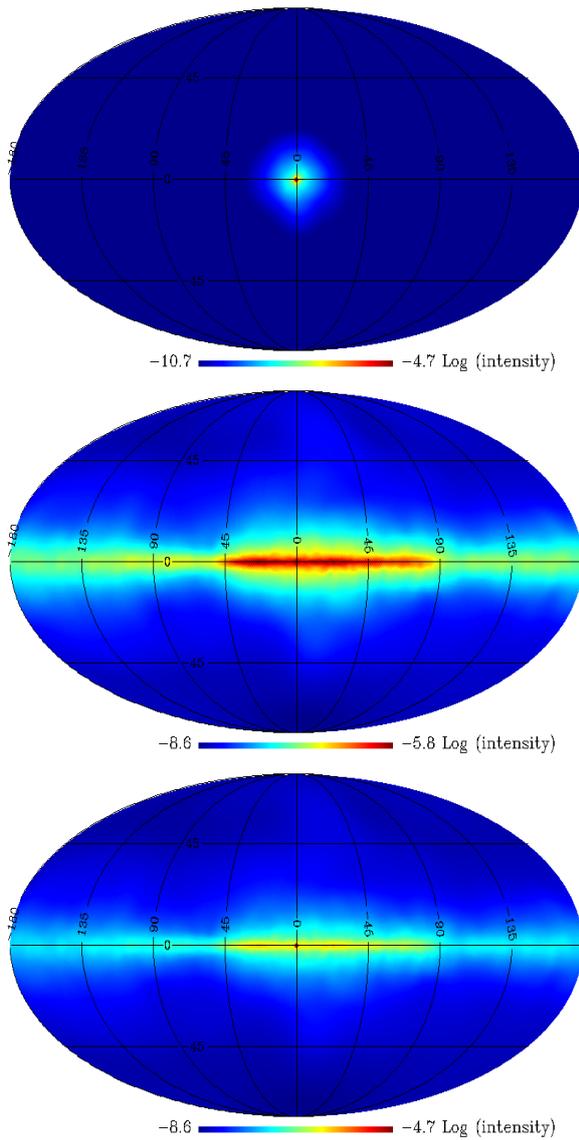
### 3.3. Comparison to the INTEGRAL/SPI data

We compared the simulated sky maps to INTEGRAL/SPI observations by a model fitting method, in which a sky model convolved by the instrument response function is fitted to the data, along with a model of the instrumental background. The main results of a model fitting are the maximum likelihood ratio (MLR),

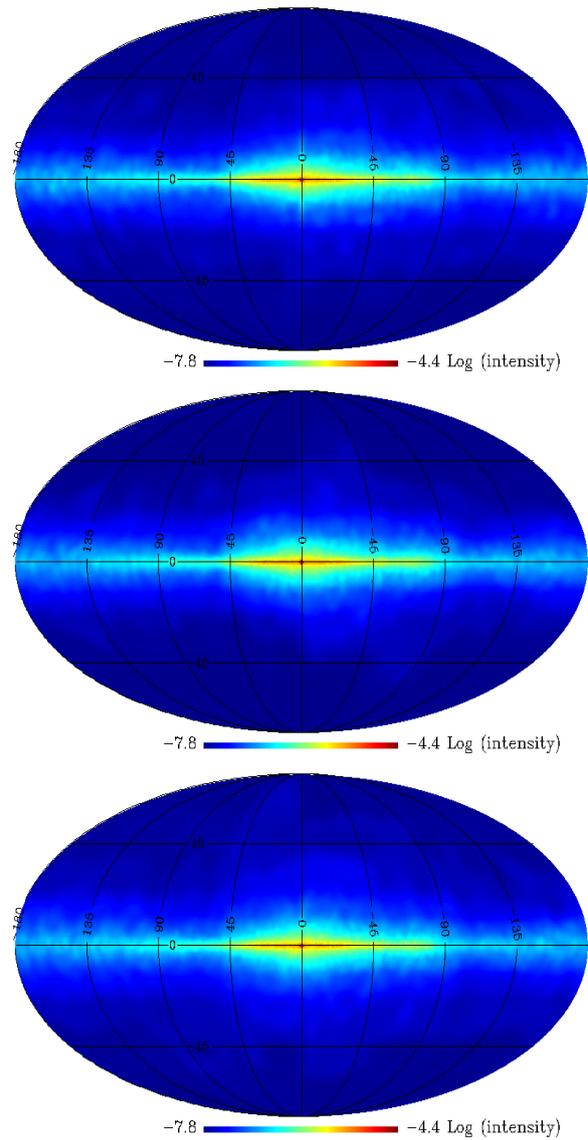
which basically allows different models to be compared, and the fit parameters, which in the present case correspond to the rescaling of the model required for a better match to the data (see Knödlseder et al. 2005, for further information on the model-fitting procedure). In this study, we used public data of the spectrometer SPI taken between December 9, 2002 and August 20, 2010. We performed the model fitting analysis in a 5 keV wide energy bin centred at 511 keV, including the Crab and Cygnus X-1 as point sources for the sake of completeness. We then compared our results to a phenomenological analytical model.

For the latter, we used the analytical model from Weidenspointner et al. (2008b). It is composed of a small spheroidal Gaussian superimposed on a large spheroidal Gaussian to account for the bulge emission (the inner and outer bulges, respectively), and a holed exponential disk like the one described by Robin et al. (2003) for the young stellar population to represent the GD emission. We updated the spatial components (widths and positions of the Gaussians, scale length, and height of the disk) of their model from a fit to our data set. In contrast to the original model, we used a large Gaussian that was slightly shifted toward negative longitudes ( $\sim -1^\circ$ ) because this improves the fit to the data (see also Skinner et al. 2010). In the following, this best-fit updated analytical model will be referred to as UW and its inner and outer spheroidal Gaussian components as IB and OB, respectively. The longitude profile of this model is presented in Fig. 4. It is plotted for the inner Galactic region alone ( $|l| \geq 50^\circ$ ) because it is currently unconstrained outside of this range (Bouchet et al. 2010).

Looking at Fig. 4, it first appears that the normalisation of our models is too high. Reducing the positron injection rates



**Fig. 2.** Simulated all-sky maps of the 511 keV intensity distribution (in  $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ) for  $^{26}\text{Al}$  and  $^{44}\text{Ti}$  positrons with the dipole halo field configuration. *From top to bottom*, the maps correspond to the 511 keV emission of positrons produced in the CMZ component, in the SFD component, and in the entire Galaxy (by summing the two above all-sky maps).



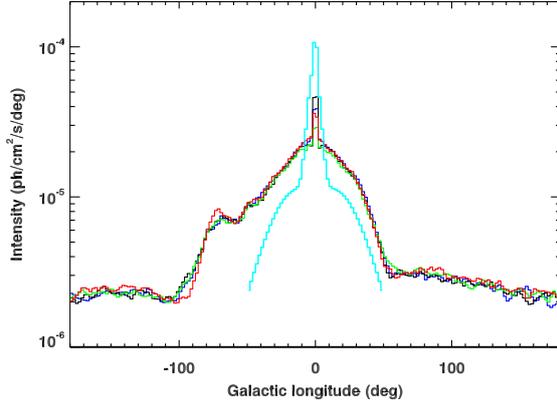
**Fig. 3.** Simulated all-sky maps of the 511 keV intensity distribution (in  $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ) for all nucleosynthesis positrons, with an SN Ia escape fraction of 5% for  $^{56}\text{Ni}$  positrons, and for the three halo GMF configurations. *From top to bottom*, the maps correspond to no halo field, the dipole field, and the X-shape field. The sky maps have been put on the same intensity logarithmic scale.

used as a base case by a factor  $\sim 2$  would bring the predictions in line with the observations (a more quantitative discussion is given below). Nevertheless, it is obvious that none of our intensity sky maps, regardless of the halo GMF configuration, can fully account for the 511 keV emission. Renormalising the intensity would make it possible to account for the GD emission in the  $|l| = (10-50)^\circ$  range, but in any case would not account for the full bulge emission. An additional source is thus necessary to explain the bulge emission, especially the outer bulge. However, in contrast to our previous study in [Martin et al. \(2012\)](#), we observe a strong and sharp intensity peak at the position of the

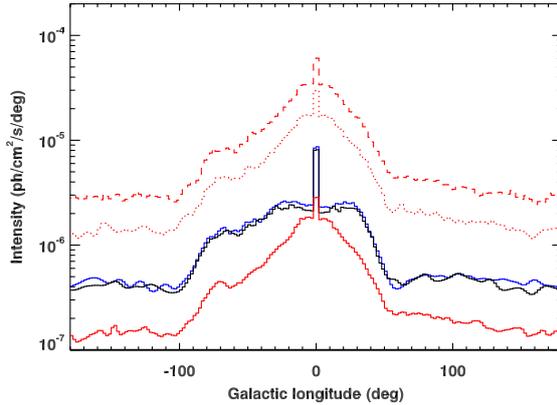
GC region, which seems to match the inner bulge component. The reason is that we carefully modelled the CMZ and took the massive-star positrons produced there into account. Depending on the halo GMF configuration, the very dense CMZ is a major trap for (a) positrons that are directly injected in the CMZ and (b) positrons that are channelled into it (see the central intensity peak for each source in [Fig. 5](#)).

We confirmed by model fitting that our simulated 511 keV Galactic distributions can account for the observed GD emission as satisfactorily as the disk component of the best-fit analytical model. Fitting to the data the IB and OB components of the

A. Alexis et al.: Monte Carlo modelling of the propagation and annihilation of nucleosynthesis positrons in the Galaxy



**Fig. 4.** Longitude profiles of the 511 keV emission of all nucleosynthesis positrons, with an SN Ia escape fraction of 5% for  $^{56}\text{Ni}$  positrons and for the three halo GMF configurations (corresponding to the maps in Fig. 3, with an integration range  $|b| \leq 10^\circ$ ): no halo field (blue curve), dipole field (black curve), and X-shape field (green curve). The red curve corresponds to the longitude profile of all nucleosynthesis positrons in the absence of propagation, assuming they annihilate in a medium with a positronium fraction of 0.95. The cyan curve corresponds to an analytical model obtained by model fitting to INTEGRAL/SPI observations and given only over the longitude range where data are constraining (see text). The difference in normalisation shows that the positron injection rates used in the model are overestimated by a factor  $\sim 2$ .



**Fig. 5.** Longitude profiles of the 511 keV emission (integration range  $|b| \leq 10^\circ$ ) from  $^{26}\text{Al}$  (blue curve),  $^{44}\text{Ti}$  (black curve), and  $^{56}\text{Ni}$  (red curves) positrons, with an SN Ia escape fraction of 0.5% (solid curve), 5% (dotted curve), and 10% (dashed curve) for  $^{56}\text{Ni}$  positrons, in the case of a halo dipole field configuration.

best-fit analytical model, together with our simulated 511 keV intensity distributions, yields the results presented in Table 2, for  $f_{\text{esc}} = 5\%$  and the three halo GMF configurations. (The fits for the other values of  $f_{\text{esc}}$  give similar MLR but with different scaling factors.) Statistically, our simulated emission models describe the measured disk emission as well as the young stellar population disk of the analytical best-fit model. The maximum difference in MLR is about six, which is not significant. Therefore, the fit to the data does not allow us to constrain the halo GMF configuration. Moreover, regardless of the halo field, the fitted fluxes of our simulated disk models are similar. The

**Table 2.** Results of the fits of our simulated 511 keV emission spatial distributions due to all nucleosynthesis positrons, with an SN Ia escape fraction of 5% for  $^{56}\text{Ni}$  positrons, and for the three halo GMF configurations, to about 8 years of INTEGRAL/SPI observations.

Model	Inner	Outer	Disk	MLR
N	$1.07 \pm 0.17$	$5.6 \pm 0.3$	$17.1 \pm 1.3$	2761.3
D	$0.72 \pm 0.17$	$5.8 \pm 0.3$	$17.1 \pm 1.6$	2760.9
X	$1.18 \pm 0.17$	$5.7 \pm 0.3$	$17.9 \pm 1.6$	2763.7
UW	$1.44 \pm 0.17$	$5.7 \pm 0.3$	$13.9 \pm 1.3$	2766.6

**Notes.** The N, D, and X models are those with no, dipole, and X-shape halo fields, respectively. The UW model is the updated best-fit analytical model. Columns 2–4 give the fitted flux in  $10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  for the inner bulge, outer bulge, and disk components. Column 5 gives the maximum likelihood ratio. For the sake of completeness, the Crab and Cygnus X-1 fluxes in the 508.5–513.5 keV band were also fitted during the fit procedure.

scaling factors for all our models are about 0.5. This means that the positron production rate of one or several radioisotopes has perhaps been overestimated (see Sect. 2.3 for the uncertainties).

The major difference between these different model fits lies in the fitted flux for the IB component, because our simulated 511 keV intensity distributions already include a strong peak at the Galactic centre position, although at different levels depending on the GMF. The IB component emission for a dipole halo field is  $\approx 33\%$  and  $\approx 40\%$  lower than for a no halo field and an X-shape halo field, respectively. The reason is that the dipole halo field confines positrons produced in the CMZ and makes them annihilate quickly, compared to the other two configurations (see Sect. 3.1). Moreover, the dipole halo field is more likely to channel positrons produced by SNe Ia in the GB towards the CMZ. Thus, with the dipole halo GMF, the inner bulge emission in our model is more intense, and the analytical IB component superimposed on it needs to have a lower flux to bring the total emission up to the observed level.

In summary, our fits showed that the data cannot constrain the halo GMF configuration or the SN Ia escape fraction because of the strong similarities between our different sky maps.

We then sought to independently estimate the contribution of each positron source to the Galactic 511 keV emission, and even beyond the contribution of some of their source components. To do this, we carried out a series of fits to the data with different emission models and/or combinations of models derived from the simulations with a dipole halo GMF. The results of the fits are shown in Table 3. For massive-star positrons, we did not make any distinction between  $^{26}\text{Al}$  and  $^{44}\text{Ti}$  because of their very similar intensity distributions. We thus used  $^{26}\text{Al}$  models alone and considered the more uncertain  $^{44}\text{Ti}$  as a possibility for increasing the intensity by a factor of up to 2 (see Sect. 2.3).

In a first step, we fitted to the data only one emission model related to positrons from one radioisotope, all source components included. The fits are not good at all, as illustrated by the longitude profiles of Fig. 5. In a second step, we added the analytical OB component to the nucleosynthesis positron all-sky models. Adding the OB component significantly improves the fits. The 511 keV all-sky emission from  $^{26}\text{Al}$  positrons combined with the analytical OB component is able to explain the morphology of the observed all-sky 511 keV emission as satisfactorily as the best-fit analytical model (MLR = 2758 and 2766, respectively). In contrast, the  $^{56}\text{Ni}$ -only emission model with the OB does not give such a good fit to the data (MLR = 2743). This can be easily understood

**Table 3.** Results of the fits of our simulated 511 keV emission spatial distributions to about 8 years of INTEGRAL/SPI observations.

Model	Inner component	Outer component	All-Sky component	MLR
$^{26}\text{Al}$			$45.3 \pm 1.0$ (0.85)	1987
$^{56}\text{Ni}$			$43.1 \pm 0.9$ (1.93)	2362
All ( $=^{26}\text{Al}+^{44}\text{Ti}+^{56}\text{Ni}$ )			$44.8 \pm 1.0$ (1.39)	2289
OB+ $^{26}\text{Al}$		$7.1 \pm 0.3$	$18.3 \pm 1.4$ (3.57)	2758
OB+ $^{56}\text{Ni}$		$6.2 \pm 0.3$	$18.5 \pm 1.5$ (0.82)	2731
OB+All		$6.4 \pm 0.3$	$19.0 \pm 1.6$ (0.59)	2743
CMZ $^{26}\text{Al}+\text{OB}+(\text{SFD } ^{26}\text{Al}+^{56}\text{Ni})$	$0.8 \pm 0.1$ (3.35)	$5.8 \pm 0.3$	$17.0 \pm 1.6$ (0.62)	2759.8
UW ( $=\text{IB}+\text{OB}+\text{Robin disk}$ )	$1.44 \pm 0.17$	$5.7 \pm 0.3$	$13.9 \pm 1.3$	2766.6

**Notes.** Column 1 gives the model or the combination of models fitted to the data. The SN Ia escape fraction for  $^{56}\text{Ni}$  positrons is 5%, and the halo GMF is the dipole field. Columns 2–4 give the fitted fluxes in  $10^{-4}$  ph  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$  for the inner bulge, outer bulge, and all-sky components. The numbers in parentheses are the scaling factors applied to our models in the fit. Column 5 gives the maximum likelihood ratio.

from Fig. 5: the intensity ratio between the emission peak and the underlying disk is only  $\sim 2$  for  $^{56}\text{Ni}$  positrons while it is  $\sim 4$  for massive-star positrons. The latter ratio is closer to the ratio of the best-fit analytical model, which is  $\sim 5$ . The  $^{26}\text{Al}$  positron emission model and the OB can explain the morphology of the 511 keV emission, but the  $^{26}\text{Al}$  positron emission is rescaled in the fit by a factor of  $3.6 \pm 0.3$ . Adding the contribution from  $^{44}\text{Ti}$  positrons to this model could not account for this scaling factor, even with the upper limits of the positron production rate by  $^{26}\text{Al}$  and  $^{44}\text{Ti}$ . Therefore,  $^{56}\text{Ni}$  positrons seem to be needed to quantitatively explain the observed 511 keV emission in the disk and the inner bulge.

To demonstrate this, in a last step, we fitted a model made of three components: (a) the emission of  $^{26}\text{Al}$  positrons produced in the CMZ, (b) the emission of  $^{26}\text{Al}$  positrons produced in the SFD added to the emission of all  $^{56}\text{Ni}$  positrons, and (c) the OB component. This global model describes the data as satisfactorily as the UW model (MLR = 2759.8). We obtained scaling factors of  $3.4 \pm 0.6$  and  $0.62 \pm 0.06$  for the CMZ  $^{26}\text{Al}$  positron model and the (SFD  $^{26}\text{Al}+^{56}\text{Ni}$ ) positron model, respectively. The latter scaling factor suggests that one or several positron sources in the disk were overestimated. For instance, assuming that our estimate for the  $^{26}\text{Al}$  positrons injection rate is correct,  $f_{\text{esc}} \approx 2.5\%$  would be sufficient to quantitatively explain the observed GD 511 from  $^{26}\text{Al}$  and  $^{56}\text{Ni}$  alone. Considering a contribution from  $^{44}\text{Ti}$  would push the escape fraction even lower. Thus, it seems that the 511 keV emission from the GD could be explained both morphologically and quantitatively from all radio-isotopes positrons. However, the 511 keV emission from the CMZ requires a larger correction factor of  $3.4 \pm 0.6$  to account for the inner bulge emission. One possibility would be that massive stars in the CMZ are either more numerous than assumed here (10% of all massive stars; see Sect. 2.3) or more efficient at producing positrons, for instance, because of a more favourable IMF. However, we should keep in mind that the amount of  $^{26}\text{Al}$  is constrained by the detection of the 1.8 MeV  $\gamma$ -ray line (see e.g. Martin et al. 2009). Another possibility would be to consider a contribution of SNe Ia in the CMZ. Assuming that 10% of the prompt SNe Ia occur in the CMZ as for massive stars (which roughly corresponds to the prompt SN Ia rate derived in the CMZ by Schanne et al. 2007 and Higdon et al. 2009), we obtain a positron production rate of  $\approx 6 \times 10^{41}$   $\text{e}^+$   $\text{s}^{-1}$ . Added to the positron production rate of  $^{26}\text{Al}$  positrons in the CMZ ( $\approx 3.2 \times 10^{41}$   $\text{e}^+$   $\text{s}^{-1}$ ), this contribution could explain the factor of  $\sim 3$  needed to account for the CMZ emission. Taking a contribution from  $^{44}\text{Ti}$  positrons in the CMZ into account would

imply a lower escape fraction of SN Ia positrons of  $f_{\text{esc}} \leq 2.5\%$ , or a fraction of prompt SNe Ia occurring in the CMZ reduced by  $\sim 2$ .

Finally, one should note that the above discussion holds for the dipole field model. The fit of the three-component model for the simulations with the two other halo GMF configurations gives similar MLRs (MLR = 2760 and 2762.9 with no halo field and the X-shape halo field, respectively). However, in both cases, the emission model of  $^{26}\text{Al}$  positrons produced in the CMZ needs a higher scaling factor than found with the dipole halo GMF (5.8 and 10 with no halo field and the X-shape halo field, respectively). The problem of the renormalisation of the  $^{26}\text{Al}$  CMZ component thus becomes more acute, which opens the possibility of an additional contribution to the inner bulge emission on top of stellar nucleosynthesis.

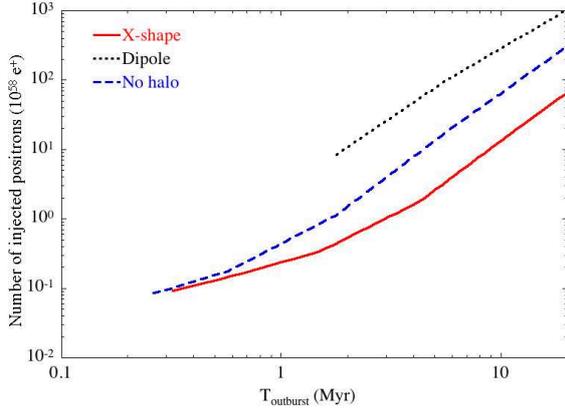
In all cases, the positrons produced by steady state nucleosynthesis cannot explain the emission of the outer bulge detected by INTEGRAL/SPI. One possibility recently investigated is that of dark matter scattering (Vincent et al. 2012; note that this work did not include propagation that could modify the morphology of their 511 keV emission), which seems to confirm earlier predictions (see e.g. Boehm et al. 2004). In the following section, we present a possible alternative explanation based on a transient phenomenon.

As a last note on these considerations, and connected to what follows, we would like to emphasise that the separation of the observed bulge emission into an outer and an inner component is somewhat artificial and comes primarily from the choice of the functions used to model the observations (Weidenspointner et al. 2008b). In the above paragraphs, we showed that the outer bulge emission cannot be reproduced and that the predicted inner bulge emission may also be short of what is measured. Actually, it may well be that a single component could account for both these two shortcomings at the same time (such as the transient component discussed below).

### 3.4. Transient source

None of the positron radioactive sources, when studied in a steady state way, can explain the  $\approx 10^\circ$  extended emission arising from the GB. In the following, we show that a 511 keV emission produced by a transient source injecting a large number of positrons and seen at a particular moment after this event, hereafter called outburst, could explain the extended 511 keV emission from the GB. Only preliminary results are presented here to illustrate the idea. A more detailed study with direct

A. Alexis et al.: Monte Carlo modelling of the propagation and annihilation of nucleosynthesis positrons in the Galaxy



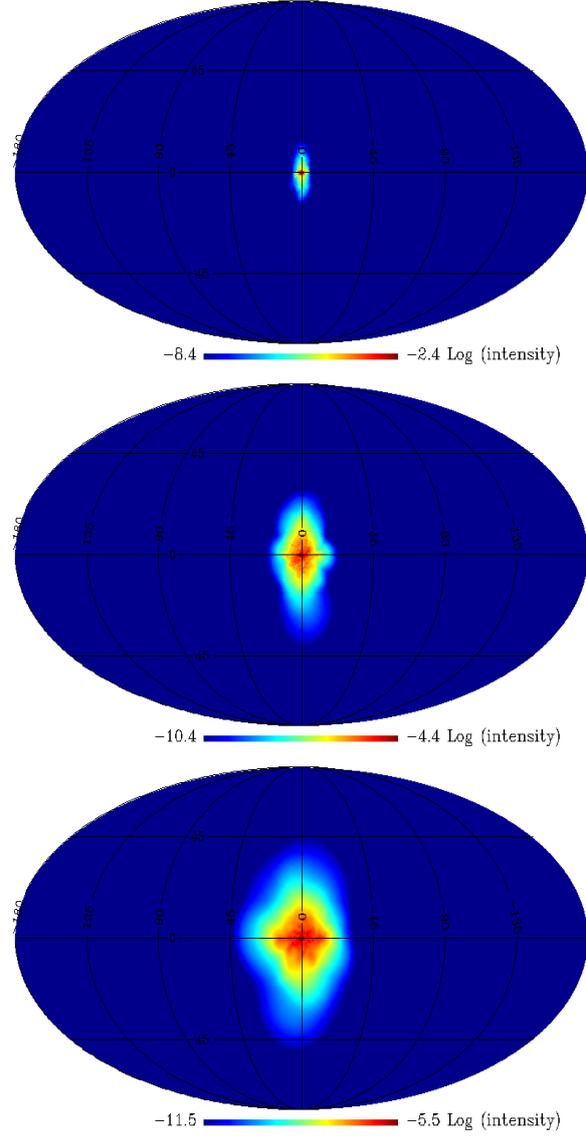
**Fig. 6.** Number of positrons injected at the outburst in the CMZ, which makes it possible to reproduce a 511 keV flux of  $5 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  outside the CMZ ( $R > 200 \text{ pc}$ ) today, as a function of time since outburst. The curves are shown only over the time intervals when the flux inside the CMZ ( $R < 200 \text{ pc}$ ) is below the observed  $1.5 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (hence the truncations of the left parts). The solid red, dotted black, and dashed blue curves correspond to the simulations carried out with a X-shaped, dipole, and no halo GMF configurations.

comparisons to the data via model fitting will be performed elsewhere.

We carried out simulations of the propagation of a given amount of  $^{26}\text{Al}$  positrons produced in the CMZ during the outburst for the three halo GMF configurations. We calculated 511 keV light curves from the inner bulge ( $R < 200 \text{ pc}$ ) and the outer bulge ( $R > 200 \text{ pc}$ ), and compared them with the flux of the best-fit analytical model for two regions ( $\approx 1.5 \times 10^{-4}$  and  $\approx 5 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  in the inner and the outer bulge, respectively; see Table 2). The 511 keV flux is computed by considering the annihilation from Ps formed in flight and from thermalised positrons. Positrons that become thermalised can survive for several Myr in a tenuous plasma, and this is the case for the ionised ISM phases in the GB. The fractions of Ps formed in flight and the annihilation rates were taken from Guessoum et al. (2005).

Figure 6 shows the number of positrons injected at the outburst that is necessary to obtain a flux  $\approx 5 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  outside the CMZ, as a function of time after the outburst. The curves are shown only over the time interval when the flux in the inner bulge is not greater than  $\approx 1.5 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

We show that a very recent outburst that occurred less than  $3 \times 10^5 \text{ yr}$  ago is ruled out because the 511 keV emission remains too intense in the inner bulge compared to observations. However, regardless of the halo GMF configuration, an outburst occurring between  $\sim 2$  and  $\sim 10 \text{ Myr}$  ago could explain the 511 keV flux outside the inner bulge. The number of positrons injected by this outburst ranges between  $10^{58}$  and  $10^{60}$  positrons. The X-shaped halo GMF requires the lowest number of injected positrons to account for the outer bulge emission, regardless of the time elapsed since the outburst. This is because the vertical magnetic field lines of the X-shape field allow positrons to escape the CMZ quickly, so that, the flux from the outer bulge increases more rapidly than that of the CMZ. Figure 7 shows the temporal evolution of the morphology of the 511 keV emission for an instantaneous injection of  $10^{58}$   $^{26}\text{Al}$  positrons in the CMZ, for the X-shaped halo GMF configuration. The 511 keV



**Fig. 7.** Simulated all-sky maps of the 511 keV intensity distribution for an outburst of  $^{26}\text{Al}$  positrons in the CMZ for the X-shape halo field configuration (in  $\text{ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ ). From top to bottom, the maps correspond to the average 511 keV emission between 0 and  $1 \times 10^5 \text{ yr}$ ,  $5 \times 10^5$  and  $6 \times 10^5 \text{ yr}$ ,  $1.9 \times 10^6$  and  $2 \times 10^6 \text{ yr}$  after the outburst, respectively. The number of positrons injected into the outburst is  $10^{58}$ .

emission is mainly concentrated in the CMZ region in the first  $10^5 \text{ yr}$  and then extends little by little into the outer GB.

The solution of an outburst that occurred  $> 0.3 \text{ Myr}$  ago to explain the annihilation emission in the bulge matches the starburst in the last  $\sim 10 \text{ Myr}$  in the CMZ that is suggested to be the origin of the large scale bipolar structures observed at several wavelengths (“Fermi bubbles” or/and WMAP Haze, see Bland-Hawthorn & Cohen 2003; Su et al. 2010; Law 2010; Carretti et al. 2013). It has also been suggested that these structures could have been generated by an outburst of the central supermassive black hole Sgr A\*. However, based on observations of the radio lobes’ morphology, Carretti et al. (2013) conclude

that they originated in a starburst event in the 200 pc diameter region around the GC rather than from the supermassive black hole. This does not rule out outbursts from Sgr A\* as the source of the annihilation emission from the bulge, but this case involves other processes (e.g. Totani 2006; Cheng et al. 2006, 2007) and positron energies for a release in a particular ISM. The fate of positrons ejected by Sgr A\*, including their propagation, will be presented in another paper (Jean et al., in prep.).

Bland-Hawthorn & Cohen (2003) estimated that the energetics for the bipolar wind ( $\sim 10^{55}$  erg) require a number of supernovae larger than  $10^4$ . Assuming that a core-collapse supernova produces at least  $\sim 10^{52}$  positrons through the decay of  $^{26}\text{Al}$  and  $^{44}\text{Ti}$ , the number of supernovae needed  $\sim 10$  Myr ago to produce the measured 511 keV annihilation flux in the outer bulge is  $\sim 10^7$  for the X-shape halo GMF configuration (see Fig. 6). This number of supernovae is too large compared to that required by the energetics of the Fermi bubble. This suggests that an additional source of positrons is required. If hypernovae produce  $\sim 10^{55}$  positrons of  $\sim 1$  MeV per event, as suggested by Parizot et al. (2005), then a few thousand hypernovae that exploded 10 Myr ago can explain the measured flux in the outer bulge.

### 3.5. Annihilation ISM phase fractions

Tables 4 and 5 present the distribution of positron annihilation over the various ISM phases. The results are shown for  $^{56}\text{Ni}$  positrons with  $f_{\text{esc}} = 5\%$ , for all GMF models, and for the two ISM prescriptions. The ISM phases in which positrons annihilate are not very dependent on the halo GMF configuration and the SN Ia escape fraction. The ISM prescription, however, makes a difference. We start by presenting the results for the random ISM model before pointing out how the structured ISM model changes the picture.

Nucleosynthesis positrons annihilate mainly in the GD in the CNM, WNM, and WIM, with fractions of  $\approx 22\%$ ,  $\approx 33\%$ , and  $\approx 27\%$ , respectively. As emphasised earlier, the majority of positrons produced in the GD do not propagate far away from their injection sites. The predominance of the warm phases can thus be explained from their relatively large filling factors, while the contribution of the CNM arise from the high densities of this ISM phase. Positrons do not annihilate in the HIM owing to the very low density of this phase, confirming the estimates of Jean et al. (2006, 2009) and Churazov et al. (2011).

Only  $\sim 10\%$  of all nucleosynthesis positrons annihilate in the GB. Within these  $\sim 10\%$ ,  $\sim 66\%$  annihilate in the WIM,  $\sim 16\%$  annihilate in the neutral atomic phases (CNM+WNM), and  $\sim 18\%$  in the MM.

From spectrometric analyses, Churazov et al. (2005) and Jean et al. (2006) show that the spectrum observed in the GB could be explained by annihilation predominantly in warm phases. (One should note that these authors used different spatial morphologies for modelling the 511 keV emission, so their estimates are not directly comparable.) Churazov et al. (2005) find that only WIM or a combination of CNM, WNM, and WIM in similar proportions could explain all the emission. Jean et al. (2006) find that WIM and WNM both contribute to the emission with a fraction of  $\sim 50\%$  each, without excluding a possible contribution of  $\sim 20\%$  from the CNM at the expense of the WNM. These estimates are roughly consistent with our predictions in terms of the order of importance of the phases: WIM, WNM, and CNM. The model slightly overpredicts the contribution of the MM phase. (The situation is improved with the structured ISM model, see below.) Nevertheless, there are limitations to

such a comparison: (1) as emphasised earlier, our simulations cannot reproduce the extended emission from the outer bulge, while the spectrometric analyses mentioned above are based on the total inner and outer bulge signals; (2) the fractions derived by observations take some emission from the GD into account along the line of sight to the GB; (3) there are still serious uncertainties on the ISM filling factors in the GB (see e.g. Ferrière et al. 2007).

When using the structured ISM model, positron annihilation in the GD occurs mostly in the CNM, WNM, and WIM, with fractions  $\approx 13\%$ ,  $\approx 32\%$ , and  $\approx 37\%$ , respectively. The fraction of positrons that annihilate in the WNM is similar to the same fraction derived from the simulations with the random ISM model, the fraction of positrons that annihilate in the CNM is reduced by  $\sim 10\%$ , and the fraction in the WIM is increased by  $\sim 10\%$ . This transfer can be understood from the prescription for the ISM layout: (1) in the structured ISM model, a positron injected into a spherical structure necessarily needs to go through a WIM before reaching a CNM, which lies deeper inside the spherical structure (see Sect. 2.4); (2) in addition, the low mean filling factor of the CNM means that the spherical shell of CNM is often quite thin, so that the positron does not stay there for a long time.

This global trend can also be observed for positrons annihilating in the GB. In this region,  $\sim 77\%$  of the positrons annihilate in the WIM,  $\sim 14\%$  annihilate in the neutral atomic phases (CNM+WNM), and  $\sim 9\%$  in the MM. The fraction of positrons that annihilate in the neutral atomic phases is roughly similar to the same fraction derived from the simulations with the random ISM model, the fraction of positrons that annihilate in the MM is reduced by  $\sim 10\%$ , and the fraction in the WIM is increased by  $\sim 10\%$ . With the structured ISM model in the CMZ, a positron escaping an HIM phase (the one with the largest filling factor) has no chance of entering a MM phase, which lies deep at the centre of the adopted spherical structure. In contrast, with the random ISM model, there was a non-negligible chance of moving from the HIM to the MM because of the  $\sim 10\%$  filling factor of the latter.

A more detailed study of the annihilation phase fractions will be done in the future by deriving 511 keV spectral distributions from our simulations and comparing them to updated INTEGRAL/SPI observations.

## 4. Summary and conclusions

The aim of this work was to determine if nucleosynthesis positrons could explain the morphology of the 511 keV emission observed in our Galaxy. Using a Monte Carlo code, we simulated their inhomogeneous collisional propagation and energy losses in a finely structured ISM considering the Galactic magnetic field structure, the different ISM gaseous phases, particular features of the Galaxy, such as the central molecular zone or the holed tilted disk, and testing two extreme ISM models.

We studied the contributions to the annihilation emission of positrons produced in massive stars ( $^{26}\text{Al}$  and  $^{44}\text{Ti}$ ) and in SNe Ia ( $^{56}\text{Ni}$ ). These sources have often been cited in the past as the most likely major contributors to Galactic positrons. Owing to large uncertainties in the positron escape fraction from the SNe Ia ejecta and the structure of the magnetic field in the Galactic halo, we tested several escape fractions and halo magnetic field configurations to see the impact of these parameters on the annihilation emission morphology.

The different combinations of these parameters tested in the simulations result in quite similar 511 keV emission morphologies. The main reason is that nucleosynthesis positrons

A. Alexis et al.: Monte Carlo modelling of the propagation and annihilation of nucleosynthesis positrons in the Galaxy

**Table 4.** Annihilation phase fractions for  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{44}\text{Ti}$ , and  $^{56}\text{Ni}$  positrons, using the random ISM model.

Source	SN Ia escape fraction (%)	halo GMF configuration	Disk ISM phases					Bulge ISM phases					Sgr A* region
			MM	CNM	WNM	WIM	HIM	MM	CNM	WNM	WIM	HIM	IRH
$^{26}\text{Al}$	N/A	N	3.3	25.8	33.4	25.4	0.0	3.6	1.1	1.2	3.9	0.0	0.0
		D	3.1	25.1	32.6	24.7	0.0	3.9	0.9	1.1	2.8	0.0	1.5
		X	3.0	25.1	32.5	24.6	0.0	2.5	0.8	0.8	3.4	0.0	0.0
$^{44}\text{Ti}$	N/A	N	4.1	26.0	32.4	24.7	0.0	4.0	1.1	1.0	3.5	0.0	0.0
		D	4.1	25.3	31.2	23.8	0.0	4.5	0.9	0.8	2.4	0.0	1.4
		X	3.9	25.1	31.2	23.4	0.0	2.7	0.8	0.6	2.6	0.0	0.0
$^{56}\text{Ni}$	5%	N	1.8	21.3	34.1	29.3	0.0	0.8	0.6	0.7	8.4	0.0	0.0
		D	1.9	20.7	33.6	28.2	0.0	1.8	0.7	1.2	7.4	0.0	0.8
		X	1.6	20.2	32.7	27.4	0.0	0.6	0.4	0.4	6.1	0.0	0.0
$^{56}\text{Ni}+^{44}\text{Ti}+^{26}\text{Al}$	5%	N	2.4	22.6	33.7	28.1	0.0	1.7	0.8	0.8	7.0	0.0	0.0
		D	2.4	22.1	33.1	27.0	0.0	2.5	0.8	1.1	6.0	0.0	1.0
		X	2.2	21.7	32.5	26.4	0.0	1.2	0.5	0.5	5.2	0.0	0.0

**Notes.** In the third column, N, D, and X stand for no halo field, dipole field, and X-shape field, respectively. The annihilation phase fractions are then given in % for the Galactic disk, the Galactic bulge, and the Sgr A\* region. For the last region, only the annihilation fraction in the ionised radio halo (IRH) is given because the annihilation fractions in the other ISM components of the Sgr A\* region are negligible. The sum was done over  $|z| \leq 1.5$  kpc, so totals may differ slightly from 100%.

**Table 5.** Same as Table 4, using the structured ISM model.

Source	SN Ia escape fraction (%)	Halo GMF configuration	Disk ISM phases					Bulge ISM phases					Sgr A* region
			MM	CNM	WNM	WIM	HIM	MM	CNM	WNM	WIM	HIM	IRH
$^{26}\text{Al}$	N/A	N	2.6	14.7	33.1	36.8	0.0	1.7	1.0	1.1	5.6	0.0	0.1
		D	2.6	14.4	32.4	35.2	0.0	1.6	0.9	0.8	3.9	0.0	2.8
		X	2.4	14.5	31.3	35.2	0.0	1.2	0.7	0.7	3.9	0.0	0.0
$^{44}\text{Ti}$	N/A	N	3.7	15.0	31.8	36.0	0.0	2.3	1.1	1.0	4.7	0.0	0.1
		D	3.5	14.5	31.5	33.6	0.0	1.9	0.9	0.8	3.3	0.0	3.0
		X	3.7	14.5	29.8	33.3	0.0	1.5	0.7	0.6	3.0	0.0	0.0
$^{56}\text{Ni}$	5%	N	1.3	11.2	31.7	42.4	0.0	0.4	0.5	0.6	8.1	0.0	0.0
		D	1.2	10.8	31.2	40.8	0.0	0.6	0.6	0.8	7.3	0.0	1.9
		X	1.4	10.9	30.0	39.3	0.0	0.3	0.3	0.4	5.5	0.0	0.0
$^{56}\text{Ni}+^{44}\text{Ti}+^{26}\text{Al}$	5%	N	1.9	12.3	31.9	40.6	0.0	0.8	0.6	0.7	7.2	0.0	0.0
		D	1.8	11.9	31.4	39.0	0.0	0.9	0.7	0.8	6.2	0.0	2.2
		X	1.9	11.9	30.1	37.8	0.0	0.6	0.4	0.5	4.9	0.0	0.0

do not propagate far away from their birth sites. In any case, a very low fraction of positrons  $\lesssim 7\%$  manage to escape the Galaxy. The rest of the positrons only travel on average  $\sim 1$  kpc and the 511 keV intensity spatial distributions are thus strongly correlated with the source spatial distributions. Therefore, the steady state annihilation of nucleosynthesis positrons cannot account for the total annihilation emission observed in our Galaxy.

Comparison of our simulated sky maps to eight years of INTEGRAL/SPI data confirms that nucleosynthesis positrons can explain the annihilation emission from the Galactic disk, but cannot fully account for it from the Galactic bulge. The morphology of the strongly peaked inner bulge emission could be explained by massive stars' positrons produced in the central molecular zone around the Galactic centre, with a possible contribution from positrons channelled there by a dipole halo field. However, depending on the magnetic field model, matching the observed intensity requires at least a contribution from prompt SNe Ia in the central molecular zone or more massive stars than currently, and at most the contribution from another unknown source. In any case, the emission from the outer bulge cannot be reproduced by steady state annihilation emission from nucleosynthesis positrons. We showed that a single and brief injection in the central molecular zone of a large number of positrons, such as a starburst that occurred several Myr ago, could also explain the annihilation emission from the outer bulge. We found from our simulations that such an event occurring between 0.3

and 10 Myr ago and producing between  $10^{57}$  and  $10^{60}$  sub-MeV positrons could quantitatively explain the current emission from the outer bulge (and could also contribute to the inner bulge emission at some level). Nevertheless, detailed studies of these scenarios have to be undertaken before considering them as serious candidates to explain the complete 511 keV annihilation emission from the Galactic bulge.

*Acknowledgements.* This paper is based on observations with INTEGRAL, an ESA project with instruments and science data centre funded by ESA member states (especially the PI countries: Denmark, France, Germany, Italy, Switzerland, Spain), Czech Republic, and Poland, and with the participation of Russia and the USA. The SPI project has been completed under the responsibility and leadership of the CNES, France. Some of the results in this paper have been derived using the HEALPix (Górski et al. 2005) package.

## References

- Beacom, J. F., & Yüksel, H. 2006, Phys. Rev. Lett., 97, 071102  
 Bland-Hawthorn, J., & Cohen, M. 2003, ApJ, 582, 246  
 Boehm, C., Hooper, D., Silk, J., Casse, M., & Paul, J. 2004, Phys. Rev. Lett., 92, 101301  
 Bouchet, L., Roques, J. P., & Jourdain, E. 2010, ApJ, 720, 1772  
 Carretti, E., Crocker, R. M., Staveley-Smith, L., et al. 2013, Nature, 493, 66  
 Chan, K.-W., & Lingefelter, R. E. 1993, ApJ, 405, 614  
 Cheng, K. S., Chernyshov, D. O., & Dogiel, V. A. 2006, ApJ, 645, 1138  
 Cheng, K. S., Chernyshov, D. O., & Dogiel, V. A. 2007, A&A, 473, 351  
 Churazov, E., Sunyaev, R., Sazonov, S., Revnivtsev, M., & Varshalovich, D. 2005, MNRAS, 357, 1377

- Churazov, E., Sazonov, S., Tsygankov, S., Sunyaev, R., & Varshalovich, D. 2011, *MNRAS*, 411, 1727
- Cordes, J. M., & Lazio, T. J. W. 2002 [[arXiv:astro-ph/0207156](#)]
- de Avillez, M. A., & Breitschwerdt, D. 2004, *A&A*, 425, 899
- de Avillez, M. A., & Breitschwerdt, D. 2005, *A&A*, 436, 585
- Diehl, R., Halloin, H., Kretschmer, K., et al. 2006, *Nature*, 439, 45
- Ferrière, K. 1998, *ApJ*, 497, 759
- Ferrière, K. 2009, *A&A*, 505, 1183
- Ferrière, K. 2012, *A&A*, 540, A50
- Ferrière, K., Gillard, W., & Jean, P. 2007, *A&A*, 467, 611
- Giacalone, J., & Jokipii, J. R. 1994, *ApJ*, 430, L137
- Górski, K. M., Hivon, E., Banday, A. J., et al. 2005, *ApJ*, 622, 759
- Guessoum, N., Ramaty, R., & Lingenfelter, R. E. 1991, *ApJ*, 378, 170
- Guessoum, N., Jean, P., & Gillard, W. 2005, *A&A*, 436, 171
- Han, J. L. 2004, in *The Magnetized Interstellar Medium*, eds. B. Uyaniker, W. Reich, & R. Wielebinski, *Proc. Conf., Antalya Turkey*, 3
- Heiles, C., & Troland, T. H. 2003, *ApJ*, 586, 1067
- Higdon, J. C., Lingenfelter, R. E., & Rothschild, R. E. 2009, *ApJ*, 698, 350
- Jaffe, T. R., Leahy, J. P., Banday, A. J., et al. 2010, *MNRAS*, 401, 1013
- Jansson, R., & Farrar, G. R. 2012, *ApJ*, 757, 14
- Jean, P., Knödseder, J., Gillard, W., et al. 2006, *A&A*, 445, 579
- Jean, P., Gillard, W., Marcowith, A., & Ferrière, K. 2009, *A&A*, 508, 1099
- Knödseder, J., Bennett, K., Bloemen, H., et al. 1999, *A&A*, 344, 68
- Knödseder, J., Jean, P., Lonjou, V., et al. 2005, *A&A*, 441, 513
- Krause, M. 2009, in *Rev. Mex. Astron. Astrofis. Conf. Ser.*, 36, 25
- Law, C. J. 2010, *ApJ*, 708, 474
- Martin, P., Knödseder, J., Diehl, R., & Meynet, G. 2009, *A&A*, 506, 703
- Martin, P., Vink, J., Jiraskova, S., Jean, P., & Diehl, R. 2010, *A&A*, 519, A100
- Martin, P., Strong, A. W., Jean, P., Alexis, A., & Diehl, R. 2012, *A&A*, 543, A3
- Milne, P. A., The, L.-S., & Leising, M. D. 1999, *ApJS*, 124, 503
- Morris, M., & Serabyn, E. 1996, *ARA&A*, 34, 645
- Oka, T., Hasegawa, T., Hayashi, M., Handa, T., & Sakamoto, S. 1998, *ApJ*, 493, 730
- Parizot, E., Cassé, M., Lehoucq, R., & Paul, J. 2005, *A&A*, 432, 889
- Prantzos, N. 2006, *A&A*, 449, 869
- Prantzos, N., Boehm, C., Bykov, A. M., et al. 2011, *Rev. Mod. Phys.*, 83, 1001
- Prouza, M., & Šmída, R. 2003, *A&A*, 410, 1
- Robin, A. C., Reylé, C., Derrière, S., & Picaud, S. 2003, *A&A*, 409, 523
- Schanne, S., Cassé, M., Sizun, P., Cordier, B., & Paul, J. 2007, in *ESA SP*, 622, 117
- Sizun, P., Cassé, M., & Schanne, S. 2006, *Phys. Rev. D*, 74, 063514
- Skinner, G., Jean, P., Knödseder, J., et al. 2010, in *Eighth Integral Workshop. The Restless Gamma-ray Universe (INTEGRAL 2010)*
- Su, M., Slatyer, T. R., & Finkbeiner, D. P. 2010, *ApJ*, 724, 1044
- Sullivan, M., Le Borgne, D., Pritchett, C. J., et al. 2006, *ApJ*, 648, 868
- Sun, X.-H., & Reich, W. 2010, *Res. Astron. Astrophys.*, 10, 1287
- Sun, X. H., Reich, W., Waelkens, A., & Enßlin, T. A. 2008, *A&A*, 477, 573
- Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. 1985, *ApJ*, 291, 722
- Totani, T. 2006, *PASJ*, 58, 965
- Vazquez-Semadeni, E. 2009, in *The Role of Disk-Halo Interaction in Galaxy Evolution: Outflow vs Infall?*, ed. M. de Avillez, *EAS Publ. Ser.* [[arXiv:0902.0820](#)]
- Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schönfelder, V., et al. 2003, *A&A*, 411, L63
- Vincent, A. C., Martin, P., & Cline, J. M. 2012, *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 4, 22
- Weidenspointner, G., Skinner, G., Jean, P., et al. 2008a, *Nature*, 451, 159
- Weidenspointner, G., Skinner, G. K., Jean, P., et al. 2008b, *New Astron. Rev.*, 52, 454
- Wolfire, M. G., Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. 1990, *ApJ*, 358, 116
- Yan, H., & Lazarian, A. 2002, *Phys. Rev. Lett.*, 89, 1102

# CONCLUSION



# Conclusions et perspectives

L'objectif de cette thèse était de contraindre l'origine des positrons responsables de l'émission d'annihilation galactique, cette émission atypique fortement concentrée dans la région du bulbe et ne ressemblant à aucune distribution stellaire ou gazeuse connue à ce jour. La méthode employée a été de modéliser l'émission d'annihilation des positrons produits par plusieurs sources en tenant compte de leur propagation au sein de la Galaxie, élément qui n'a été que très peu considéré jusqu'à présent. Nous avons pour cela développé un code de simulation Monte Carlo du transport des positrons dans la Galaxie. Ce code simule la vie d'un positron, de sa naissance jusqu'à son annihilation. De la simulation d'un grand nombre de positrons peut ainsi être construit le modèle spatial de l'émission d'annihilation associée à une source de positrons. Pour tenter de contraindre l'origine des positrons observés, nous avons comparé à des données récentes du spectromètre SPI/INTEGRAL plusieurs de ces modèles « théoriques » à l'aide d'une méthode d'ajustement de modèles d'émission. Dans le cadre de ce modèle Monte Carlo, nous avons pu ainsi montrer que les positrons produits par la radioactivité  $\beta^+$  dans la Galaxie ne permettent pas d'expliquer la totalité de l'émission d'annihilation galactique. Ce qui contredit une idée fortement répandue depuis la découverte de l'émission galactique à 511 keV.

## Synthèse

L'émission d'annihilation galactique est très particulière car elle est fortement concentrée dans le bulbe galactique ( $R \leq 1.5$  kpc) et ne possède qu'une faible contribution de la part du disque galactique. Les données les plus récentes de SPI/INTEGRAL tendent à montrer un ratio de flux bulbe-sur-disque de  $\sim 1 - 3$ . L'analyse spectrale de ces données a aussi permis de montrer que les positrons s'annihilent presque uniquement via la formation de Positronium dans les phases tièdes neutres et ionisées (WNM et WIM) du bulbe galactique. L'analyse spectrale du continuum au MeV mesuré par COMPTEL/CGRO a permis, quant à elle, de montrer que les positrons responsables de l'émission d'annihilation devaient avoir des énergies d'injection au maximum de quelques MeV. En résumé, si l'on ne considère pas le transport des positrons et si l'on considère un régime stationnaire pour la production de positrons, la source responsable de l'émission galactique doit pouvoir produire  $\sim 10^{43}$   $e^+ s^{-1}$  avec des énergies de quelques MeV et être distribuée majoritairement dans le bulbe galactique. Jusqu'à présent, aucune source conventionnelle ne peut satisfaire tous ces critères. De ce constat est venue l'idée de considérer le transport des positrons pour voir si celui-ci pourrait permettre de résoudre enfin le mystère de l'origine de l'émission d'annihilation galactique.

Nous avons donc passé en revue toutes les connaissances théoriques et observationnelles de la vie d'un positron dans le but d'implémenter numériquement celles-ci dans notre code de simulation Monte Carlo. Par vie de positron, nous entendons toutes ses étapes, de son origine à

son annihilation en passant par ses pertes en énergie et ses modes théoriques de transport. Ce dernier aspect est l'un des plus problématiques. Un positron pourrait théoriquement se propager selon deux modes de transport : le transport collisionnel et la diffusion sur les ondes d'Alfvén (Jean *et al.* 2009). Cependant, ce dernier mode est très incertain au sein du milieu interstellaire (MIS). En effet, il nécessite la présence de champs magnétiques turbulents suffisamment intenses à des échelles spatiales de l'ordre du rayon de Larmor des positrons. Pour les positrons que nous avons étudiés, des positrons avec des énergies de l'ordre du MeV, il n'a pas encore été montré qu'il existait une telle turbulence à ces échelles. De plus, un transport diffusif a tendance à confiner les positrons (voir p. ex. Martin *et al.* 2012). Ce mode de transport aura donc tendance à produire une distribution spatiale de l'émission d'annihilation fortement corrélée à la distribution spatiale de la source étudiée. Cependant, à l'heure actuelle, aucune distribution spatiale de source connue de positrons ne ressemble à la distribution spatiale de l'émission d'annihilation. Pour ces raisons, nous avons modélisé uniquement le transport collisionnel des positrons dans la Galaxie. Ce mode de transport est théoriquement possible en l'absence de transport diffusif et de plus, il serait le plus apte à transporter les positrons loin de leur source (Jean *et al.* 2009).

Nous avons aussi compilé toutes les connaissances sur le MIS, de son contenu en champ magnétique (régulier et turbulent) à son contenu en gaz interstellaire en passant par la structure globale de ses phases gazeuses. Tous ces éléments sont primordiaux en ce qui concerne la propagation de particules chargées. Les champs magnétiques vont guider leur propagation tandis que le gaz interstellaire va ralentir le positron et le faire s'annihiler. La configuration du champ magnétique galactique est plus qu'incertaine. Pour le champ régulier du disque galactique, nous avons choisi le modèle récent de Jaffe *et al.* (2010) basé sur l'étude de nombreuses observables. Le champ du halo est, quant à lui, quasiment inconnu. Plusieurs configurations pourraient exister : un halo sans champ régulier, un champ régulier dipolaire, un champ régulier en forme de X. Le doute subsistant, nous avons implémenté ces trois types de champ régulier de halo pour évaluer l'influence de ce champ sur la forme de l'émission d'annihilation galactique. La structure des phases dans le MIS est, elle aussi, totalement incertaine à l'échelle de la Galaxie. En se basant sur les connaissances théoriques et observationnelles, nous avons présenté deux modèles très simples de l'agencement des phases du MIS. Ces modèles, le modèle aléatoire et le modèle structuré, représentent grossièrement deux extrêmes de la structure des phases du MIS. Dans le modèle aléatoire, le positron peut passer d'une phase à l'autre sans transition particulière, en se basant seulement sur les facteurs de remplissage locaux de chacune des phases. Dans le modèle structuré, le MIS est représenté localement par une grande structure sphérique remplie de couches successives des différentes phases gazeuses, de la phase la plus froide au centre à la phase la plus chaude et ionisée en son bord. Cette grande structure est remplie à l'aide des facteurs de remplissage locaux des phases du MIS. Notre code permet ainsi de choisir la configuration du MIS. Nous avons donc testé ces deux modèles de MIS dans le but d'estimer l'impact de la structure du MIS sur la propagation des positrons et par conséquent sur l'émission d'annihilation.

Nous avons appliqué ce code de transport à l'étude des positrons produits par la décroissance  $\beta^+$  de l' $^{26}\text{Al}$ , du  $^{44}\text{Ti}$  et du  $^{56}\text{Ni}$ , qui sont les trois radio-isotopes  $\beta^+$  majeurs produits par la nucléosynthèse stellaire dans la Galaxie. Nous avons choisi ces sources car on pense depuis longtemps que celles-ci seraient responsables de l'émission d'annihilation galactique. Nous nous sommes donc proposés de vérifier cette hypothèse. Nous avons implémenté les distributions spatiales et les spectres d'énergie  $\beta^+$  de ces trois radio-isotopes. Les distributions spatiales correspondent à celle des étoiles massives pour l' $^{26}\text{Al}$  et le  $^{44}\text{Ti}$ , et à celle des supernovae de type Ia pour le  $^{56}\text{Ni}$ . Nous avons considéré que chacune de ces sources produit des positrons de manière stationnaire, et que leur taux de production de positrons est égal au taux d'annihilation des

positrons produits antérieurement.

Nous avons donc effectué un grand nombre de simulations pour tenir compte des nombreuses incertitudes évoquées précédemment. Nous avons exploré toutes les combinaisons possibles des paramètres inconnus du modèle : configuration du champ magnétique du halo, structure des phases du MIS et fraction d'échappement des positrons produits par le  $^{56}\text{Ni}$ .

Malgré la multitude des combinaisons, les résultats (distributions spatiales et spectrales) sont très semblables pour une source donnée de positrons. La raison est simple : les positrons produits par décroissance  $\beta^+$  ne se propagent pas très loin de leur site d'injection ( $\lesssim 1$  kpc). Les positrons ne s'échappent quasiment pas de la Galaxie. Cependant, lorsque la Galaxie est baignée dans un champ magnétique en forme de X, jusqu'à 7% des positrons arrivent à s'en échapper. Mais, dans tous les cas, la distribution spatiale de l'émission d'annihilation des positrons d'une source est fortement corrélée à la distribution spatiale de la source associée. Par conséquent, même en invoquant le transport collisionnel, les positrons produits par la radioactivité  $\beta^+$  n'arrivent pas à expliquer la totalité de l'émission d'annihilation galactique. Ce qui contredit les études de Prantzos (2006) et de Higdon *et al.* (2009) mais conforte les résultats de l'étude de Martin *et al.* (2012) obtenus avec le code de transport diffusif GALPROP. Comme ces derniers auteurs, nous avons pu montrer que les positrons de la radioactivité  $\beta^+$  pouvaient cependant expliquer l'émission du disque. Notre modélisation plus fine de la propagation et du MIS, par rapport à la modélisation de Martin *et al.* (2012), a permis de révéler que ces positrons pouvaient expliquer partiellement l'émission très intense de la région la plus interne du bulbe, la région associée à la zone moléculaire centrale (CMZ). Cependant, la production en régime stationnaire de ces positrons ne peut en aucun cas expliquer l'émission étendue du bulbe galactique (FWHM $\sim 10^\circ$ ). Une source supplémentaire semble donc nécessaire pour expliquer cette composante.

L'analyse spectrale de toutes ces simulations a montré que, peu importe la source, les positrons s'annihilent majoritairement dans le disque de la Galaxie ( $\gtrsim 85\%$ ) dans le CNM, le WNM et le WIM. Dans le bulbe Galactique, les phases préférentielles d'annihilation sont identiques avec, en plus, une contribution non négligeable des phases moléculaires de la CMZ. Jusqu'à  $\sim 20\%$  des positrons qui s'annihilent dans le bulbe peuvent s'annihiler dans le MM. Cependant, l'ordre d'importance de ces phases d'annihilation varie en fonction du modèle de MIS choisi pour la simulation. Seul le calcul des spectres en énergie à 511 keV de ces simulations et leur comparaison aux données de SPI/INTEGRAL permettront d'apporter des contraintes sur la structure du MIS.

Enfin, nous avons testé le cas d'une source transitoire de positrons d'énergie  $\lesssim$  MeV dans la région du centre Galactique. Ce type de source pourrait refléter une activité passée du trou noir supermassif Sgr A\* ou bien un mini-*starburst* au sein de la CMZ. Ce genre d'événement semble très plausible d'après la littérature. Nous avons donc simulé l'injection d'une grande quantité de positrons de  $^{26}\text{Al}$  dans la CMZ. De ces simulations ont été construites les cartes de l'émission d'annihilation en fonction du temps dans le but de vérifier si l'émission observée ne correspond pas à un instantané d'une émission d'annihilation transitoire due à un tel événement. Seule une étude préliminaire a été réalisée en comparant uniquement le flux du modèle analytique d'ajustement optimal au flux de notre modèle de simulation numérique. Nous avons montré que l'injection de  $10^{57}$  à  $10^{60}$   $e^+$  il y a de cela entre 0.3 et 10 Myr pourrait expliquer quantitativement le flux d'annihilation dans les régions internes et externes du bulbe galactique. Cependant, une étude morphologique doit être menée pour pouvoir totalement accrédi-ter ce scénario. Il sera bien évidemment aussi nécessaire de vérifier observationnellement si un tel scénario a pu exister récemment au coeur de notre Galaxie.

## Perspectives

Le développement de ce code de simulation ouvre bien évidemment les portes à l'étude des autres sources de positrons galactiques. On a cependant montré que les positrons du MeV ne se propagent pas très loin de leur site de production. Pour satisfaire à la distribution atypique de l'émission d'annihilation, il va donc falloir étudier des sources distribuées dans le bulbe ou à proximité du bulbe. Les positrons de la matière noire légère semblent donc être des candidats idéaux. Une étude préliminaire vient de débiter récemment en collaboration avec Aaron C. Vincent (Valencia U., IFIC) en se basant sur l'étude de [Vincent et al. \(2012\)](#) qui ne tient pas compte de la propagation des positrons. Je présente sur la Figure C1 l'émission d'annihilation produite par des positrons de 1 MeV qui seraient produits par l'annihilation de particules de matière noire légère dont la distribution spatiale suivrait un profil de type Einasto. Ce modèle spatial d'émission semble intéressant par le fait que cette émission possède une émission étendue dans le bulbe galactique. Je rappelle ici que l'énergie des positrons issus de la matière noire n'est absolument pas contrainte théoriquement. Cette étude pourrait donc permettre d'estimer cette énergie. L'étude de la propagation des positrons potentiellement produits par Sgr A\* est aussi en cours d'étude (Jean et al. 2014). Cette étude permettra de vérifier les scénarios proposés par [Totani \(2006\)](#) et [Cheng et al. \(2006; 2007\)](#). L'étude d'une source transitoire, comme évoquée précédemment, semble prometteuse mais nécessite d'être approfondie. Tous ces scénarios, à défaut d'être plausibles, nécessitent toutefois d'être confirmés observationnellement. Diverses émissions présentent des structures à grande échelle (p. ex. les bulles  $\gamma$  observées par le LAT/FERMI) et semblent prendre leur origine dans la région centrale de la Galaxie à l'image des simulations réalisées de l'émission d'annihilation d'une source transitoire de positrons. Enquêter sur l'origine de ces structures déjà connues et savoir si cette origine pourrait être productrice d'une grande quantité de positrons semble être un défi très excitant.

Le modèle numérique développé au cours de cette thèse est cependant sujet à de nombreuses incertitudes et est loin d'être complet. La structure du champ magnétique, en particulier dans les régions internes et le halo de la Galaxie, est loin d'être connue. Des efforts observationnels sont donc nécessaires pour bien déterminer sa topologie. Néanmoins, les modèles extrêmes de champ magnétique testés lors de cette thèse tendent à produire des distributions d'émission d'annihilation similaires. La structure du MIS est aussi un élément déterminant en ce qui concerne la propagation des positrons. Nos deux modèles simples et extrêmes tendent à montrer des résultats similaires excepté pour l'analyse spectrale. L'utilisation des résultats des simulations MHD 3D de haute résolution du MIS (p. ex. [de Avillez et Breitschwerdt 2005](#)) serait un moyen efficace pour étudier plus en détails la propagation des positrons dans le MIS. Enfin, notre modèle n'inclut que le mode de transport collisionnel. Qu'en est-il des autres modes de transport? Encore une fois, des études théoriques et observationnelles plus approfondies seront nécessaires pour répondre à cette question et en particulier des études sur la turbulence interstellaire. Celle-ci pourrait affecter grandement le transport. Notre modèle ne tient pas compte aussi des effets dynamiques qui peuvent résider dans notre Galaxie, tels que les forts vents galactiques et les phénomènes de superbubbles qui pourraient s'avérer être de véritables puits d'échappement des positrons vers le halo galactique. Les processus de ré-accélération des positrons pourraient aussi avoir un impact important sur la portée des positrons.

Enfin, la résolution du mystère de l'émission d'annihilation galactique passera aussi par une détermination observationnelle encore plus précise de celle-ci. Une plus grande exposition du ciel semble nécessaire pour déterminer si l'émission du bulbe est en réalité plus étendue dans le halo.

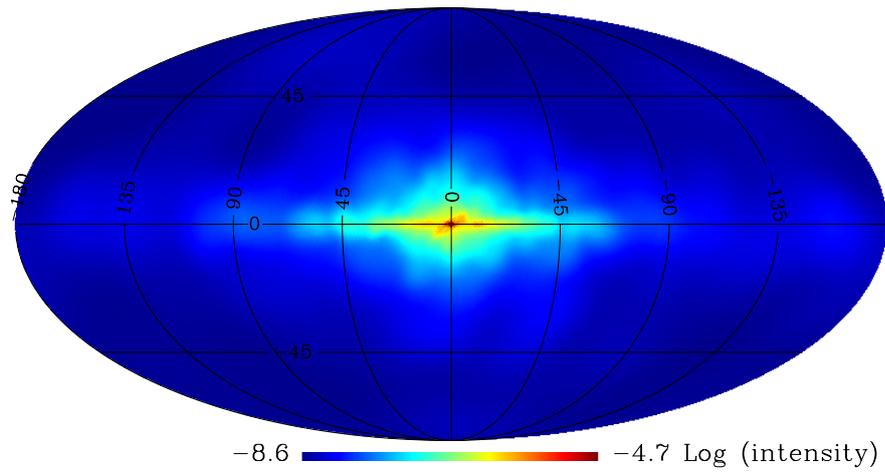


FIGURE C1 – Simulation de la distribution spatiale du flux à 511 keV (en  $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ) dû à l'annihilation de positrons de 1 MeV produits par l'annihilation des particules de matière noire légère dont la distribution suit un profil de distribution Einasto (voir texte).

Un instrument plus sensible que SPI/INTEGRAL sera le bienvenu pour pouvoir déterminer plus précisément la morphologie de l'émission d'annihilation. En effet, SPI ne possède pas la sensibilité suffisante pour contraindre l'émission notamment dans le disque. La comparaison de nos modèles d'émission à ces futures observations nous permettrait pourtant de confirmer que l'émission du disque peut bel et bien s'expliquer grâce à la contribution des positrons issus de la décroissance  $\beta^+$ .



# ANNEXE



# Publication : Galactic annihilation emission from nucleosynthesis positrons

P. Martin, A. Strong, P. Jean, A. Alexis, et R. Diehl  
A&A, Volume 543, id.A3, 15 pp., juillet 2012

## Résumé

Dans cet article, nous avons estimé la contribution des positrons produits par les décroissances  $\beta^+$  de l' $^{26}\text{Al}$ , du  $^{44}\text{Ti}$  et du  $^{56}\text{Ni}$  à l'émission d'annihilation galactique. Pour cela, nous avons adapté le code de transport diffusif du rayonnement cosmique GALPROP pour simuler la propagation puis l'annihilation de ces positrons dans un modèle de notre Galaxie. En utilisant des distributions spatiales plausibles pour ces sources (associées aux distributions spatiales des étoiles massives et des supernovae de type Ia), nous avons testé plusieurs scénarios possibles de propagation pour les positrons dans le but de rendre compte des nombreuses incertitudes concernant le mode de transport des positrons avec des énergies de l'ordre du MeV dans le milieu interstellaire. Nous avons ainsi pu évaluer l'impact du transport sur la morphologie de l'émission d'annihilation. Les différents modèles spatiaux simulés de l'émission d'annihilation ont ensuite été comparés aux données de SPI/INTEGRAL.

Peu importe le scénario de transport, les simulations ont montré que, pour une source donnée, les modèles d'émission d'annihilation sont très similaires. Ceci est dû au fait que même quand les positrons sont « autorisés » à se propager loin de leur source (transport balistique), au moins la moitié des positrons s'annihilent à proximité de leur source. Dans ce cas du transport balistique, jusqu'à 40% des positrons arrivent néanmoins à s'échapper de la Galaxie alors que cette fraction est nulle pour le cas où les positrons diffusent uniquement sur la turbulence MHD interstellaire. Dans ce cas, les positrons restent très confinés autour de leur site d'injection. La comparaison des modèles d'émission aux données a montré que les positrons produits par décroissance  $\beta^+$  ne peuvent pas rendre compte de l'émission étendue du bulbe galactique. Ils peuvent cependant expliquer l'émission observée dans la direction du disque galactique. Une source supplémentaire de positrons semble donc nécessaire pour expliquer l'émission intense du bulbe galactique. Dans le cadre de notre modèle, celle-ci devrait être concentrée dans les régions centrales de la Galaxie si ses positrons ont des énergies de l'ordre du MeV.

## Galactic annihilation emission from nucleosynthesis positrons

P. Martin<sup>1,2</sup>, A. W. Strong<sup>1</sup>, P. Jean<sup>3</sup>, A. Alexis<sup>3</sup>, and R. Diehl<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Max Planck Institut für extraterrestrische Physik (MPE), Postfach 1312, 85741 Garching, Germany

<sup>2</sup> UJF/CNRS, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG), UMR 5274, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France  
 e-mail: pierrick.martin@obs.ujf-grenoble.fr

<sup>3</sup> UPS/CNRS, Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP), UMR 5277, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France

Received 22 December 2011 / Accepted 25 April 2012

### ABSTRACT

**Context.** The Galaxy hosts a widespread population of low-energy positrons revealed by successive generations of gamma-ray telescopes through a bright annihilation emission from the bulge region, with a fainter contribution from the inner disk. The exact origin of these particles remains currently unknown.

**Aims.** We estimate the contribution to the annihilation signal of positrons generated in the decay of radioactive <sup>26</sup>Al, <sup>56</sup>Ni and <sup>44</sup>Ti.

**Methods.** We adapted the GALPROP propagation code to simulate the transport and annihilation of radioactivity positrons in a model of our Galaxy. Using plausible source spatial distributions, we explored several possible propagation scenarios to account for the large uncertainties on the transport of ~MeV positrons in the interstellar medium. We then compared the predicted intensity distributions to the INTEGRAL/SPI observations.

**Results.** We obtain similar intensity distributions with small bulge-to-disk ratios, even for extreme large-scale transport prescriptions. At least half of the positrons annihilate close to their sources, even when they are allowed to travel far away. In the high-diffusion, ballistic case, up to 40% of them escape the Galaxy. In proportion, this affects bulge positrons more than disk positrons because they are injected further off the plane in a tenuous medium, while disk positrons are mostly injected in the dense molecular ring. The predicted intensity distributions are fully consistent with the observed longitudinally-extended disk-like emission, but the transport scenario cannot be strongly constrained by the current data.

**Conclusions.** Nucleosynthesis positrons alone cannot account for the observed annihilation emission in the frame of our model. An additional component is needed to explain the strong bulge contribution, and the latter is very likely concentrated in the central regions if positrons have initial energies in the 100 keV–1 MeV range.

**Key words.** astroparticle physics – gamma rays: ISM – nuclear reactions, nucleosynthesis, abundances

### 1. Introduction

Over the past decades, it has become clear that our Galaxy can produce substantial amounts of antimatter and give rise to several large-scale populations of antiparticles that coexist with our matter environment at the current cosmic time. In particular, a sizeable number of positrons apparently fill the entire Galaxy from the very centre to the peripheral regions.

The Galactic population of positrons is usually divided into low-energy (typically  $\leq 10$  MeV) and high-energy (typically  $\geq 100$  MeV) particles, and it seems that there is more than historical or experimental reasons to do that (Prantzos et al. 2011). While high-energy positrons can be observed directly as a cosmic-ray component in the interplanetary medium, low-energy positrons are revealed indirectly through gamma-ray observations of the sky in the  $\sim 100$  keV–1 MeV range. The latter have indeed shown an unambiguous signature of electron-positron annihilation from the inner Galactic regions, in the form of a line at 511 keV and a continuum below.

That our Galaxy can produce and host a substantial population of positrons is actually not a surprise. There are many physical processes able to provide non-thermal positrons over a broad range of energies (photon-photon pair production, radioactive decay, hadronic interactions, ...), and as many astrophysical phenomena likely to be the sites of one or more of these processes (pulsars, X-ray binaries, supernovae, cosmic rays, ...). If we add more speculative channels like dark matter particles creating positrons through their annihilation or decay, it becomes

clear that the real challenge of positron astrophysics is not to find an origin for these particles, but to identify the source or combination or sources that dominates the production.

In this paper, we focus on the low-energy positron population and on one likely source for these particles: the decay of radioactive species produced by the ongoing nucleosynthesis activity of our Galaxy, in particular <sup>26</sup>Al, <sup>56</sup>Ni and <sup>44</sup>Ti. Recent works have shown that these elements could account for the annihilation signal observed by successive generations of gamma-ray telescopes (Prantzos 2006; Higdon et al. 2009). In this work, we aim at providing an additional, alternative assessment of that possibility. We adapted the GALPROP public code for cosmic-ray propagation to simulate the transport and annihilation of radioactivity positrons in a model of our Galaxy. Using source spatial profiles based on typical distributions of massive stars and supernovae, we explored how the annihilation intensity distributions vary upon different prescriptions for the transport. The predicted emissions were then compared to the presently available observations, coming mostly from the INTEGRAL/SPI instrument.

We start by recalling the main points of the physics of positron annihilation and transport in Sect. 2, and by summarizing the main observational facts about Galactic low-energy positrons in Sect. 3. In Sect. 4, we present the characteristics of <sup>26</sup>Al, <sup>56</sup>Ni and <sup>44</sup>Ti in terms of contribution to the Galactic population of positrons. We introduce in Sect. 5 the code used to model the propagation and annihilation of positrons in the Galaxy. Then, we present the simulated cases in Sect. 6 and discuss their results in Sect. 7.

## 2. Positron physics

### 2.1. Positron annihilation

Galactic low-energy positrons are associated with the strong 511 keV celestial signal. For several reasons that will be reviewed in Sect. 3, they are believed to be injected in the Galaxy with initial energies below a few MeV. On the other hand, low-energy positrons are created non-thermal in all the potential source processes, with mean initial energies of a few 100 keV at least. To annihilate, however, most will have to be slowed down to near-thermal energies, at least below  $\sim 100$  eV. This energy loss proceeds mostly through ionisation/excitation and Coulomb interactions in the interstellar gas, and it can take  $\sim 10^5$  yr for a typical interstellar density of  $1 \text{ cm}^{-3}$  (Jean et al. 2006). Over that time positrons travel at relativistic speeds, which opens the possibility for large-scale transport (see below).

There is a variety of processes by which positrons can annihilate with electrons: direct annihilation with free or orbital electrons, formation of positronium by radiative recombination with free electrons or by charge-exchange with atoms, etc. (for a complete review, see Guessoum et al. 2005). The physical and chemical properties of the medium where the annihilation takes place set the dominant annihilation channels and as a result, each interstellar medium (ISM) phase has a typical annihilation spectrum. As we will see later, most low-energy positrons seem to annihilate through the formation of a positronium atom (Ps), which is a short-lived bound state between a positron and an electron. This can occur in two different ways: either by charge-exchange, when non-thermalised positrons with typical kinetic energy of  $\sim 10$ – $100$  eV rip off electrons from H or He atoms; or by radiative recombination, when thermalised positrons combine with thermalised electrons. The Ps atoms occur in 75% of the cases as ortho-Ps (parallel particle spins), which decays over  $\mu\text{s}$  time scales into 3 photons producing a continuum below 511 keV, and in 25% of the cases as para-Ps (anti-parallel particle spins), which decays over ns time scales into 2 photons with 511 keV energies (in the centre-of-mass frame).

Apart from the processes mentioned above, positrons can also annihilate directly with electrons at energies higher than  $\sim 100$  eV and give rise to a Doppler-broadened line extending from  $m_e c^2/2$  to  $E_k + m_e c^2/2$ , where  $E_k$  is the positron kinetic energy and  $m_e$  the electron/positron mass. This channel called in-flight annihilation is negligible for positron energies of  $\leq 1$  MeV, but it becomes increasingly important at higher and higher energies. In typical ISM conditions, in-flight annihilation occurs for a maximum of  $\sim 20$ – $30\%$  of positrons with initial energies  $\geq 10$  GeV (this proportion decreases for stronger magnetic or radiation fields, see Sizun et al. 2006; Chernyshov et al. 2010).

### 2.2. Positron transport

Once injected in the ISM, relativistic positrons can propagate away from their sources in two ways, which we will term ballistic and collisionless transport. In the former case, positrons simply follow helicoidal trajectories along magnetic field lines and they experience repeated interactions with gas particles; in the process, positrons progressively lose their energy but experience little deviations<sup>1</sup>. In the latter case, positrons are additionally scattered by magneto-hydrodynamic (MHD) perturbations associated with the interstellar turbulence and they random walk

along and across the field lines, likely with different properties in the parallel and perpendicular directions; the process can be quite efficient, provided there are adequate MHD waves with which positrons can interact.

From recent theoretical developments, it seems that interstellar MHD turbulence can be decomposed into Alfvénic, slow and fast magnetosonic modes. These modes are thought to be injected at spatial scales of the order of  $\sim 10^{20}$ – $10^{21}$  cm, as a result of differential rotation of the Galactic disk, superbubbles, and stellar winds and explosions. The turbulent energy is redistributed to smaller spatial scales through the interaction of wave packets in a so-called turbulence cascade. In the process, MHD modes can suffer various damping processes that could halt the cascade, thus preventing the propagation of MHD modes to smaller wavelengths.

The properties of the turbulence cascade depend on the mode, and this has implications for the collisionless transport of energetic particles. The so-called Kolmogorov scaling applies to the Alfvénic and slow magnetosonic modes (Lithwick & Goldreich 2001; Cho et al. 2002). In that case, however, the turbulent energy is preferentially redistributed perpendicularly to the magnetic field, which leads to an inefficient scattering of relativistic particles. Conversely, the fast magnetosonic modes follow the so-called Kraichnan scaling in an isotropic cascade (Cho et al. 2002; Cho & Lazarian 2003), and they were shown to have the dominant contribution to the scattering of cosmic rays in the ISM (Yan & Lazarian 2004).

Jean et al. (2009, hereafter JGMF09) have made an extensive study of both the ballistic and collisionless transport modes for positron kinetic energies  $\leq 10$  MeV, and we briefly summarise below their findings about collisionless transport. The authors focused on wave-particle resonant interactions occurring when the gyroradius of the positron is of order of the parallel wavelength of the MHD modes. In  $\mu\text{G}$  fields, this corresponds to scales of  $\sim 10^9$ – $10^{10}$  cm for 1–10 MeV particles, more than 10 orders of magnitude smaller than the scales at which turbulence is injected.

A minimum wavelength for the MHD modes of the turbulence cascade is set by Landau damping occurring as the mode frequency approaches the cyclotron frequency of thermal protons. This corresponds to  $\sim 10^8$ – $10^9$  cm scales in most ISM phases and defines a minimum energy for particle-wave resonant interactions. In the case of positrons, this minimum energy is of order of  $\sim 10$ – $100$  keV, except in hot media with high magnetic field intensities, where it can exceed 1 MeV. Yet, damping processes can cut off the turbulent cascade at higher wavelengths if the damping rate exceeds the energy transfer rate, and this is what is thought to happen for some ISM conditions. JGMF09 determined that in the mostly neutral phases of the ISM, ion-neutral collisions halt the cascade at spatial scales of order  $\sim 10^{16}$ – $10^{18}$  cm for Alfvén waves and  $\sim 10^{17}$ – $10^{19}$  cm for fast magnetosonic waves in warm and cold atomic phases, and at scales of order  $\sim 10^{17}$ – $10^{20}$  cm for both waves in molecular phases (where larger scales correspond to smaller gas densities for the atomic phases, and to larger cloud sizes for the molecular phases). In the ionised phases of the ISM, the Alfvén wave cascade can proceed undamped down to the minimum spatial scales in both the hot and warm media, while the fast modes experience significant viscous damping at scales  $\sim 10^{13}$ – $10^{14}$  cm in the warm medium, and strong Landau damping at scales  $\sim 10^{17}$ – $10^{18}$  cm in the hot medium<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> See Sect. 3 of Jean et al. (2009), the pitch angle of the particles remains nearly constant down to  $\sim 10$  keV, and the propagation perpendicular to the field lines is negligible.

<sup>2</sup> Except maybe for quasi-parallel waves, if wave propagation angles are not efficiently randomised in wave-wave interactions.

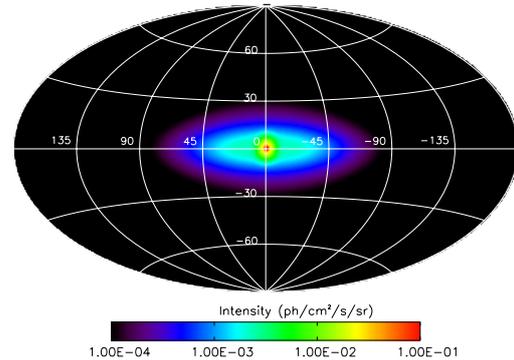
The above results indicate that the turbulence cascade is quenched at spatial scales orders of magnitude greater than those required for resonant interactions of 1–10 MeV positrons, except for Alfvén waves in ionised media<sup>3</sup>. Yet, JGMF09 argue that the scattering by Alfvén waves is very likely inefficient due to the strong anisotropy of the associated turbulence. The alternative of Cerenkov resonance with fast modes, in which no precise gyroradius is required for the interaction, could potentially take place but under very restrictive conditions involving quasi-parallel fast waves and nearly perpendicular positron motion. On the other hand, non-resonant interactions with fast modes were proved to be quite efficient at scattering sub-MeV electrons in the solar wind (Ragot 2006), and a similar process may well operate for low-energy positrons in the ISM. Another option for an efficient collisionless transport of low-energy positrons is the injection of turbulence directly at the relevant small spatial scales, for instance through the streaming instability but more generally by any kind of fluid or kinetic instability. JGMF09 concluded that positron scattering off cosmic-ray-driven waves is inefficient, but that scattering off self-generated waves would deserve a detailed investigation. Overall, JGMF09 have presented several arguments against the scenario of collisionless transport of low-energy positrons, but the issue cannot yet be considered as definitely settled. Independently of JGMF09, Higdon et al. (2009, hereafter HLR09) also came to the conclusion that the predominantly neutral phases of the ISM do not host the small-scale turbulence required for the resonant scattering of ~MeV positrons. Yet, these authors argued from observations of particle propagation in the interplanetary medium that ~MeV positrons should diffuse on MHD fluctuations in the ionised phases of the ISM, even if the exact nature of the process remains unknown.

### 3. Positron observations

#### 3.1. Constraints on the annihilation sites

In trying to identify the origin of low-energy positrons, the mapping of the annihilation emission by successive generations of balloon- and space-borne gamma-ray instruments provided a valuable piece of information. The most accurate picture available today is provided by the SPI telescope onboard the INTEGRAL satellite, which has been in orbit for about 9 years and is planned to operate at least until 2014. More than 100 Ms of allsky observations concentrated mostly on the Galactic disk and bulge are now available. From this, it is clear that the morphology of the annihilation line emission is dominated by a strong central emission consisting of a very peaked part (*FWHM* of 2–3°) at the Galactic centre surrounded by a wider contribution (*FWHM* of 8–10°) from an outer bulge or halo (see Fig. 1). This inner emission comes on top of a fainter disk-like component extending up to at least  $|l| < 50^\circ$ . The most interesting feature of this distribution is the relatively high bulge-to-disk (B/D) ratio that is obtained for the 511 keV luminosity. Fitting projected 3D spatial distributions to the INTEGRAL/SPI data, luminosities of  $1.2/3.1 \times 10^{43}$  e<sup>+</sup>/s for the bulge, and of  $0.8/0.5 \times 10^{43}$  e<sup>+</sup>/s for the disk were inferred

<sup>3</sup> Note that Ptuskin et al. (2006) investigated turbulence dissipation through resonant interactions of cosmic rays, and concluded that this process may quench the Kraichnan turbulence cascade of fast modes at scales  $\sim 10^{13}$  cm. While this was invoked as an explanation for the ~1 GeV/nucleon peak in the ratios of secondary-to-primary nuclei observed in the local cosmic rays, it may also be relevant for the transport of lower-energy particles.



**Fig. 1.** Intensity distribution of the Galactic 511 keV emission obtained by model-fitting to about 7 years of INTEGRAL/SPI observations, using the parameterized components adopted in Weidenspointner et al. (2008a).

by Weidenspointner et al. (2008b) for two sets of equally-likely models<sup>4</sup>. With values of order 2–6, the B/D luminosity ratio is higher than those obtained for the distributions of classical astrophysical objects or interstellar gas (with the caveat, however, that the outer disk emission is poorly constrained; see Sect. 7.2).

Valuable information about where exactly positrons end their lives could be obtained from the spectral analysis the 511 keV line, permitted by the high energy resolution of the SPI instrument. The annihilation emission observed with SPI in the inner Galactic regions, the 511 keV line and the continuum below down to ~400 keV, indicates that most positrons annihilate in the warm medium of the ISM (Churazov et al. 2005; Jean et al. 2006). Approximately one half annihilate in the warm ionised phase, through the formation of Ps by radiative recombination. The other half of the positrons annihilate in the cold and warm neutral phases shortly before thermalisation, through the formation of Ps by charge-exchange. Most of the positrons that feed the 511 keV line emission therefore annihilate through the formation of a Ps state. The so-called positronium fraction  $f_{Ps}$ , inferred from SPI is quite high, of the order of  $\geq 95\%$ , and the remaining few % correspond to direct annihilation with free electrons in the warm ionised medium.

#### 3.2. Constraints on the injection energy

We now turn to constraints on the origin of positrons, and in particular on their initial energy and on the reasons why the positrons involved in the 511 keV line emission are generally considered to be low-energy particles. For a given positron population, the level of in-flight radiation at any gamma-ray energy  $\geq m_e c^2/2$  increases with the initial energy of the particles, which allows to get constraints on this parameter from observations in the 1–100 MeV range. Under the assumption that positrons remain confined to the Galactic bulge regions from their injection to their annihilation, Sizun et al. (2006) and Beacom & Yüksel (2006) concluded that the positrons responsible for the 511 keV emission must be injected with initial energies below a few MeV otherwise their in-flight annihilation would give rise to an emission excess from the bulge, in contradiction with the CGRO/COMPTEL observations in the 1–30 MeV range. A less stringent constraint of a few GeV can

<sup>4</sup> The values are also based on the assumption of a positronium fraction of 0.967, as determined by Jean et al. (2006) from the spectral analysis of the annihilation emission.

be obtained assuming an injection of positrons  $\sim 10^5$  yr ago by a non-stationary source process, followed by a slowing-down in a magnetic field of a few  $100 \mu\text{G}$  in the inner Galactic regions (Chernyshov et al. 2010). We will however focus on a stationary source in this work.

Constraints on the initial energy of positrons annihilating in the bulge could also be obtained from other radiations than in-flight annihilation. Positrons with energies  $\geq 100$  MeV would emit through inverse-Compton scattering, Bremsstrahlung, and synchrotron, and add their contribution to the gamma-ray and radio emission from cosmic rays interacting with the ISM (Strong et al. 2007, 2011). Yet, the production rate of positrons annihilating at low energy very likely outnumbers that of cosmic-ray electrons/positrons. In the model of Galactic cosmic rays used in Strong et al. (2010), the injection rate of primary electrons with energies  $100 \text{ MeV} - 100 \text{ GeV}$  is  $\sim 10^{42} e^-/\text{s}$ ; adding secondary electrons/positrons created by inelastic collisions of cosmic ray nuclei with interstellar gas approximately doubles the rate (Porter et al. 2008). As seen previously, however, the positron annihilation rate inferred from INTEGRAL/SPI observations is a few times  $10^{43} e^+/\text{s}$ ; so if these positrons were to have initial energies  $\geq 100$  MeV, they would certainly dominate the Galactic high-energy or radio emission, at least over certain energy ranges. Although current models of the Galactic high-energy and radio emission can probably accommodate a population of high-energy positrons in addition to conventional cosmic rays from supernova remnants, it seems improbable that this additional component have similar injection energies and a flux an order of magnitude higher. Moreover, the very different morphologies of the 511 keV and  $\sim 10 \text{ MeV} - 100 \text{ GeV}$  skies do not seem to support a high initial energy for positrons, since they would first have to lose their high initial energies mostly in the disk and ultimately annihilate in a very narrow region in the Galactic bulge.

#### 4. Positron sources

Positrons are naturally created in the  $\beta^+$ -decay of some unstable proton-rich nuclei. The main species anticipated to significantly contribute to the positron production through  $\beta^+$ -decay are  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{56}\text{Ni}$  and  $^{44}\text{Ti}$  ( $^{22}\text{Na}$  may also bring some contribution, but we will not consider it here; see Prantzos 2004). Nucleosynthesis is often taken as the most plausible origin for the Galactic positrons because the existence and decay of the above-mentioned species can be established from various experimental results. The most direct evidence comes from observations of the characteristic gamma-ray lines or fluorescence X-ray lines that accompany the decay of the above-mentioned isotopes (see for instance Renaud et al. 2006; Leising & Share 1990). Then, indirect proof can be obtained from the interpretation of supernovae lightcurves, which are powered by the energetic decay products of  $^{56}\text{Ni}$  and  $^{44}\text{Ti}$ , or from the measurement of present-day cosmic abundances of the daughter nuclei, which result from the cumulated nucleosynthesis history of the Galaxy (Motizuki & Kumagai 2004; The et al. 2006). The isotope production yields inferred from these various observations would actually be sufficient to provide after  $\beta^+$ -decay the estimated  $\sim 10^{43} e^+/\text{s}$  that power the diffuse annihilation emission observed by INTEGRAL. Yet, as we will see below, these yields cannot be straightforwardly translated into a Galactic positron injection rate because all positrons do not necessarily escape the production sites of their parent radio-isotopes.

In the following, we present the properties of the positrons produced by the decay of the three above-mentioned

radionuclides: the plausible large-scale spatial distribution of their injection sites, the spectrum they have when they are released into the ISM, and their production rate inferred from the estimated nucleosynthesis yields for the parent isotopes. For a more detailed discussion about the subject, we refer the reader to Prantzos et al. (2011).

##### 4.1. The $^{26}\text{Al}$ radio-isotope

The  $^{26}\text{Al}$  isotope is believed to be produced predominantly by massive stars at various stages of their evolution, with typical total yields of a few  $10^{-4} - 10^{-5} M_\odot$  per star (Prantzos & Diehl 1996). It is released in the ISM by stellar winds and by core-collapse supernova explosions. The mean  $^{26}\text{Al}$  lifetime of about 1 Myr allows it to escape its production site and diffuse  $\sim 10 - 100$  pc away before decaying into  $^{26}\text{Mg}$ . The transport of  $^{26}\text{Al}$  away from its stellar sources imply that the majority of  $^{26}\text{Al}$  positrons are released directly into the ISM and do not suffer energy losses prior to their injection.

The distribution of  $^{26}\text{Al}$  in the Galaxy is truly diffuse and follows that of massive stars, as confirmed by the mapping of the 1809 keV decay emission (Plüscke et al. 2001) and its correlation with the microwave free-free emission from HII regions or the infrared emission from heated dust (Knödlseeder et al. 1999). The Galactic mass distribution of  $^{26}\text{Al}$  inferred from the 1809 keV emission is strongly concentrated at galactocentric radii 3 to 6 kpc, at the position of the so-called molecular ring (Martin et al. 2009). The injection sites of  $^{26}\text{Al}$  positrons are thus expected to be distributed in an annular disk and along spiral arms (such as the thin disk and spiral arms components that represent the contribution of localised HII regions surrounding massive stars in the NE2001 model for the Galactic distribution of free electrons by Cordes & Lazio 2002).

Because of the long lifetime of  $^{26}\text{Al}$ , positrons are very likely injected into the ISM with their original, unaltered  $\beta$ -spectrum. The latter is described by the formula given in Chan & Lingenfelter (1993, hereafter CL93) and has a mean of  $\sim 0.4$  MeV and a maximum of 1.2 MeV. We note here that most  $^{26}\text{Al}$  positrons are very likely released in the hot, tenuous, and highly turbulent interiors of the superbubbles blown by massive star clusters. In these conditions, relativistic positrons may well experience stochastic, second-order Fermi acceleration in the strong MHD turbulence, or even regular, first-order Fermi acceleration in the many primary/secondary shocks that travel the bubbles. This could significantly modify the initial  $\beta$ -spectrum and bring positrons to higher energies, which could increase their range and move their annihilation sites further. This effect is, however, beyond the scope the present paper and would deserve a dedicated study.

The total injection rate of  $^{26}\text{Al}$  positrons can be computed from the estimated total stationary  $^{26}\text{Al}$  mass of  $1.7 - 2.7 M_\odot$  in the Galaxy (Martin et al. 2009; Wang et al. 2009), where the uncertainty on the total Galactic  $^{26}\text{Al}$  mass arises from uncertainties on the exact spatial distribution of the isotope in the Galaxy. Taking into account a  $\beta^+$ -decay branching ratio of 0.82, this translates into a  $^{26}\text{Al}$  positron injection rate of  $(0.20 - 0.31) \times 10^{43} e^+/\text{s}$ .

##### 4.2. The $^{44}\text{Ti}$ radio-isotope

The  $^{44}\text{Ti}$  isotope is synthesised by explosive Si-burning deep in the stellar ejecta during core-collapse and thermonuclear supernova explosions (ccSNe and SNe Ia respectively), with typical

yields of a few  $10^{-4}$ – $10^{-5} M_{\odot}$  per event. The mean  $^{44}\text{Ti}$  lifetime is about 85 yr, which implies that the radio-isotope remains trapped in the young supernova remnant until it decays into  $^{44}\text{Sc}$  and then  $^{44}\text{Ca}$ . Most  $^{44}\text{Ti}$  positrons are therefore released in the envelope of the exploded star and their further transfer to the ISM depends on the unknown transport conditions in the ejecta and on the explosion properties. This must be taken into account when translating  $^{44}\text{Ti}$  yields into positron injection rates (see below).

The injection sites of  $^{44}\text{Ti}$  positrons sample the time-averaged distribution of supernova explosions in our Galaxy. Core-collapse supernovae proceed from massive stars and are thus distributed like them, in a thin annular disk and along spiral arms (see Sect. 4.1). Thermonuclear supernovae have a slightly more subtle evolutionary pathway and actually depend on both the old and young stellar populations. Sullivan et al. (2006) showed from observations of external galaxies that the rate of SNe Ia depends on both the star formation rate and the total stellar mass<sup>5</sup>. The spatial distribution of SNe Ia is therefore a combination of that of massive stars and that of stellar mass. In our Galaxy, most of the stellar mass is distributed in an exponential disk with a central hole and in a ellipsoidal bulge, with approximately the same mass in each component:  $2.15$  and  $2.03 \times 10^{10} M_{\odot}$ , respectively (see the determination of the three-dimensional shapes and parameters in Robin et al. 2003). Overall, the source distribution for  $^{44}\text{Ti}$  positrons has three components: a thin annular disk (for ccSNe and prompt SNe Ia), and an exponential disk with central hole and a bulge (for delayed SNe Ia). Further down, we quantify the relative contribution of each component to the total source term.

Because of the intermediate lifetime of  $^{44}\text{Ti}$ , the population of decay positrons entering the ISM may be affected by the escape from the stellar ejecta. Martin et al. (2010) computed the escape or survival fractions of  $^{44}\text{Ti}$  positrons for two extreme transport modes in the ejecta: either positrons can freely stream through the stellar envelope, or they are trapped at their birth place by some strong magnetic turbulence. In the free streaming case, the escape fractions are quite high, ranging from 97% for light  $2 M_{\odot}$  ejecta to 83% for more massive  $14 M_{\odot}$  ejecta; in the trapped case, the survival fractions are lower, ranging from 91% to 36% for the same mass range (assuming in both cases a typical  $10^{51}$  erg explosion kinetic energy)<sup>6</sup>. Although  $^{44}\text{Ti}$  positrons do suffer energy losses on their way out of the stellar ejecta, the mean energy of the escaping/surviving population remains close to the initial one, whatever the transport mode. So most  $^{44}\text{Ti}$  positrons are injected into the ISM with a spectrum close to the original, unaltered  $\beta$ -spectrum, which has a mean of  $\sim 0.6$  MeV and a maximum of 1.5 MeV. We note, however,

<sup>5</sup> A scenario based only on stellar mass, that is on the older and lower-mass star population, is ruled out at >99% confidence level.

<sup>6</sup> These estimates for the escape fractions are consistent with the results obtained by CL93, except for the  $14 M_{\odot}$  ejecta mass, for which they found a survival fraction of 8% only in the trapped case. The origin of the discrepancy may lie in the approximation they used in their calculation, while Martin et al. (2010) performed the complete integration over time and energy. Another difference between both studies is that CL93 added a so-called slow positron survival fraction for positrons that are thermalised but do not annihilate in the continuously-thinning ejecta. Yet, in the ejecta assumed to be neutral, the dominant annihilation process is positronium formation, which occurs over comparatively very short time scales once positrons have been slowed down below  $\sim 100$  eV. So if neutral atoms are indeed the dominant species in the rapidly-cooling ejecta, no more than a few % of the thermalised positrons are expected to survive.

that Zirakashvili & Aharonian (2011) considered the possibility that positrons from the  $^{44}\text{Ti}$  decay chain constitute a pool of mildly relativistic particles that can be accelerated to ultra-relativistic energies in the remnants of supernova explosions of all types. In their model, the  $\sim 1$  MeV positrons from  $^{44}\text{Sc}$  decay undergo stochastic pre-acceleration up to  $\sim 100$  MeV in the turbulent upstream region of the reverse shock, and are then further accelerated up to multi-TeV energies by the diffusive shock acceleration mechanism at the shock. This effect is, however, beyond the scope of the present paper.

The total injection rate of  $^{44}\text{Ti}$  positrons can be computed from the frequencies of ccSNe and SNe Ia, and the  $^{44}\text{Ti}$  yields and positron escape fractions for each type of event. From Tammann et al. (1994), ccSNe are estimated to occur at a rate  $\sim 2.1$  ccSNe/century while SNe Ia occur at a rate  $\sim 0.4$  SNe Ia/century. Using the empirical relation from Sullivan et al. (2006), on which we based the spatial distribution of SNe Ia, the occurrence rate of SNe Ia is

$$R_{\text{SNIa}} = M_{\star} \times (5.3 \pm 1.1) \times 10^{-14} \text{ yr}^{-1} M_{\odot}^{-1} + SFR \times (3.9 \pm 0.7) \times 10^{-4} \text{ yr}^{-1} (M_{\odot} \text{ yr}^{-1})^{-1} \quad (1)$$

we also find a rate of  $\sim 0.4$  SNe Ia/century if we take a total star formation rate  $SFR = 4 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  (Diehl et al. 2006) and the above-mentioned total stellar mass  $M_{\star} = (2.15 + 2.03) \times 10^{10} M_{\odot}$  (Robin et al. 2003). Then, a star formation rate of  $4 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  corresponds to  $\sim 2.1$  ccSNe/century for a typical initial mass function (see Table 1 in Diehl et al. 2006). Regarding the  $^{44}\text{Ti}$  yields of supernovae, observational estimates are very scarce (two direct detections, Cassiopeia A and G1.9+0.3, and one indirect, SN1987A; see Renaud et al. 2006; Borkowski et al. 2010; Motizuki & Kumagai 2004), so it is risky to compute some average Galactic  $^{44}\text{Ti}$  production rate by integrating theoretical yields over a range of supernova progenitors. Instead, we simply assumed that ccSNe and SNe Ia eject on average  $2.0 \times 10^{-4} M_{\odot}$  and  $2.0 \times 10^{-5} M_{\odot}$  per event, respectively. These values agree with the compilation of observational constraints done in Martin et al. (2010) and with the recently-estimated range for G1.9+0.3 (Borkowski et al. 2010). Overall, this corresponds to a mean Galactic  $^{44}\text{Ti}$  production rate of  $4.2 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ , roughly consistent with the estimate of  $5.5 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  by The et al. (2006) based on the present-day solar  $^{44}\text{Ca}$  abundance and a Galactic chemical evolution model. This  $^{44}\text{Ti}$  production rate can be translated into a positron production rate by applying a factor 0.94 for the  $\beta^+$ -decay branching ratio of the decay chain and using an escape fraction of 100%. In the absence of strong observational constraints, the latter value was chosen because the escape fraction in models is  $\geq 50\%$  for most ejecta masses, explosion energies, and transport conditions, so using 100% gives the correct order of magnitude and allows an easy scaling of the results. Eventually, the  $^{44}\text{Ti}$  positron injection rate is  $0.34 \times 10^{43} \text{ e}^+/\text{s}$  (with only  $\sim 2\%$  being contributed by SNe Ia), and we consider an uncertainty range of  $\pm 50\%$  due to the uncertainty on the Galactic  $^{44}\text{Ti}$  production rate<sup>7</sup>.

### 4.3. The $^{56}\text{Ni}$ radio-isotope

The  $^{56}\text{Ni}$  isotope is synthesised by explosive Si-burning deep in the stellar ejecta during core-collapse and thermonuclear

<sup>7</sup> In The et al. (2006), the authors found a  $\sim 2$  times larger uncertainty range for the Galactic  $^{44}\text{Ti}$  production rate due to unknown parameters in the Galactic chemical evolution model; they also note that the entire range may be shifted to lower values if there is a nucleosynthesis channel to produce  $^{44}\text{Ca}$  directly.

supernova explosions, with typical yields of the order of  $10^{-1} M_{\odot}$  per event. The characteristic time of the decay chain to  $^{56}\text{Co}$  and then to  $^{56}\text{Fe}$  is  $<1$  yr, which implies that all positrons are released in the stellar ejecta at the late supernova / early remnant phase. This makes escape a critical point, which actually counterbalances the large  $^{56}\text{Ni}$  yields.

Although  $^{56}\text{Ni}$  is produced by both ccSNe and SNe Ia, we will see below that SNe Ia are expected to dominate over ccSNe in terms of contribution to the Galactic positron population through that isotope. Consequently, the injection sites of  $^{56}\text{Ni}$  positrons follow the time-averaged distribution of SNe Ia in our Galaxy. The source distribution has three components like that of  $^{44}\text{Ti}$  positrons – a thin annular disk, an exponential disk, and a bulge – but the relative contribution of each component to the total positron production rate is different, as we will see below.

Because of the short time scale of the  $^{56}\text{Ni}$  decay chain, the population of decay positrons eventually entering the ISM is strongly affected by the travel through the stellar ejecta. The escape of  $^{56}\text{Ni}$  positrons is favoured by ejecta mixing, which lifts iron up to the lower-density ejecta surface, and by low confinement, which decreases the column density experienced by positrons in the ejecta. Models exploring these effects result in escape fractions up to  $\sim 10\%$  for SNe Ia, while escape fractions for ccSNe reach a few % only for the light and rare type Ib/Ic explosions and in the limiting case of a fully mixed ejecta (see for instance CL93). The comparison of such predictions with the late lightcurves of SNe Ia indicates an escape fraction in the range  $\sim 2\text{--}6\%$  (Milne et al. 1999, but see also the warning of Lair et al. 2006). Alternatively, Martin et al. (2010) translated the non-detection of 511 keV emission from the youngest and most nearby supernova remnants into an upper limit on the escape fraction of 12% for SNe Ia. Overall, SNe Ia are thought to be the dominant source of  $^{56}\text{Ni}$  positrons when compared to ccSNe: their lower occurrence rate (0.4 versus 2.1 SNe/century) is compensated by their higher iron yield per event (0.6 versus  $0.1 M_{\odot}$ , typically), and their average positron escape fraction is very likely one order of magnitude higher. Due to the strong energy losses experienced in the fresh and dense ejecta of SNe Ia, escaping/surviving  $^{56}\text{Ni}$  positrons very likely have a spectral distribution that differs from the original  $\beta$ -spectrum. Depending on the actual mixing and density profile of the ejecta, the mean kinetic energy of the positron population may be shifted from  $\sim 0.6$  MeV at decay to  $\sim 0.3$  MeV or even below when entering the ISM (see Fig. 4 of CL93). We will discuss later on the impact of this effect on the predicted annihilation emission.

With the previously-adopted SNIa occurrence rate of 0.4 per century and a typical  $^{56}\text{Ni}$  yields of  $0.6 M_{\odot}$ , the total positron injection rate can be computed by taking into account a factor of 0.19 for the  $\beta^+$ -decay branching ratio of the decay chain and assuming an escape fraction of 5%. This corresponds to a  $^{56}\text{Ni}$  positron injection rate is  $1.53 \times 10^{43} e^+/s$ . Yet, the positron escape fraction is a crucial parameter that is not strongly constrained by observations. We therefore considered an uncertainty range of one order of magnitude for this factor, for a range of 1 to 10%. This translates into an uncertainty range on the  $^{56}\text{Ni}$  positron injection rate of  $(0.31\text{--}3.10) \times 10^{43} e^+/s$ .

## 5. The transport code

The propagation of positrons in the Galaxy was modelled with a modified version of the publicly-available GALPROP code (see <http://galprop.stanford.edu>). The code was originally created to analyse in a consistent way the growing body of data

available on Galactic cosmic rays (direct particle measurements, diffuse emissions in radio and at high energies). Nevertheless, it is general enough to be adapted to other studies of particle transport in the Galaxy.

In the following, we briefly review the constituents of the GALPROP model that are relevant to the study of nucleosynthesis positrons. We also introduce the modifications implemented to simulate the propagation and annihilation of positrons in the Galaxy.

### 5.1. Transport processes

GALPROP numerically solves a general diffusion-convection equation for a given source distribution. The transport mechanisms included in the code are diffusion in position and momentum, convection away from the plane and the associated adiabatic cooling, momentum losses from many processes, radioactive decay, and nuclear fragmentation. The equation is solved using a Crank-Nicholson implicit second-order scheme, with free particle escape assumed at the spatial boundaries. A typical simulation is run for decreasing time steps until a steady state is achieved for all species over the entire computational grid. The present modelling of positron propagation in the Galaxy includes diffusion in position and energy losses, but no convection or diffusive reacceleration (and of course no nuclear process).

By construction, the transport in position space is treated as a diffusive process and we will explain in Sect. 6.2 how this can be justified for the cases we considered. We modified the code to allow the simulation of inhomogeneous diffusion (with different properties in the bulge and in the disk for instance). To avoid potential problems arising from discontinuities in the grid of diffusion coefficients, we implemented smooth transitions between regions with different diffusion properties. In the case of a more efficient positron diffusion in the disk compared to the bulge (see Sect. 6.2), the diffusion coefficient is described by a Gaussian-type function having its lowest value at the Galactic centre and reaching its highest value beyond a certain scale radius and height above the plane.

Regarding the transport in momentum space, GALPROP includes the main energy loss processes for high-energy charged particles, such as Bremsstrahlung, inverse-Compton, and synchrotron, but the dominant one in the keV–MeV range are Coulomb interactions and ionisation/excitation of atoms. Ionisation/excitation are implemented following the prescription of Pages et al. (1972), based on Bethe's theoretical formula, with experimental values for the ionisation potentials of neutral H and He, and without correction for the density effect. Coulomb losses are implemented following the prescription of Ginzburg (1979) for the cold plasma limit. As noted below, we also implemented direct in-flight annihilation in the code. This constitutes an additional catastrophic loss process, but its contribution for MeV positrons is insignificant.

Overall, the transport equation solved for positron propagation in the Galaxy (until a steady state is achieved) is the following

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \nabla \cdot (D \nabla \varphi) - \frac{\partial}{\partial E_p} (\varphi \dot{E}_p) + Q \quad (2)$$

where  $\varphi$  is the positron distribution function,  $D$  is the spatial diffusion coefficient,  $\dot{E}_p$  is the positron energy loss rate, and  $Q$  is the source term. All these quantities depend on position  $\mathbf{r}$  and positron energy  $E_p$ . The equation does not contain an explicit

**Table 1.** Bulge, disk, and total annihilation radiation luminosities for  $^{56}\text{Ni}$ ,  $^{44}\text{Ti}$ , and  $^{26}\text{Al}$  positrons in the three transport configurations tested.

Source	Transport	Bulge ( $R \leq 3$ kpc)	Disk ( $R > 3$ kpc)	Total Galaxy	Bulge/Disk ratio	Annihilation fraction
$^{56}\text{Ni}$ only	A	0.32	0.58	0.91	0.56	1.00
	B	0.16	0.47	0.63	0.35	0.68
	C	0.09	0.39	0.48	0.22	0.57
$^{44}\text{Ti}$ only	A	0.01	0.18	0.20	0.08	1.00
	B	0.01	0.11	0.12	0.10	0.63
	C	0.01	0.10	0.11	0.06	0.59
$^{26}\text{Al}$ only	A	0.01	0.13	0.14	0.08	1.00
	B	0.01	0.10	0.11	0.09	0.77
	C	0.01	0.09	0.10	0.07	0.73
$^{56}\text{Ni}+^{44}\text{Ti}+^{26}\text{Al}$	A	0.35	0.90	1.25	0.39	1.00
	B	0.18	0.68	0.86	0.27	0.69
	C	0.10	0.59	0.69	0.17	0.56

**Notes.** Also indicated are the corresponding bulge-to-disk ratios, and the fractions of positrons that annihilate in the Galaxy. The luminosities in Cols. 3 to 5 are given in  $10^{43}$  ph  $\text{s}^{-1}$  for the mean positron injection rates determined in Sect. 4. They correspond to 511 keV emission from parapositronium and direct annihilation, for a positronium fraction  $f_{\text{ps}} = 0.95$ .

term for annihilation. As we will see below in Sect. 5.3, the annihilation rate is computed at each position from the rate of positrons being slowed down below  $\sim 100$  eV.

### 5.2. Interstellar medium

GALPROP includes average analytical spatial distributions for the main gas states: molecular ( $\text{H}_2$ ), atomic (HI), and ionised (HII). These distributions are used in the computation of the propagation of cosmic-rays throughout the Galaxy, for the determination of energy losses for instance. Then, for the prediction of diffuse emissions from cosmic rays interacting with interstellar gas (such as Bremsstrahlung or  $\pi^0$  production and decay), GALPROP allows to recover the fine spatial structure of the gas through the use of the observed gas column densities (in the HI 21 cm and CO 2.6 mm emission lines). In our simulations of the annihilation emission, however, we used only the analytical gas distributions because the observational constraints at our disposal, coming mostly from INTEGRAL/SPI, have an angular resolution several times above that of HI or CO surveys.

Atomic hydrogen is the dominant gas phase in terms of total mass and has a relatively large filling factor. The GALPROP code uses a 2D analytical distribution for HI. The radial distribution is taken from Gordon & Burton (1976), while the vertical distribution is from Dickey & Lockman (1990) for  $0 \leq R \leq 8$  kpc and Cox et al. (1986) for  $R \geq 10$  kpc, with linear interpolation between the two ranges.

Molecular gas accounts for about a third of the total gas mass of the Milky Way, but it is concentrated in complexes of dense, massive clouds with low filling factors. The GALPROP code employs a 2D analytical distribution for  $\text{H}_2$ , using the model from Ferrière et al. (2007) for  $R \leq 1.5$  kpc, the model from Bronfman et al. (1988) for  $1.5$  kpc  $< R < 10$  kpc, and the model from Wouterloot et al. (1990) for  $R \geq 10$  kpc.

The ionised hydrogen makes up about 10% of the total gas mass of the Milky Way and is therefore the least massive component. Yet, It actually occupies most of the Galactic

volume and has a very extended distribution across the plane. The GALPROP code uses a two-component model for the HII distribution: a thin disk tracing localised HII regions in the plane, mostly in the molecular ring and spiral arms, and a thick disk representing the more diffuse warm ionised gas that exists outside the well-defined HII regions. The former is modelled by the 2D/axisymmetric thin disk component of the NE2001 model (Cordes & Lazio 2002), while the latter is modelled by a vertical exponential distribution with the scale height determined by Gaensler et al. (2008).

### 5.3. Annihilation

In its publicly-available version, GALPROP does not include annihilation processes. As explained in Sect. 2.1, positrons can annihilate with electrons through a variety of processes, the relative importance of which depend on the characteristics of the medium where the annihilation takes place. Yet, GALPROP does not include a fine description of the ISM at the typical scales of the various gas phases, but only the averaged and axisymmetric gas distributions described above. At a given position in the space grid, the annihilation of positrons could not occur in a definite, well-identified phase but in an average medium resulting from the superposition of the large-scale distributions of molecular, atomic and ionised gas.

We implemented positron annihilation in the following way: the rate of positron annihilation at a given position in the Galaxy is based on the rate of positrons being slowed down below  $\sim 100$  eV, that is the energy below which positrons may experience charge exchange in-flight. Theoretically, this applies only to the neutral phases because in ionised phases positrons form Ps by radiative recombination or annihilate directly after complete thermalisation. In the warm ionised phase, the thermalisation from 100 eV energies and the subsequent annihilation occur on short time scales compared to the slowing-down, so limiting the modelling to  $\geq 100$  eV energies has no consequences on our results. In the hot phase, however, the thermal or near-thermal

positrons have long lifetimes owing to the very low density. In the disk, these positrons are thus expected to be transported out of the hot cavities, very likely by strong turbulence, and to annihilate in the denser surrounding phases (Jean et al. 2006, 2009). This happens on time scales  $\leq 1$  Myr, of the order of the slowing down time, and so once again limiting ourselves to  $\geq 100$  eV energies will not strongly alter the results (especially since the cell size in our spatial grid is larger than the typical size of hot cavities,  $\sim 100$  pc).

The corresponding positron annihilation emissivity  $q$  for position  $\mathbf{r}$  and photon energy  $E_\gamma$  reads

$$q(\mathbf{r}, E_\gamma) = \frac{s(E_\gamma, f_{Ps})}{4\pi} \left[ \varphi(\mathbf{r}, E_p) \dot{E}_p(\mathbf{r}, E_p) \right]_{100\text{eV}} \quad (3)$$

where  $f_{Ps}$  is the Ps fraction, and the  $s(E_\gamma, f_{Ps})$  function gives the spectral distribution of the radiation. Yet, since we do not track the annihilation in individual ISM phases, we cannot directly model the annihilation spectrum over the Galaxy. We therefore fixed the spectral characteristics of the annihilation radiation: the Ps fraction was taken to be  $f_{Ps} = 0.95$ , the 511 keV line was assumed to have a Gaussian shape and a width of 6 keV, and the Ps continuum was described by the Ore & Powell (1949) formula. We then focused on the intensity distribution over the sky, which is obtained by integrating the above emissivity along the line-of-sight for each direction to the sky<sup>8</sup>.

We also implemented in our version of the GALPROP code the process of direct in-flight annihilation. In that case, it was implemented with its complete differential cross-section because it depends only on the bound and free electron density. However, we do not insist on that aspect because in-flight annihilation is negligible for MeV positrons.

## 6. Simulation setups

The numerical model described above allowed us to simulate the propagation of nucleosynthesis positrons and compute their annihilation emission for the entire Galactic system in a clear and consistent way. The predicted annihilation emissions basically rely on two inputs: the source spatial distribution and the propagation parameters. The source distributions were considered to be more firmly established than the transport conditions, so we fixed the source spatial parameters to the values given in Sects. 4 and 6.1 and explored how the annihilation emission vary upon different prescriptions for the transport.

All simulations presented in this paper were made in 2D cylindrical geometry. The spatial grid extends from 0 to 20 kpc in Galactocentric radius  $r$ , with a step size of 250 pc, and from  $-4$  to 4 kpc in Galactic height  $z$ , with a step size of 100 pc. This implies that the Galactic halo extends up to 4 kpc on either side on the Galactic plane. The spatial boundary conditions at the edges of the spatial domain assume free particle escape, which means that the ultimate fate of positrons is either to annihilate in the disk or halo if they are slowed down below 100 eV, or to escape if they diffuse far enough. The resolution of our space grid corresponds to  $\sim 1-2^\circ$  at the distance of the Galactic centre, which is about the size of the strongest peak in the 511 keV signal. The energy grid runs from 100 eV to 2 MeV on a logarithmic scale, with 156 energy bins.

<sup>8</sup> Note that our results can be rescaled to any other Ps fraction than the  $f_{Ps} = 0.95$  adopted: for instance, the 511 keV intensities presented here can be converted to the case of a different Ps fraction  $g_{Ps}$  after a multiplication by  $(1-0.75g_{Ps})/(1-0.75f_{Ps})$ .

### 6.1. Sources parameters

In this section, we present the 2D source spatial distributions that were adopted for the different positron source. We saw in Sect. 4 that the injection sites of radioactivity positrons follow a spatial distribution in the Galaxy that has three components: a star-forming disk consisting of an annulus and spiral arms (for parent isotopes coming from massive stars, their ccSNe, and also from prompt SNe Ia), together with an exponential disk with central hole and an ellipsoidal bulge containing most of the stellar mass (for parent isotopes coming from delayed SNe Ia).

For the star-forming disk, we used the azimuthally-averaged radial profile of the Galactic star formation rate determined by Boissier & Prantzos (1999); since massive stars have short lifetimes of a few Myr, their distribution and that of ccSNe closely follows that of the star forming activity. The vertical profile was assumed to be exponential with a scale height of 200 pc.

The stellar mass disk and bulge components were modelled by the functions:

$$f_D(r, z) = n_{D,0} \times \left( e^{-\frac{r}{R_{D,c}}} - e^{-\frac{r}{R_{D,h}}} \right) \times e^{-\frac{|z|}{Z_{D,h}}} \quad (4)$$

$$f_B(r < R_{B,c}, z) = n_{B,0} \times e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{r^2}{R_{B,h}^2} + \frac{z^2}{Z_{B,h}^2} \right)} \quad (5)$$

$$f_B(r \geq R_{B,c}, z) = n_{B,0} \times e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{r^2}{R_{B,h}^2} + \frac{z^2}{Z_{B,h}^2} \right)} \times e^{-\frac{1}{2}(r-R_{B,c})^2} \quad (6)$$

where  $(r, z)$  are the Galactocentric distance and the height above the Galactic plane and the indices  $D/B$  stand for disk and bulge, respectively. These formula approximate the usual prescriptions for the stellar disk and bulge shapes (see for instance Robin et al. 2003). Each component  $D/B$  is described by 1 density normalisation factor  $n_0$  and 3 geometrical parameters ( $R_h, Z_h, R_c$ ): a scale radius and height, a cutoff radius. We adopted the following triplets: (2.5, 0.3, 1.3) for the disk, and (1.6, 0.4, 2.5) for the bulge, in units of kpc. The normalisation factors are computed from the data given in Sect. 4 for each parent radio-isotope.

### 6.2. Diffusion parameters

The recent theoretical studies reviewed in Sect. 2.2 could not conclusively determine if the transport of low-energy positrons is ballistic or collisionless. Strong arguments were presented in favour of a ballistic transport, in particular in the neutral phases, but these conclusions are not yet backed by solid experimental evidence. We therefore tested two extreme transport configurations in the diffusion approximation, with small and large coefficients corresponding to collisionless and ballistic transport, respectively. This allowed us to assess the impact on the resulting annihilation emission. In addition, we simulated an intermediate case of inhomogeneous diffusion, where the transport was assumed to be collisionless in the Galactic bulge and ballistic in the Galactic disk. Below, we present these transport scenarios in more detail, including the diffusion coefficients used in the code. We recall here that GALPROP does not include a fine description of the ISM with distinct phases, and so diffusion should be implemented with average properties over a few 100 pc scales. In addition, we assumed in all cases an isotropic diffusion, but anisotropies may well exist for diffusion along the Galactic plane and off that plane towards the halo, or along spiral arms and across them.

Case A: We tested the scenario of a collisionless transport with homogeneous properties over the whole Galaxy. For the ionised phases of the ISM, this option actually remains partly

open in the work of JGMF09 and is invoked in HLR09 (see Sect. 2.2). As a limiting case, we assumed that it holds for all ISM phases over the entire Galaxy. In this scenario, we implicitly assumed the existence everywhere in the Galaxy of MHD turbulence with a sufficient energy density in the required wavelength range, so that low-energy positrons can be efficiently scattered. The corresponding random walk process was then treated in the diffusion approximation with a coefficient of the form:

$$D_w(R) = \beta D_0 \left( \frac{R}{R_0} \right)^\delta \quad (7)$$

$$D_w(R) = 3.7 \times 10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \times \beta \left( \frac{R}{1 \text{ MV}} \right)^{0.33} \quad (8)$$

where  $R = p/e$  is the rigidity of the particle and  $\beta = v/c$ . The adopted normalisation factor  $D_0$  as well as the spectral index  $\delta$  are taken from cosmic-ray propagation studies interpreting local cosmic-ray measurements at  $\sim 1\text{--}100$  GeV in the frame of a Galactic cosmic-ray propagation model. The spectral dependence of the diffusion coefficient is assumed to hold down to  $\sim$ MeV energies, which so far remains unproven (see Sect. 2.2). On the other hand, the resulting diffusion coefficient is small enough that the typical range of a MeV positron in a  $1 \text{ cm}^{-3}$  density medium is of order  $\sim 10$  pc, meaning that nucleosynthesis positrons annihilate close to their sources (technically, they hardly escape the cell where they were injected). We assumed that diffusion is homogeneous over the Galactic volume, which is equivalent to assuming that the characteristics of magnetic turbulence are homogeneous over the Galaxy.

Case B: We then tested an intermediate, inhomogeneous transport scenario, where the transport is collisionless in the Galactic bulge and ballistic elsewhere, notably in the Galactic disk. The limit between the two regions is set at a Galactocentric radius of about 3 kpc. The form of the diffusion coefficient in the ballistic case is given below. This scenario actually is motivated by the observation that the bulge and the disk have different ISM compositions: the bulge is largely dominated by the hot ionised phase, while the disk is mostly filled with neutral gas. Estimates for the filling factors of the warm neutral medium, warm ionised medium, and hot medium are respectively (0.2, 0.1, 0.7) for the bulge and (0.5, 0.3, 0.2) for the disk, while the molecular medium and cold neutral medium occupy comparatively negligible volumes (Jean et al. 2006; Higdon et al. 2009). From Sect. 2.2, this difference may imply that positrons would be more efficiently confined in the bulge by small-scale MHD waves in the predominant ionised phases, while they would stream more easily in the disk where damping mechanisms prevent small-scale MHD perturbations in the predominant neutral phases. In reality, large-scale diffusion properties over a few 100 pc scales reflect the actual ISM composition in each Galactic region (like the fact that the ionised phases of the disk occupy 50% of the volume and thus would moderate the easier streaming experienced in the neutral phases). In our simulations, however, we pushed the contrast between bulge and disk to the maximum and set the former to be fully collisionless and the latter to be fully ballistic. This choice clearly is biased towards reproducing the high observed bulge-to-disk 511 keV luminosity ratio, but we will see that even with that assumption, our predictions do not agree with the INTEGRAL/SPI results.

Case C: Last, we tested the scenario of a ballistic transport with homogenous properties over the whole Galaxy. This case is suggested by the work of JGMF09, who concluded that  $\sim$ MeV positrons are likely not scattered by MHD turbulence whatever

the ISM phase. In this situation,  $\sim$ MeV positrons have large mean free paths of several kpc in terms of pitch angle scattering. On small scales, the transport is anisotropic and positrons follow magnetic field lines in a ballistic motion. On larger scales, however, we expect an isotropization of the transport by strong random fluctuations of the Galactic magnetic field on typical scales  $\sim 100$  pc (an argument that is commonly invoked in cosmic-ray studies; see for instance Ptuskin et al. 2006). In the ballistic scenario, we therefore approximate the transport by a diffusion with a characteristic mean free path  $L_B$ , the largest scale of magnetic fluctuations. The coefficient then takes the form

$$D_c(R) = \frac{1}{3} \beta c L_B \quad (9)$$

$$D_c(R) = 3.1 \times 10^{30} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \times \beta \left( \frac{L_B}{100 \text{ pc}} \right). \quad (10)$$

In this case, the diffusion coefficient has a very modest rigidity/energy dependence down to a few 10 keV, and the range of particles is therefore imposed by the energy dependence of the slowing-down processes. We assumed that diffusion is homogeneous over the Galactic volume, which is equivalent to assuming that large-scale magnetic turbulence is homogeneous over the Galaxy.

## 7. The results

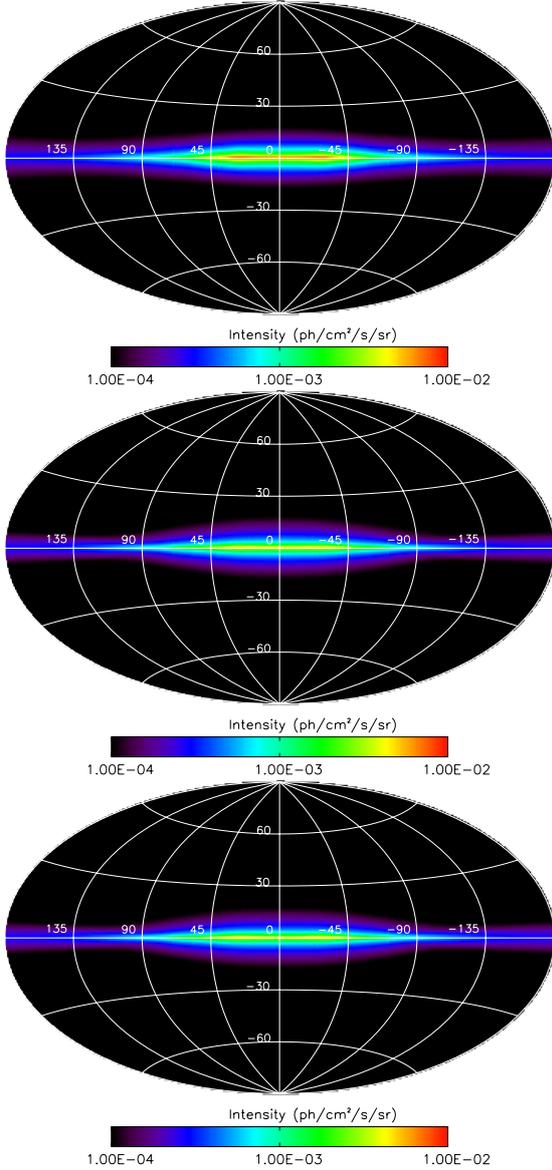
In this section, we present the predicted Galactic annihilation emission of  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{44}\text{Ti}$ , and  $^{56}\text{Ni}$  positrons, for the various transport configurations considered. We compare these to one of the latest models of the allsky 511 keV emission obtained from INTEGRAL/SPI observations. Last, we discuss our results in light of other recent theoretical studies.

### 7.1. Predicted intensity distributions

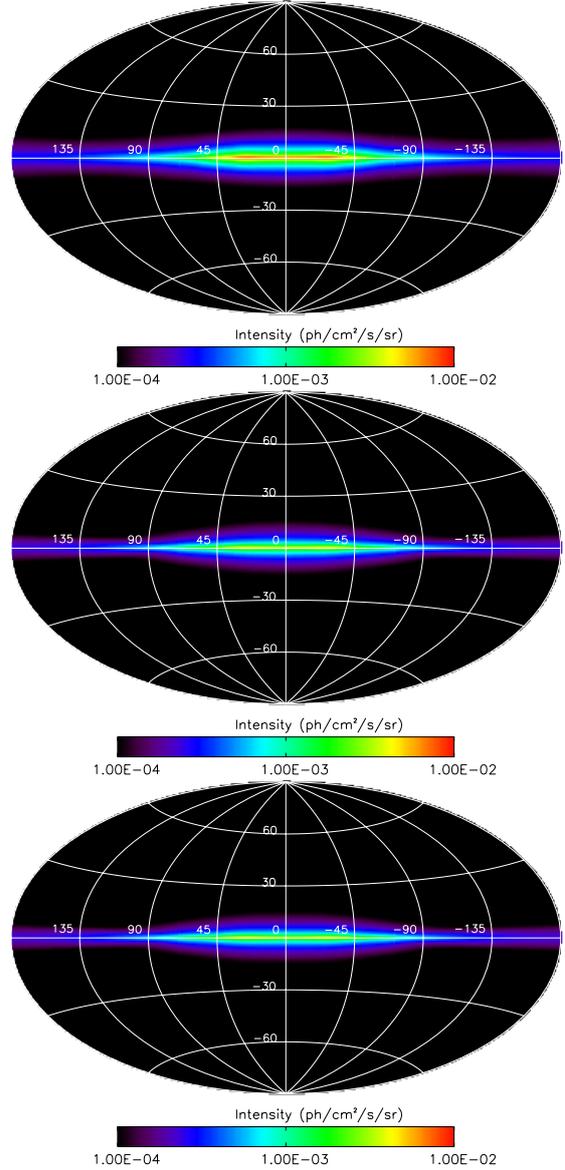
We present in Figs. 2–4 the 511 keV intensity distributions obtained in each transport configuration for  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{44}\text{Ti}$ , and  $^{56}\text{Ni}$  positrons, respectively. To facilitate the comparison, each skymap shows the parapositronium annihilation only, for a positronium fraction of 0.95 and a total Galactic positron injection rate of  $10^{43} \text{ e}^+/\text{s}$ , of the same order as that inferred from observations. To emphasise the trends and differences, we show in Fig. 6 the longitude profiles for each skymap. To help interpreting these results, we list in Table 1 the annihilation fraction and the annihilation luminosities for the bulge, disk, and entire Galaxy.

For a same transport scenario, the skymaps look pretty similar: the intensity is highest in the inner Galaxy and progressively fades away with increasing longitude until it has dropped by about an order of magnitude in the outer Galaxy. The impact of the transport scenario on the resulting intensity distributions remains limited despite varying the diffusion coefficient by three orders of magnitude.

In the fully collisionless scenario, positrons have very short ranges and they all annihilate close to their injection sites. The intensity distributions in that case reflect the source distributions (and are therefore strongly driven by our assumptions about the latter). The normalised intensity profiles for  $^{44}\text{Ti}$  and  $^{26}\text{Al}$  positrons are almost identical, because they have a similar source distribution dominated by the star-forming disk. They exhibit a plateau over the inner  $\pm 30^\circ$  in longitude that actually corresponds to the molecular ring at a Galactocentric radius of  $\sim 4.5$  kpc. In contrast, the emission from  $^{56}\text{Ni}$  positrons peaks



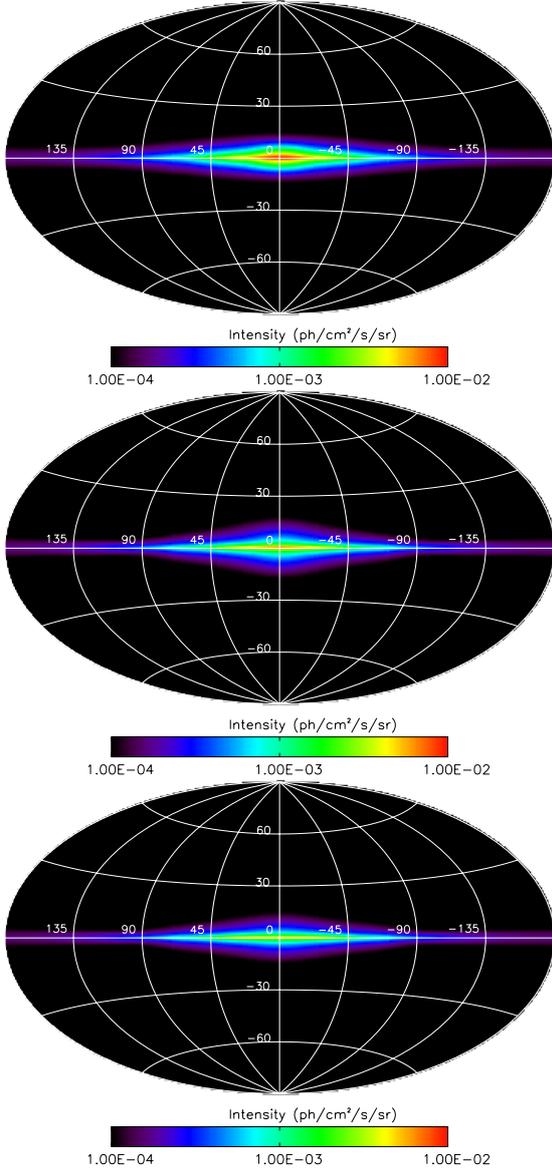
**Fig. 2.** Predicted 511 keV intensity distributions for the annihilation of  $^{26}\text{Al}$  positrons in each transport configuration. From top to bottom, the transport was assumed to be collisionless everywhere (case A, small diffusion coefficient), collisionless in the bulge and ballistic out of it (case B, inhomogeneous case), and ballistic everywhere (case C, large diffusion coefficient). The given intensities correspond to parapositronium annihilation only and were normalised to a positron injection rate of  $10^{43} e^+/s$ , with a positronium fraction of 0.95.



**Fig. 3.** Predicted 511 keV intensity distributions for the annihilation of  $^{44}\text{Ti}$  positrons in each transport configuration. From top to bottom, the transport was assumed to be collisionless everywhere (case A, small diffusion coefficient), collisionless in the bulge and ballistic out of it (case B, inhomogeneous case), and ballistic everywhere (case C, large diffusion coefficient). The given intensities correspond to parapositronium annihilation only and were normalised to a positron injection rate of  $10^{43} e^+/s$ , with a positronium fraction of 0.95.

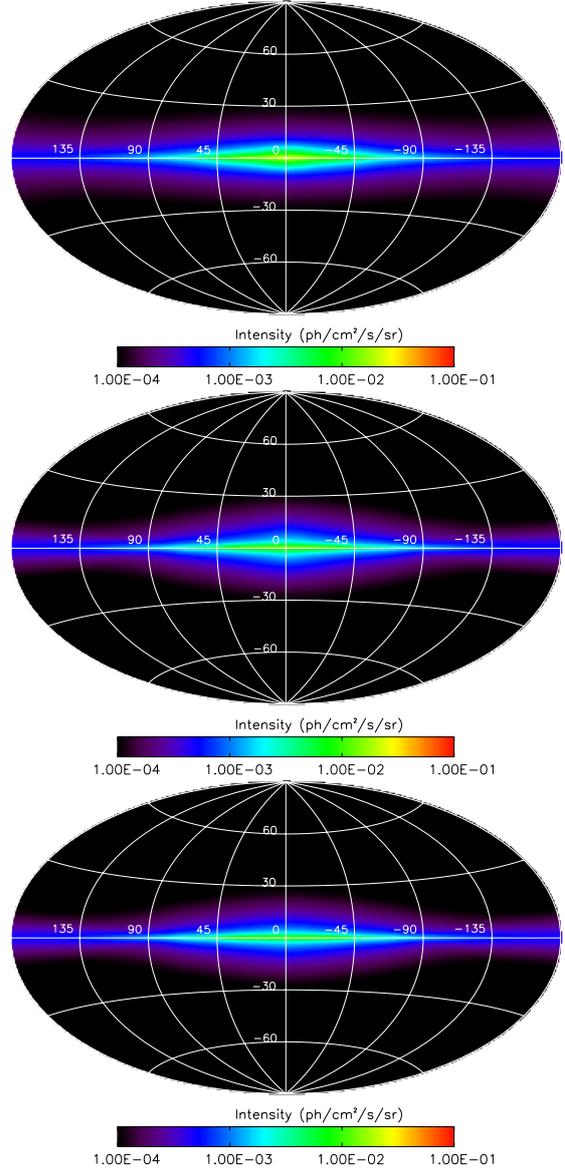
at the Galactic centre since  $^{56}\text{Ni}$  positrons are preferentially released in the inner regions. It is interesting to note that when  $^{56}\text{Ni}$  positrons are confined to the vicinity of their sources (scenario A), they do not give rise to a highly-peaked 511 keV signal from the inner bulge, resulting for instance from massive annihilation in the strong concentration of molecular gas in the central  $\sim 200$  pc; instead, they seem to annihilate in a more distributed fashion over the entire bulge. The results of the fully

collisionless scenario can be expected to be representative of what is obtained when positrons are injected into the ISM with a much smaller average energy than that of their original  $\beta$ -decay spectrum, whatever the transport conditions (this is especially relevant to  $^{56}\text{Ni}$  positrons that may be considerably slowed-down on their way out of the stellar ejecta). In that case, positrons lose their initially-small kinetic energy over short distances and thus annihilate close to their sources.



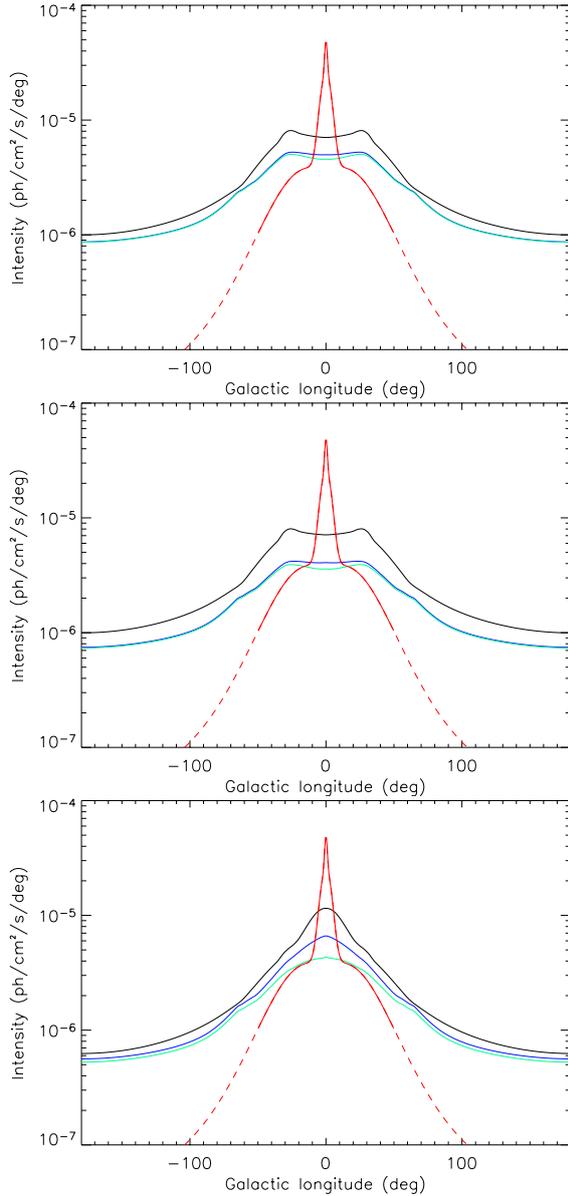
**Fig. 4.** Predicted 511 keV intensity distributions for the annihilation of  $^{56}\text{Ni}$  positrons in each transport configuration. From top to bottom, the transport was assumed to be collisionless everywhere (case A, small diffusion coefficient), collisionless in the bulge and ballistic out of it (case B, inhomogeneous case), and ballistic everywhere (case C, large diffusion coefficient). The given intensities correspond to parapositronium annihilation only and were normalised to a positronium injection rate of  $10^{43} \text{ e}^+/\text{s}$ , with a positronium fraction of 0.95.

As the diffusion efficiency is increased from scenario A to B and then C, the overall intensity goes down because an increasing fraction of the positrons escape the system. In the fully ballistic scenario, a fraction of 30–40% of the positrons manage to stream out of the Galaxy. The fact that the annihilation fractions are lower for  $^{44}\text{Ti}$  and  $^{56}\text{Ni}$  positrons than for  $^{26}\text{Al}$  positrons is due to their higher average energy at injection, which allows them to survive longer and thus reach the



**Fig. 5.** Predicted 511 keV intensity distributions for the annihilation of all nucleosynthesis positrons, using the estimated mean positron injection rates. From top to bottom, the transport was assumed to be collisionless everywhere (case A, small diffusion coefficient), collisionless in the bulge and ballistic out of it (case B, inhomogeneous case), and ballistic everywhere (case C, large diffusion coefficient). The given intensities correspond to the 511 keV emission from parapositronium and direct annihilation, assuming a positronium fraction of 0.97.

boundaries of the system. This can also be seen in the longitude profiles, where the intensity drop between scenario A and B/C is stronger for  $^{44}\text{Ti}$  than for  $^{26}\text{Al}$ . The longitude profiles are not just shifted down as the diffusion efficiency is increased; the drop actually is stronger for the inner regions than for the outer Galaxy. This can be explained as follows: a larger diffusion coefficient allows more positrons to escape perpendicularly to the plane towards the halo, which lowers the overall luminosity; in



**Fig. 6.** Longitude profiles of the 511 keV emission from  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{44}\text{Ti}$ , and  $^{56}\text{Ni}$  positrons (top, middle, and bottom panel respectively). Black, blue, and green curves correspond to transport configuration A, B, and C respectively. The red curves are the profile of a 511 keV sky model obtained from model-fitting to the INTEGRAL/SPI observations (the dashed part representing the longitude range over which the intensity is poorly constrained). The given intensities correspond to parapositronium annihilation only and were normalised to a positron injection rate of  $10^{43} e^+/s$ , with a positronium fraction of 0.95. The profiles were integrated over a  $\pi/9$  rad latitude band centred on the Galactic plane.

the same time, the most energetic positrons spread out radially from the innermost regions, which flattens the longitude profile.

For  $^{44}\text{Ti}$  and  $^{26}\text{Al}$  positrons, there is almost no difference between scenarios B and C. This is because there is almost no bulge contribution to the injection of these positrons, and so their

emission is mainly influenced by the transport conditions in the disk (which are the same in scenarios B and C). In both cases, the intensity plateau remains clearly apparent and this shows the predominant role of the molecular ring, where positrons can slow down and annihilate very efficiently in the dense gas. For  $^{56}\text{Ni}$  positrons, there is a clear change of the emission profile from scenario A to B and then C. In scenario B, it is interesting to note that despite a low diffusion coefficient in the inner regions, half of the bulge positrons manage to escape (see Table 1). A fraction of these are transported out to the disk and especially the molecular ring. As we move to scenario C, bulge positrons can escape much more easily towards the halo and fewer of them will feed the disk, the luminosity of which slightly diminishes. The decrease of the disk luminosity between scenarios B and C for  $^{56}\text{Ni}$  positrons actually reflects the decrease of the molecular ring luminosity, caused by a reduction of the supply by the bulge.

The case of  $^{56}\text{Ni}$  positrons reveals an important difference between the bulge and the disk in terms of transport. Moving from fully collisionless to fully ballistic transport (scenario A to C), the luminosity of the bulge drops by  $\sim 70\%$  while the luminosity of the disk decreases only by  $\sim 30\%$  (see Table 1). It is obviously easier to escape the bulge than the disk. This is due to the relative size and emptiness of the bulge, and to the fact that the spatial distribution of  $^{56}\text{Ni}$  positron sources in the bulge has a relatively high scale height of 400 pc. In contrast, the disk harbours a dense molecular ring that positrons cannot easily leave, especially since most of them are injected directly in the molecular ring through massive stars, ccSNe, and prompt SNe Ia. The molecular ring is in the same time a major source and a major trap for nucleosynthesis positrons.

Based on these results for each source, we computed a set of full emission models by adding for each transport scenario the contributions of all three isotopes weighted by their respective mean positron injection rate presented in Sect. 4. To allow direct and meaningful comparison with the data, we rescaled the outputs of our transport code so that the resulting intensities correspond to all 511 keV processes (annihilation through parapositronium and direct annihilation of thermalised positrons) for a positronium fraction of 0.97 (the value inferred from the observations by Jean et al. 2006). The eventual sky maps are shown in Fig. 5, and the corresponding longitude profiles in Fig. 7. Due to the preponderance of  $^{56}\text{Ni}$  positrons, the intensity profile peaks at the position of the Galactic centre. Yet, the corresponding B/D luminosity remains low, with a value of order 0.2–0.4 depending on the transport configuration. This is an order of magnitude below the values of 2–6 inferred from the gamma-ray observations. In the following, we will compare our predictions to observations and show that nucleosynthesis positrons can account for only a fraction of the measured annihilation signal.

## 7.2. Comparison with INTEGRAL/SPI data

From about 7 years of INTEGRAL/SPI data, we repeated the analysis done in Weidenspointner et al. (2008b) to determine by model-fitting the 511 keV intensity distribution that best accounts for the gamma-ray observations. We used the same components adopted by these authors for their symmetric model: a superposition of two spheroidal Gaussian distributions for the bulge emission, and an exponential disk with central hole for the longitudinally-extended emission (the young stellar disk model of Robin et al. 2003). All components are assumed to be centred at the Galactic centre. We reoptimised iteratively some

**Table 2.** Results of the fits of our predicted intensity distributions to about 7 years of INTEGRAL/SPI observations at 511 keV.

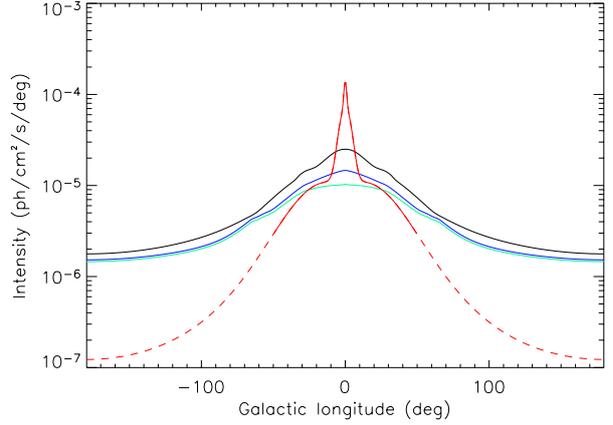
Case	Inner	Outer	Disk	MLR
A	$1.34 \pm 0.17$	$5.52 \pm 0.35$	$17.1 \pm 1.7$ (0.61)	2687.9
B	$1.31 \pm 0.17$	$6.01 \pm 0.32$	$18.8 \pm 1.7$ (0.88)	2687.8
C	$1.29 \pm 0.17$	$6.42 \pm 0.30$	$19.3 \pm 1.8$ (1.03)	2684.4
W	$1.44 \pm 0.17$	$4.57 \pm 0.33$	$15.6 \pm 1.4$	2692.3

**Notes.** Cases A,B,C correspond to our models of all nucleosynthesis positrons with their mean injection rates and the three transport scenario considered. Case W correspond to the best-fit reoptimised Weidenspointner model. Columns 2–4 give the fitted fluxes in  $10^{-4}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$  for the inner bulge, outer bulge, and disk components, respectively. The numbers in parentheses are the scaling factors applied to our models in the fit. Column 5 gives the Maximum Likelihood Ratio.

parameters of the model: first the widths of the Gaussians and then the disk scale length and height. The intensity distribution of our best-fit model is shown in Fig. 1, and it is similar to the results presented in Weidenspointner et al. (2008b). In agreement with other studies, the intensity is strongly concentrated in the inner Galaxy with a major bulge contribution. Such a model seems to suggest that there is little contribution from the disk at  $|l| > 50^\circ$ , but this actually comes from an instrumental limitation. Most INTEGRAL/SPI exposure is on the inner Galaxy, which is also where the surface brightness of the 511 keV signal is highest. Consequently, any best-fit model can be expected to provide a more reliable account of that part of the sky compared to higher longitude and/or latitude regions. Further away from the inner regions, the intensity predicted by the model is mainly driven by the assumed functional form for the fitted disk component. In other words, the intensity distribution at  $|l| > 40\text{--}50^\circ$  should be considered as presently unconstrained (see Fig. 6 in Bouchet et al. 2010, no significant 511 keV emission is detected in  $5^\circ \times 5^\circ$  sky pixels beyond  $|l| > 40^\circ$ ). In the following, we will therefore focus on the inner  $|l| < 50^\circ$  when comparing our predicted intensity distributions to that derived from observations.

Comparing this best-fit model to our predicted emission for all nucleosynthesis positrons, the intensity distributions appear to be very different. From Fig. 7, even allowing for some renormalisation of the positron injection rates within the ranges of values presented in Sect. 4, it is obvious that the annihilation of nucleosynthesis positrons cannot account for the strong central peak observed in the inner  $l = \pm 10^\circ$ . So at least in the frame of our model, an extra source of positrons is needed to explain the bulge emission. Outside the bulge, however, nucleosynthesis positrons can account satisfactorily for the emission in the  $l = \pm 10\text{--}50^\circ$  range, provided the positron injection rates are adjusted about the mean values we derived earlier (see below).

To demonstrate this, we replaced the exponential disk by our predicted intensity distributions in a series of fits to the INTEGRAL/SPI data. The two bulge components of the best-fit model pictured in Fig. 1 were used to account for the bulge emission (only their normalisation was fitted, the morphology parameters were not reoptimised). The fit results are presented in Table 2. Our models for the disk emission can account for the INTEGRAL/SPI data almost as well as the exponential disk of the Weidenspointner best-fit model (especially if one considers that the bulge was not optimised for our models). The difference in maximum likelihood ratio between our models A or B and the Weidenspointner best-fit model is about 4, which would be

**Fig. 7.** Longitude profiles of the 511 keV emission of all nucleosynthesis positrons for each transport configuration. The colour coding is the same as in Fig. 6. The intensities correspond to the 511 keV emission from para-positronium and direct annihilation, for a positronium fraction of 0.97.

an insignificant difference even if only one parameter of the disk model had been modified (this also confirms the above statement that the high-longitude emission is poorly constrained, since our predicted intensity profiles clearly differ from that of the exponential disk model at  $|l| > 50^\circ$ ). On the contrary, using our disk models seem to require a higher outer bulge emission, by  $\sim 40\%$  in the most extreme case (here again, it might be necessary to reoptimize the outer bulge width).

In terms of information about positron injection and transport, our fits showed that the data cannot significantly distinguish between the different transport scenarios tested in that work, most likely because our predicted intensity distributions do not exhibit strong variations upon modifications of the transport conditions. The best models A and B were rescaled in the fit by 0.61 and 0.88 respectively. This could be interpreted as an indication that the positron injection rates were slightly overestimated. Applying the same downscaling to all positron sources would imply for instance escape fractions of 61–88% and 3–4% for the  $^{44}\text{Ti}$  and  $^{56}\text{Ni}$  positrons, respectively, which lie in the ranges of possible injection rates presented in Sect. 4. Yet, considering the number of uncertain parameters involved in the modelling of the Galactic transport and annihilation of positrons, plus the fact that the fit is strongly influenced by the as-yet unexplained contribution of the bulge, such a conclusion on the positron injection rate should not be taken as very solid.

### 7.3. Comparison with other studies

We now compare our results with those obtained by other authors. Most of the comparison will be done with the work of HLR09, since this is one of the most extensive studies on the subject of nucleosynthesis positrons.

HLR09 claim that differential propagation of nucleosynthesis positrons can explain all properties of the INTEGRAL/SPI observations. We reach a different conclusion, at least for the morphology of the annihilation emission. We identified several assumptions in the work of HLR09 that may explain the discrepancy and review them in the following.

**$^{44}\text{Ti}$  contribution:** they assumed that  $^{44}\text{Ti}$  positrons come mostly from SNe Ip, a peculiar subtype of SNe Ia. While the

exact origin of the present-day solar abundance of the daughter nucleus  $^{44}\text{Ca}$  remains uncertain (The et al. 2006), we want to stress that the observations available today favour a dominant contribution from ccSNe (higher yield and higher occurrence rate, see Sect. 4.2), hence an injection in the star-forming disk rather than in the central regions.

*SNe Ia distribution:* they used a spatial distribution of SNe Ia based only on stellar mass and composed of an exponential disk and a bulge. We also used similar distributions (except our exponential disk has a central hole), but we had in addition a component based on star formation rate (see Sect. 4.2), hence more contribution from the star-forming disk. This is somewhat alleviated by the fact that our stellar bulge and disk contribute equal rates of SNe Ia, while in their model the bulge is responsible for only  $\sim 1/3$  of all SNe Ia.

*Positron energies:* it is not clear whether the authors used the complete  $\beta$ -decay spectra or worked with typical energies such as 1 MeV or the average energies of the  $\beta$ -decay spectra. This may have important consequences since most positrons actually have initial energies of a few 100 keV only, which limits their range. In our study, the full  $\beta$ -decay spectra were used.

*Bulge transport conditions:* the authors argued that the majority of positrons created in the inner and middle bulge within  $R \leq 1.5$  kpc are confined to that region because their scattering mean free path in the outer bulge is smaller and cause them to be reflected back. In addition, a significant fraction of the positrons created in the outer bulge would be preferentially transferred down to the inner and middle bulge. All these positrons trapped within  $R \leq 1.5$  kpc would eventually diffuse into the cloudy labyrinths of the tilted disk and central molecular zone, and annihilate there. This was however not proven by a complete modelling of the entire region.

Overall, there are many assumptions that favour a strong concentration of the positron creation and annihilation in the inner Galactic regions. On the other hand, our approach has its own restrictions, and we identified below the most important of them.

The main limitation of our global diffusion model is its large-scale definition, with gas densities and diffusion properties being average values over several 100 pc at least. In that frame, it is not possible to simulate inhomogeneous diffusion in a realistic, finely-structured ISM, that is to say to follow the propagation of positrons through successive, identified phases with different transport properties. This is something Monte-Carlo simulations could do from statistical descriptions of the ISM properties (Alexis et al., in prep.). Regarding simply the diffusion, it may be that the details of the transport through various ISM phases of  $\sim 1$ – $10$  pc sizes can be captured in large-scale diffusion coefficients valid over a few 100 pc scales and being possibly different over large Galactic regions (like the bulge and the disk in our transport configuration B). Yet, in terms of energy losses, it might be that the average gas densities over a few 100 pc scales are not representative of that experienced by positrons if the diffusion really is inhomogeneous over the various ISM phases and positrons sample some phases more than others. This might be quite important especially in the inner bulge, where most annihilation seems to occur. On the other hand, the sources of nucleosynthesis positrons are very likely distributed over kpc scales, even within the bulge. It seems improbable that diffusive transport starting from such a widespread injection could result in a highly-localized annihilation because of peculiar conditions in a few 100 pc size region.

Another disregarded effect is the role of the large-scale magnetic field topology. Whatever the nature of the transport,

ballistic or collisionless, the propagation of positrons is thought to be anisotropic on small scales, being more efficient along field lines than across them. We argued that the strong random fluctuations of the Galactic magnetic field over  $\sim 100$  pc scales would isotropize the propagation over large scales (the same argument is invoked for cosmic-ray propagation studies). Yet, the Galactic magnetic field is not fully random over large scales and has a global structure made of a toroidal part in the plane (likely following a spiral pattern) and a poloidal part out of it (possibly X-shaped). How this global structure impact the transport of positrons remains uncertain and many scenarios can be imagined (see for instance Prantzos 2006). We note, however, that most positrons do not travel very far from their injection sites. Even when they are allowed to do so (large diffusion coefficient, transport configuration C), about a half of the positrons annihilate in sites that closely follow the initial distribution of sources (see Table 1).

Beyond the limitations of any particular model, there are several reasons why large-scale propagation of nucleosynthesis positrons may not occur even if interstellar conditions and magnetic field topology seem favourable. Most positrons actually have initial energies of a few 100 keV only, and not 1 MeV as usually assumed in rough estimates, and the energy loss rate through ionisation/excitation and Coulomb interactions increase with decreasing energy below 1 MeV. This would by itself restrict the range of positrons whatever their injection site. But in addition, all source distributions have a star-forming disk component, which means that many positrons are injected in the high-density molecular ring and annihilate there. From these arguments and the results of our modelling, it seems unlikely that only nucleosynthesis positrons be responsible for the observed annihilation emission. A corollary of the above statements is that the extra source needed to account for the bulge annihilation emission should very likely be concentrated in the inner regions, if the positrons have initial energies in the 100 keV–1 MeV range.

## 8. Conclusion

The Galaxy hosts a low-energy positron population that is revealed through a clear signature of 511 keV and continuum annihilation coming predominantly from the inner regions. A likely source of such particles is the decay of radioactive species produced by the nucleosynthetic activity of our Galaxy. We assessed the contribution of  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{56}\text{Ni}$  and  $^{44}\text{Ti}$  positrons to the observed gamma-ray signal by simulating their transport and annihilation using a GALPROP-based model of high-energy particle diffusion in our Galaxy. Starting from source spatial profiles based on typical distributions of massive stars and supernovae, we explored how the annihilation intensity distributions vary upon different transport prescriptions ranging from low-diffusion, collisionless propagation to high-diffusion, ballistic propagation.

In the frame of our model, these extreme transport scenarios at the scale of the Galaxy result in very similar intensity distributions with small underlying bulge-to-disk luminosity ratios of  $\sim 0.2$ – $0.4$ , which is an order of magnitude below the values inferred from observations. The intensity profiles are determined to a relatively high degree by the adopted source distributions. This indicates that most positrons do not travel very far from their injection sites, even when they are allowed to do so. We estimate that at least about half of the positrons annihilate in sites close to their sources. As propagation efficiency is enhanced from fully collisionless to fully ballistic scenarios, the fraction

of positron escaping the system increases from 0 to 30–40%. The corresponding luminosity drop is more pronounced for the bulge than for the disk, owing to a relatively tenuous medium over most of the bulge volume and a high scale height of the bulge sources. In contrast, the disk harbours a dense molecular ring that positrons cannot easily leave, especially since most of them are injected there through massive stars, ccSNe, and prompt SNe Ia. Allowing for specific transport conditions in the bulge does not result in a higher bulge-to-disk ratio for the annihilation emission.

Comparing to the INTEGRAL/SPI observations of the 511 keV emission, we conclude that the annihilation of nucleosynthesis positrons cannot account for the strong central peak observed in the inner  $l = \pm 10^\circ$ . An extra source of positrons is needed to explain the bulge emission, and it is very likely concentrated to the innermost regions if positrons have initial energies in the 100 keV–1 MeV range. This contrasts with recent claims that nucleosynthesis positrons can explain all properties of the INTEGRAL/SPI measurements. Outside the bulge, however, nucleosynthesis positrons can account satisfactorily for the extended disk-like emission, as confirmed by a fit of our predicted intensity distributions to the data.

*Acknowledgements.* We thank the referee Vladimir Dogiel for his helpful comments and suggestions. The SPI project has been completed under the responsibility and leadership of CNES. We are grateful to ASI, CEA, CNES, DLR, ESA, INTA, NASA and OSTC for their support. Pierrick Martin acknowledges support from the European Community via contract ERC-StG-200911.

## References

- Beacom, J. F., & Yüksel, H. 2006, *Phys. Rev. Lett.*, 97, 071102
- Boissier, S., & Prantzos, N. 1999, *MNRAS*, 307, 857
- Borkowski, K. J., Reynolds, S. P., Green, D. A., et al. 2010, *ApJ*, 724, L161
- Bouchet, L., Roques, J. P., & Jourdain, E. 2010, *ApJ*, 720, 1772
- Bronfman, L., Cohen, R. S., Alvarez, H., May, J., & Thaddeus, P. 1988, *ApJ*, 324, 248
- Chan, K.-W., & Lingenfelter, R. E. 1993, *ApJ*, 405, 614
- Chernyshov, D. O., Cheng, K., Dogiel, V. A., Ko, C., & Ip, W. 2010, *MNRAS*, 403, 817
- Cho, J., & Lazarian, A. 2003, *MNRAS*, 345, 325
- Cho, J., Lazarian, A., & Vishniac, E. T. 2002, *ApJ*, 564, 291
- Churazov, E., Sunyaev, R., Sazonov, S., Revnivtsev, M., & Varshalovich, D. 2005, *MNRAS*, 357, 1377
- Cordes, J. M., & Lazio, T. J. W. 2002 [arXiv:astro-ph/0207156]
- Cox, P., Kruegel, E., & Mezger, P. G. 1986, *A&A*, 155, 380
- Dickey, J. M., & Lockman, F. J. 1990, *ARA&A*, 28, 215
- Diehl, R., Halloin, H., Kretschmer, K., et al. 2006, *Nature*, 439, 45
- Ferrière, K., Gillard, W., & Jean, P. 2007, *A&A*, 467, 611
- Gaensler, B. M., Madsen, G. J., Chatterjee, S., & Mao, S. A. 2008, *PASA*, 25, 184
- Ginzburg, V. L. 1979, *International Series on Natural Philosophy* (Oxford Pergamon Press), 99
- Gordon, M. A., & Burton, W. B. 1976, *ApJ*, 208, 346
- Guessoum, N., Jean, P., & Gillard, W. 2005, *A&A*, 436, 171
- Higdon, J. C., Lingenfelter, R. E., & Rothschild, R. E. 2009, *ApJ*, 698, 350
- Jean, P., Knödseder, J., Gillard, W., et al. 2006, *A&A*, 445, 579
- Jean, P., Gillard, W., Marcowith, A., & Ferrière, K. 2009, *A&A*, 508, 1099
- Knödseder, J., Bennett, K., Bloemen, H., et al. 1999, *A&A*, 344, 68
- Lair, J. C., Leising, M. D., Milne, P. A., & Williams, G. G. 2006, *AJ*, 132, 2024
- Leising, M. D., & Share, G. H. 1990, *ApJ*, 357, 638
- Lithwick, Y., & Goldreich, P. 2001, *ApJ*, 562, 279
- Martin, P., Knödseder, J., Diehl, R., & Meynet, G. 2009, *A&A*, 506, 703
- Martin, P., Vink, J., Jiraskova, S., Jean, P., & Diehl, R. 2010, *A&A*, 519, A100
- Milne, P. A., The, L.-S., & Leising, M. D. 1999, *ApJS*, 124, 503
- Motizuki, Y., & Kumagai, S. 2004, in *Tours Symposium on Nuclear Physics V*, ed. M. Arnould, M. Lewitowicz, G. Münzenberg, H. Akimune, M. Ohta, H. Utsunomiya, T. Wada, & T. Yamagata, *AIP Conf. Ser.*, 704, 369
- Ore, A., & Powell, J. L. 1949, *Phys. Rev.*, 75, 1696
- Pages, L., Bertel, E., Joffre, H., & Sklaventis, L. 1972, *Atomic Data*, 4, 1
- Plüschke, S., Diehl, R., Schönfelder, V., et al. 2001, in *Exploring the Gamma-Ray Universe*, ed. A. Gimenez, V. Reglero, & C. Winkler, *ESA Spec. Publ.*, 459, 55
- Porter, T. A., Moskalenko, I. V., Strong, A. W., Orlando, E., & Bouchet, L. 2008, *ApJ*, 682, 400
- Prantzos, N. 2004, in *5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, ed. V. Schönfelder, G. Lichti, & C. Winkler, *ESA Spec. Publ.*, 552, 15
- Prantzos, N. 2006, *A&A*, 449, 869
- Prantzos, N., Boehm, C., Bykov, A. M., et al. 2011, *Rev. Mod. Phys.*, 83, 1001
- Prantzos, N., & Diehl, R. 1996, *Phys. Rep.*, 267, 1
- Ptuskin, V. S., Moskalenko, I. V., Jones, F. C., Strong, A. W., & Zirakashvili, V. N. 2006, *ApJ*, 642, 902
- Ragot, B. R. 2006, *ApJ*, 642, 1163
- Renaud, M., Vink, J., Decourchelle, A., et al. 2006, *ApJ*, 647, L41
- Robin, A. C., Reylé, C., Derrière, S., & Picaud, S. 2003, *A&A*, 409, 523
- Sizun, P., Cassé, M., & Schanne, S. 2006, *Phys. Rev. D*, 74, 063514
- Strong, A. W., Moskalenko, I. V., & Ptuskin, V. S. 2007, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 57, 285
- Strong, A. W., Porter, T. A., Digel, S. W., et al. 2010, *ApJ*, 722, L58
- Strong, A. W., Orlando, E., & Jaffe, T. R. 2011, *A&A*, 534, A54
- Sullivan, M., Le Borgne, D., Pritchett, C. J., et al. 2006, *ApJ*, 648, 868
- Tammann, G. A., Loeffler, W., & Schroeder, A. 1994, *ApJS*, 92, 487
- The, L.-S., Clayton, D. D., Diehl, R., et al. 2006, *A&A*, 450, 1037
- Wang, W., Lang, M. G., Diehl, R., et al. 2009, *A&A*, 496, 713
- Weidenspointner, G., Skinner, G., Jean, P., et al. 2008a, *Nature*, 451, 159
- Weidenspointner, G., Skinner, G. K., Jean, P., et al. 2008b, *New Astron. Rev.*, 52, 454
- Wouterloot, J. G. A., Brand, J., Burton, W. B., & Kwee, K. K. 1990, *A&A*, 230, 21
- Yan, H., & Lazarian, A. 2004, *ApJ*, 614, 757
- Zirakashvili, V. N., & Aharonian, F. A. 2011, *Phys. Rev. D*, 84, id. 083010

# RÉFÉRENCES



# Bibliographie

- M. ACKERMANN, M. AJELLO, A. ALLAFORT, W. B. ATWOOD, L. BALDINI, G. BARBIELLINI, D. BASTIERI, K. BECHTOL, R. BELLAZZINI, B. BERENJI, R. D. BLANDFORD, E. D. BLOOM, E. BONAMENTE, A. W. BORGLAND, A. BOUVIER, J. BREGEON, M. BRIGIDA, P. BRUEL, R. BUEHLER, S. BUSON, G. A. CALIANDRO, R. A. CAMERON, P. A. CARAVEO, J. M. CASANDJIAN, C. CECCHI, E. CHARLES, A. CHEKHTMAN, C. C. CHEUNG, J. CHIANG, S. CIPRINI, R. CLAUS, J. COHEN-TANUGI, J. CONRAD, S. CUTINI, A. DE ANGELIS, F. DE PALMA, C. D. DERMER, S. W. DIGEL, E. DO COUTO E SILVA, P. S. DRELL, A. DRLICA-WAGNER, C. FAVUZZI, S. J. FEGAN, E. C. FERRARA, W. B. FOCKE, P. FORTIN, Y. FUKAZAWA, S. FUNK, P. FUSCO, F. GARGANO, D. GASPARRINI, S. GERMANI, N. GIGLIETTO, P. GIOMMI, F. GIOR-DANO, M. GIROLETTI, T. GLANZMAN, G. GODFREY, I. A. GRENIER, J. E. GROVE, S. GUIRIEC, M. GUSTAFSSON, D. HADASCH, A. K. HARDING, M. HAYASHIDA, R. E. HUGHES, G. JÓHAN-NESSON, A. S. JOHNSON, T. KAMAE, H. KATAGIRI, J. KATAOKA, J. KNÖDLSIEDER, M. KUSS, J. LANDE, L. LATRONICO, M. LEMOINE-GOUMARD, M. LLENA GARDE, F. LONGO, F. LO-PARCO, M. N. LOVELLETTE, P. LUBRANO, G. M. MADEJSKI, M. N. MAZZIOTTA, J. E. McE-NERY, P. F. MICHELSON, W. MITTHUMSIRI, T. MIZUNO, A. A. MOISEEV, C. MONTE, M. E. MONZANI, A. MORSELLI, I. V. MOSKALENKO, S. MURGIA, T. NAKAMORI, P. L. NOLAN, J. P. NORRIS, E. NUSS, M. OHNO, T. OHSUGI, A. OKUMURA, N. OMODEI, E. ORLANDO, J. F. ORMES, M. OZAKI, D. PANEQUE, D. PARENT, M. PESCE-ROLLINS, M. PIERBATTISTA, F. PIRON, G. PIVATO, T. A. PORTER, S. RAINÒ, R. RANDO, M. RAZZANO, S. RAZZAQUE, A. REIMER, O. REIMER, T. REPOSEUR, S. RITZ, R. W. ROMANI, M. ROTH, H. F.-W. SA-DROZINSKI, C. SBARRA, T. L. SCHALK, C. SGRÒ, E. J. SISKIND, G. SPANDRE, P. SPINELLI, A. W. STRONG, H. TAKAHASHI, T. TAKAHASHI, T. TANAKA, J. G. THAYER, J. B. THAYER, L. TIBALDO, M. TINIVELLA, D. F. TORRES, G. TOSTI, E. TROJA, Y. UCHIYAMA, T. L. USHER, J. VANDENBROUCKE, V. VASILEIOU, G. VIANELLO, V. VITALE, A. P. WAITE, B. L. WINER, K. S. WOOD, M. WOOD, Z. YANG et S. ZIMMER : Measurement of Separate Cosmic-Ray Electron and Positron Spectra with the Fermi Large Area Telescope. *Physical Review Letters*, 108(1):011103, janvier 2012.
- O. ADRIANI, G. C. BARBARINO, G. A. BAZILEVSKAYA, R. BELLOTTI, M. BOEZIO, E. A. BOGO-MOLOV, L. BONECHI, M. BONGI, V. BONVICINI, S. BOTTAI, A. BRUNO, F. CAFAGNA, D. CAM-PANA, P. CARLSON, M. CASOLINO, G. CASTELLINI, M. P. DE PASCALE, G. DE ROSA, N. DE SIMONE, V. DI FELICE, A. M. GALPER, L. GRISHANTSEVA, P. HOFVERBERG, S. V. KOLDA-SHOV, S. Y. KRUTKOV, A. N. KVASHNIN, A. LEONOV, V. MALVEZZI, L. MARCELLI, W. MENN, V. V. MIKHAILOV, E. MOCCHIUTTI, S. ORSI, G. OSTERIA, P. PAPINI, M. PEARCE, P. PI-COZZA, M. RICCI, S. B. RICCIARINI, M. SIMON, R. SPARVOLI, P. SPILLANTINI, Y. I. STOZH-KOV, A. VACCHI, E. VANNUCCINI, G. VASILYEV, S. A. VORONOV, Y. T. YURKIN, G. ZAMPA, N. ZAMPA et V. G. ZVEREV : An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100GeV. *Nature*, 458:607–609, avril 2009.

- F. A. AGARONYAN et A. M. ATOYAN : On the Origin of the Galactic Annihilation Radiation. *Soviet Astronomy Letters*, 7:395–398, août 1981.
- A. ALEXIS, P. JEAN, P. MARTIN et K. FERRIÈRE : Monte Carlo modelling of the propagation and annihilation of nucleosynthesis positrons in the Galaxy. *A&A*, 564:A108, avril 2014.
- R. C. ALMY, D. MCCAMMON, S. W. DIGEL, L. BRONFMAN et J. MAY : Distance Limits on the Bright X-Ray Emission Toward the Galactic Center : Evidence for a Very Hot Interstellar Medium in the Galactic X-Ray Bulge. *ApJ*, 545:290–300, décembre 2000.
- C. D. ANDERSON : The Apparent Existence of Easily Deflectable Positives. *Science*, 76:238–239, septembre 1932.
- J. W. ARMSTRONG, B. J. RICKETT et S. R. SPANGLER : Electron density power spectrum in the local interstellar medium. *ApJ*, 443:209–221, avril 1995.
- W. D. ARNETT : A Possible Model of Supernovae : Detonation of  $^{12}\text{C}$ . *Astrophysics and Space Science*, 5:180–212, octobre 1969a.
- W. D. ARNETT : Explosive Nucleosynthesis in Stars. *ApJ*, 157:1369, septembre 1969b.
- W. D. ARNETT et A. FU : The late behavior of supernova 1987A. I - The light curve. II - Gamma-ray transparency of the ejecta. *ApJ*, 340:396–425, mai 1989.
- K. ASANO, S. IWAMOTO et F. TAKAHARA : Energy and Momentum Transfer via Coulomb Frictions in Relativistic Two Fluids. *ApJS*, 168:268–276, février 2007.
- Y. ASCASIBAR, P. JEAN, C. BÖHM et J. KNÖDLSIEDER : Constraints on dark matter and the shape of the Milky Way dark halo from the 511-keV line. *MNRAS*, 368:1695–1705, juin 2006.
- T. S. AXELROD : *Late time optical spectra from the Ni-56 model for Type 1 supernovae*. Thèse de doctorat, California Univ., Santa Cruz., 1980.
- J. F. BEACOM et H. YÜKSEL : Stringent Constraint on Galactic Positron Production. *Physical Review Letters*, 97(7):071102, août 2006.
- R. BECK : Galactic and Extragalactic Magnetic Fields. In F. A. AHARONIAN, W. HOFMANN et F. RIEGER, éditeurs : *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1085 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 83–96, décembre 2008.
- R. BECK, A. BRANDENBURG, D. MOSS, A. SHUKUROV et D. SOKOLOFF : Galactic Magnetism : Recent Developments and Perspectives. *ARA&A*, 34:155–206, 1996.
- H. BECQUEREL : Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents. *Comptes-rendus de l'Académie des sciences, séance du 24 février 1896*, «Sur les radiations émises par phosphorescence», pp. 420-421 et séance du 1er mars 1896 ; «Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents», pp.501-502, 1896.
- A. M. BELOBORODOV : Electron-positron outflows from gamma-ray emitting accretion discs. *MNRAS*, 305:181–189, mai 1999.
- C. L. BENNETT, R. S. HILL, G. HINSHAW, M. R. NOLTA, N. ODEGARD, L. PAGE, D. N. SPERGEL, J. L. WEILAND, E. L. WRIGHT, M. HALPERN, N. JAROSIK, A. KOGUT, M. LIMON, S. S. MEYER, G. S. TUCKER et E. WOLLACK : First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Foreground Emission. *ApJS*, 148:97–117, septembre 2003.

- G. BERTONE, A. KUSENKO, S. PALOMARES-RUIZ, S. PASCOLI et D. SEMIKOZ : Gamma-ray bursts and the origin of galactic positrons. *Physics Letters B*, 636:20–24, avril 2006.
- A. K. BHATIA, R. J. DRACHMAN et A. TEMKIN : Annihilation during positron-hydrogen collisions : Addendum and erratum. *Physical Review A*, 16:1719–1722, octobre 1977.
- J. W. BIEBER, W. WANNER et W. H. MATTHAEUS : Dominant two-dimensional solar wind turbulence with implications for cosmic ray transport. *Journal of Geophysical Research*, 101: 2511–2522, février 1996.
- J. BINNEY, O. E. GERHARD, A. A. STARK, J. BALLY et K. I. UCHIDA : Understanding the kinematics of Galactic centre gas. *MNRAS*, 252:210–218, septembre 1991.
- P. M. S. BLACKETT et G. P. S. OCCHIALINI : Some photographs of the tracks of penetrating radiation. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 139(839):699–726, 1933.
- J. BLAND-HAWTHORN et M. COHEN : The Large-Scale Bipolar Wind in the Galactic Center. *ApJ*, 582:246–256, janvier 2003.
- R. D. BLANDFORD et M. C. BEGELMAN : On the fate of gas accreting at a low rate on to a black hole. *MNRAS*, 303:L1–L5, février 1999.
- G. R. BLUMENTHAL et R. J. GOULD : Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases. *Reviews of Modern Physics*, 42:237–271, 1970.
- D. BODANSKY, D. D. CLAYTON et W. A. FOWLER : Nuclear Quasi-Equilibrium during Silicon Burning. *ApJS*, 16:299, novembre 1968.
- C. BOEHM, T. A. ENSSLIN et J. SILK : Can annihilating dark matter be lighter than a few GeVs? *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 30:279–285, mars 2004a.
- C. BOEHM et P. FAYET : Scalar dark matter candidates. *Nuclear Physics B*, 683:219–263, avril 2004.
- C. BOEHM, D. HOOPER, J. SILK, M. CASSE et J. PAUL : MeV Dark Matter : Has It Been Detected? *Physical Review Letters*, 92(10):101301, mars 2004b.
- D. L. BOOK et A. W. ALI : A collection of plasma physics formulas and data. Rapport technique, NRL, janvier 1975.
- L. BOUCHET, P. MANDROU, J. P. ROQUES, G. VEDRENNE, B. CORDIER, A. GOLDWURM, F. LEBRUN, J. PAUL, R. SUNYAEV, E. CHURAZOV, M. GILFANOV, M. PAVLINSKY, S. GREBENEV, G. BABALYAN, I. DEKHANDOV et N. KHAVENSON : Sigma discovery of variable  $e(+)-e(-)$  annihilation radiation from the near Galactic center variable compact source 1E 1740.7 - 2942. *ApJL*, 383:L45–L48, décembre 1991.
- L. BOUCHET, J. P. ROQUES et E. JOURDAIN : On the Morphology of the Electron-Positron Annihilation Emission as Seen by Spi/integral. *ApJ*, 720:1772–1780, septembre 2010.
- D. BRANCH et A. M. KHOKHLOV : Type Ia supernovae : observations, modeling, distances. *Physical Reports*, 256:53–67, mai 1995.

- A. BROADBENT : *The thermal and nonthermal radio emission from the galaxy*. Thèse de doctorat, Durham Univ. (England)., 1989.
- A. BROADBENT, C. G. T. HASLAM et J. L. OSBORNE : A Detailed Model of the Synchrotron Radiation in the Galactic Disk. *International Cosmic Ray Conference*, 3:229, 1990.
- M. L. BURNS : An electron-positron jet model for the galactic center. In M. L. BURNS, A. K. HARDING et R. RAMATY, éditeurs : *Positron-Electron Pairs in Astrophysics*, volume 101 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 1–6, mars 1983.
- P. BURSTEIN, R. J. BORKEN, W. L. KRAUSHAAR et W. T. SANDERS : Three-band observations of the soft X-ray background and some implications of thermal emission models. *ApJ*, 213:405–407, avril 1977.
- W. B. BURTON et H. S. LISZT : The gas distribution in the central region of the Galaxy. I - Atomic hydrogen. *ApJ*, 225:815–842, novembre 1978.
- W. B. BURTON et H. S. LISZT : The gas distribution in the central region of the Galaxy. V - (C-12)O in the direction of the Sagittarius source complex. *A&AS*, 95:9–39, octobre 1992.
- R. W. BUSSARD, R. RAMATY et R. J. DRACHMAN : The annihilation of galactic positrons. *ApJ*, 228:928–934, mars 1979.
- A. G. W. CAMERON : Elemental and Nuclidic Abundances in the Solar System. In C. A. BARNES, D. D. CLAYTON et D. N. SCHRAMM, éditeurs : *Essays in Nuclear Astrophysics*, page 23, 1982.
- E. CARRETTI, R. M. CROCKER, L. STAVELEY-SMITH, M. HAVERKORN, C. PURCELL, B. M. GAENSLER, G. BERNARDI, M. J. KESTEVEN et S. POPPI : Giant magnetized outflows from the centre of the Milky Way. *Nature*, 493:66–69, janvier 2013.
- F. CASSE, M. LEMOINE et G. PELLETIER : Transport of cosmic rays in chaotic magnetic fields. *Physical Review D*, 65(2):023002, janvier 2002.
- M. CASSÉ, B. CORDIER, J. PAUL et S. SCHANNE : Hypernovae/Gamma-Ray Bursts in the Galactic Center as Possible Sources of Galactic Positrons. *ApJL*, 602:L17–L20, février 2004.
- C. J. CESARSKY et H. J. VOLK : Cosmic Ray Penetration into Molecular Clouds. *A&A*, 70:367, novembre 1978.
- K.-W. CHAN et R. E. LINGENFELTER : Positrons from supernovae. *ApJ*, 405:614–636, mars 1993.
- K. S. CHENG, D. O. CHERNYSHOV et V. A. DOGIEL : Annihilation Emission from the Galactic Black Hole. *ApJ*, 645:1138–1151, juillet 2006.
- K. S. CHENG, D. O. CHERNYSHOV et V. A. DOGIEL : Diffuse gamma-ray emission from the Galactic center - a multiple energy injection model. *A&A*, 473:351–356, octobre 2007.
- K. S. CHENG, C. HO et M. RUDERMAN : Energetic radiation from rapidly spinning pulsars. I - Outer magnetosphere gaps. II - VELA and Crab. *ApJ*, 300:500–539, janvier 1986.
- D. O. CHERNYSHOV, K.-S. CHENG, V. A. DOGIEL, C.-M. KO et W.-H. IP : Restrictions on the injection energy of positrons annihilating near the Galactic Centre. *MNRAS*, 403:817–825, avril 2010.

- J. CHO et A. LAZARIAN : Compressible magnetohydrodynamic turbulence : mode coupling, scaling relations, anisotropy, viscosity-damped regime and astrophysical implications. *MNRAS*, 345:325–339, octobre 2003.
- E. CHURAZOV, R. SUNYAEV, S. SAZONOV, M. REVNIVTSEV et D. VARSHALOVICH : Positron annihilation spectrum from the Galactic Centre region observed by SPI/INTEGRAL. *MNRAS*, 357:1377–1386, mars 2005.
- D. D. CLAYTON : Positronium Origin of 476 keV Galactic Feature. *Nature Physical Science*, 244:137–138, août 1973.
- D. D. CLAYTON : Cosmic Radioactivity - a Gamma-Ray Search for the Origins of Atomic Nuclei. In C. A. BARNES, D. D. CLAYTON et D. N. SCHRAMM, éditeurs : *Essays in Nuclear Astrophysics*, page 401, 1982.
- D. D. CLAYTON et F. HOYLE : Gamma-Ray Lines from Novae. *ApJL*, 187:L101, février 1974.
- D. D. CLAYTON et F. HOYLE : Grains of anomalous isotopic composition from novae. *ApJ*, 203:490, janvier 1976.
- D. P. CLEMENS, D. B. SANDERS et N. Z. SCOVILLE : The large-scale distribution of molecular gas in the first Galactic quadrant. *ApJ*, 327:139–155, avril 1988.
- S. A. COLGATE : Positrons and Low Energy Cosmic Rays from Supernovae. *Astrophysics and Space Science*, 8:457–462, septembre 1970.
- S. A. COLGATE et C. MCKEE : Early Supernova Luminosity. *ApJ*, 157:623, août 1969.
- J. M. CORDES et T. J. W. LAZIO : NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations. *ArXiv Astrophysics e-prints*, juillet 2002.
- J. M. CORDES, J. M. WEISBERG, D. A. FRAIL, S. R. SPANGLER et M. RYAN : The Galactic distribution of free electrons. *Nature*, 354:121–124, novembre 1991.
- S. COUTU, S. W. BARWICK, J. J. BEATTY, A. BHATTACHARYYA, C. R. BOWER, C. J. CHAPUT, G. A. DE NOLFO, M. A. DUVERNOIS, A. LABRADOR, S. P. MCKEE, D. MÜLLER, J. A. MUSSER, S. L. NUTTER, E. SCHNEIDER, S. P. SWORDY, G. TARLÉ, A. D. TOMASCH et E. TORBET : Cosmic-ray positrons : are there primary sources ? *Astroparticle Physics*, 11:429–435, septembre 1999.
- D. P. COX et R. J. REYNOLDS : The local interstellar medium. *ARA&A*, 25:303–344, 1987.
- D. P. COX et B. W. SMITH : Large-Scale Effects of Supernova Remnants on the Galaxy : Generation and Maintenance of a Hot Network of Tunnels. *ApJL*, 189:L105, mai 1974.
- R. M. CROCKER, D. I. JONES, F. MELIA, J. OTT et R. J. PROTHEROE : A lower limit of 50 microgauss for the magnetic field near the Galactic Centre. *Nature*, 463:65–67, janvier 2010.
- J. K. DAUGHERTY et A. K. HARDING : Pair production in superstrong magnetic fields. *ApJ*, 273:761–773, octobre 1983.
- J. K. DAUGHERTY et A. K. HARDING : Gamma-Ray Pulsars : Emission from Extended Polar CAP Cascades. *ApJ*, 458:278, février 1996.

- L. DAVIS, Jr. et J. L. GREENSTEIN : The Polarization of Starlight by Aligned Dust Grains. *ApJ*, 114:206, septembre 1951.
- M. A. DE AVILLEZ et D. BREITSCHWERDT : Volume filling factors of the ISM phases in star forming galaxies. I. The role of the disk-halo interaction. *A&A*, 425:899–911, octobre 2004.
- M. A. DE AVILLEZ et D. BREITSCHWERDT : Global dynamical evolution of the ISM in star forming galaxies. I. High resolution 3D simulations : Effect of the magnetic field. *A&A*, 436:585–600, juin 2005.
- J. A. DE SHONG, R. H. HILDEBRAND et P. MEYER : Ratio of electrons to positrons in the primary cosmic radiation. *Phys. Rev. Lett.*, 12:3–6, Jan 1964.
- C. D. DERMER : Binary collision rates of relativistic thermal plasmas. I Theoretical framework. *ApJ*, 295:28–37, août 1985.
- C. D. DERMER : Binary collision rates of relativistic thermal plasmas. II - Spectra. *ApJ*, 307:47–59, août 1986.
- C. D. DERMER et R. J. MURPHY : Annihilation radiation in the Galaxy. In A. GIMENEZ, V. REGLERO et C. WINKLER, éditeurs : *Exploring the Gamma-Ray Universe*, volume 459 de *ESA Special Publication*, pages 115–122, septembre 2001.
- M. DEUTSCH : Evidence for the formation of positronium in gases. *Phys. Rev.*, 82:455–456, May 1951.
- J. M. DICKEY : The Z Velocity Dispersion of Outer HI Disks. In L. BLITZ et P. J. TEUBEN, éditeurs : *Unsolved Problems of the Milky Way*, volume 169 de *IAU Symposium*, page 489, 1996.
- J. M. DICKEY et F. J. LOCKMAN : H I in the Galaxy. *ARA&A*, 28:215–261, 1990.
- R. DIEHL, C. DUPRAZ, K. BENNETT, H. BLOEMEN, W. HERMSEN, J. KNOEDLSEDER, G. LICHTI, D. MORRIS, J. RYAN, V. SCHOENFELDER, H. STEINLE, A. STRONG, B. SWANENBURG, M. VARENDORFF et C. WINKLER : COMPTEL observations of Galactic  $^{26}\text{Al}$  emission. *A&A*, 298:445, juin 1995.
- R. DIEHL, H. HALLOIN, K. KRETSCHMER, G. G. LICHTI, V. SCHÖNFELDER, A. W. STRONG, A. VON KIENLIN, W. WANG, P. JEAN, J. KNÖDLSEDER, J.-P. ROQUES, G. WEIDENSPÖTNER, S. SCHANNE, D. H. HARTMANN, C. WINKLER et C. WUNDERER : Radioactive  $^{26}\text{Al}$  from massive stars in the Galaxy. *Nature*, 439:45–47, janvier 2006.
- J. DIEMAND, M. KUHLEN, P. MADAU, M. ZEMP, B. MOORE, D. POTTER et J. STADEL : Clumps and streams in the local dark matter distribution. *Nature*, 454:735–738, août 2008.
- P. A. M. DIRAC : On the annihilation of electrons and protons. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 26:361–375, 7 1930a. ISSN 1469-8064.
- P. A. M. DIRAC : A theory of electrons and protons. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 126(801):360–365, 1930b.
- P. A. M. DIRAC : Quantised singularities in the electromagnetic field. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 133(821):60–72, 1931.

- M. A. DOPITA et R. S. SUTHERLAND : *Astrophysics of the diffuse universe*. Astrophysics of the diffuse universe, Berlin, New York : Springer, 2003. Astronomy and astrophysics library, ISBN 3540433627, 2003.
- C. DUPRAZ, H. BLOEMEN, K. BENNETT, R. DIEHL, W. HERMSEN, A. F. IYUDIN, J. RYAN et V. SCHOENFELDER : COMPTEL three-year search for galactic sources of  $^{44}\text{Ti}$  gamma-ray line emission at 1.157MeV. *A&A*, 324:683–689, août 1997.
- H. EBELING, D. A. WHITE et F. V. N. RANGARAJAN : ASMOOTH : a simple and efficient algorithm for adaptive kernel smoothing of two-dimensional imaging data. *MNRAS*, 368:65–73, mai 2006.
- T. ERBER : High-energy electromagnetic conversion processes in intense magnetic fields. *Rev. Mod. Phys.*, 38:626–659, Oct 1966.
- R. D. EVANS : *The Atomic Nucleus*. International Series in Natural Philosophy, Oxford : Pergamon, 1979, 1979.
- J. E. EVERETT et E. G. ZWEIBEL : The Interaction of Cosmic Rays with Diffuse Clouds. *ApJ*, 739:60, octobre 2011.
- M. FATUZZO, F. MELIA et J. RAFELSKI : Electron-Positron Annihilation Radiation from Sagittarius A East at the Galactic Center. *ApJ*, 549:293–302, mars 2001.
- M. FATUZZO, F. MELIA, E. TODD et F. C. ADAMS : High-energy Cosmic-ray Diffusion in Molecular Clouds : A Numerical Approach. *ApJ*, 725:515–527, décembre 2010.
- E. FERMI : Versuch einer Theorie der  $\beta$ -Strahlen. I. *Zeitschrift fur Physik*, 88:161–177, mars 1934.
- K. FERRIÈRE : Global Model of the Interstellar Medium in Our Galaxy with New Constraints on the Hot Gas Component. *ApJ*, 497:759, avril 1998.
- K. FERRIÈRE : Interstellar magnetic fields in the Galactic center region. *A&A*, 505:1183–1198, octobre 2009.
- K. FERRIÈRE : Interstellar gas within  $\sim 10$  pc of Sagittarius A\*. *A&A*, 540:A50, avril 2012.
- K. FERRIÈRE, W. GILLARD et P. JEAN : Spatial distribution of interstellar gas in the innermost 3 kpc of our galaxy. *A&A*, 467:611–627, mai 2007.
- K. M. FERRIÈRE : The interstellar environment of our galaxy. *Reviews of Modern Physics*, 73:1031–1066, octobre 2001.
- M. FICH, L. BLITZ et A. A. STARK : The rotation curve of the Milky Way to  $2 R(0)$ . *ApJ*, 342:272–284, juillet 1989.
- G. B. FIELD, D. W. GOLDSMITH et H. J. HABING : Cosmic-Ray Heating of the Interstellar Gas. *ApJL*, 155:L149, mars 1969.
- D. P. FINKBEINER et N. WEINER : Exciting dark matter and the INTEGRAL/SPI 511keV signal. *Physical Review D*, 76(8):083519, octobre 2007.

- C. FRANSSON et C. KOZMA : Radioactivities and nucleosynthesis in SN 1987A. *New Astronomy Review*, 46:487–492, juillet 2002.
- A. R. FREY et N. B. REID : Cosmic microwave background constraints on dark matter models of the galactic center 511 keV signal. *Phys. Rev. D*, 87:103508, May 2013.
- B. M. GAENSLER, G. J. MADSEN, S. CHATTERJEE et S. A. MAO : The Vertical Structure of Warm Ionised Gas in the Milky Way. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 25:184–200, novembre 2008.
- V. N. GAMEZO, A. M. KHOKHLOV et E. S. ORAN : Deflagrations and Detonations in Thermo-nuclear Supernovae. *Physical Review Letters*, 92(21):211102, mai 2004.
- A. GAZOL, E. VÁZQUEZ-SEMADENI, F. J. SÁNCHEZ-SALCEDO et J. SCALO : The Temperature Distribution in Turbulent Interstellar Gas. *ApJL*, 557:L121–L124, août 2001.
- N. GEHRELS et W. CHEN : Radial velocity map and line profiles of  $^{26}\text{Al}$  emission from Galactic rotation. *A&AS*, 120:C331, décembre 1996.
- J. GIACALONE et J. R. JOKIPII : Charged-particle motion in multidimensional magnetic-field turbulence. *ApJL*, 430:L137–L140, août 1994.
- J. GIACALONE et J. R. JOKIPII : The Transport of Cosmic Rays across a Turbulent Magnetic Field. *ApJ*, 520:204–214, juillet 1999.
- P. GIL-PONS, E. GARCÍA-BERRO, J. JOSÉ, M. HERNANZ et J. W. TRURAN : The frequency of occurrence of novae hosting an ONe white dwarf. *A&A*, 407:1021–1028, septembre 2003.
- W. GILLARD : *Modélisation de l'annihilation des positrons Galactiques*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier Toulouse III, 2008.
- V. L. GINZBURG : *Theoretical physics and astrophysics*. International Series in Natural Philosophy, Oxford : Pergamon, 1979, 1979.
- V. L. GINZBURG et S. I. SYROVATSKII : *The Origin of Cosmic Rays*. New York : Macmillan, 1964, 1964.
- P. GOLDBREICH et S. SRIDHAR : Toward a theory of interstellar turbulence. 2 : Strong alfvénic turbulence. *ApJ*, 438:763–775, janvier 1995.
- K. M. GÓRSKI, E. HIVON, A. J. BANDAY, B. D. WANDELT, F. K. HANSEN, M. REINECKE et M. BARTELMANN : HEALPix : A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere. *ApJ*, 622:759–771, avril 2005.
- R. J. GOULD : Direct positron annihilation and positronium formation in thermal plasmas. *ApJ*, 344:232–238, septembre 1989.
- S. A. GREBENEV, A. A. LUTOVINOV, S. S. TSYGANKOV et C. WINKLER : Hard-X-ray emission lines from the decay of  $^{44}\text{Ti}$  in the remnant of supernova 1987A. *Nature*, 490:373–375, octobre 2012.
- H.-J. GRIMM, M. GILFANOV et R. SUNYAEV : The Milky Way in X-rays for an outside observer. Log(N)-Log(S) and luminosity function of X-ray binaries from RXTE/ASM data. *A&A*, 391: 923–944, septembre 2002.

- M. GRYZIŃSKI : Classical Theory of Atomic Collisions. I. Theory of Inelastic Collisions. *Physical Review*, 138:336–358, avril 1965a.
- M. GRYZIŃSKI : Two-Particle Collisions. I. General Relations for Collisions in the Laboratory System. *Physical Review*, 138:305–321, avril 1965b.
- M. GRYZIŃSKI : Two-Particle Collisions. II. Coulomb Collisions in the Laboratory System of Coordinates. *Physical Review*, 138:322–335, avril 1965c.
- T. GRÉGOIRE : *Etude de la population de pulsars milliseconde dans notre galaxie à l'aide du télescope spatial FERMI-LAT*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier Toulouse III, 2013.
- N. GUESSOUM, P. JEAN et W. GILLARD : The lives and deaths of positrons in the interstellar medium. *A&A*, 436:171–185, juin 2005.
- N. GUESSOUM, P. JEAN et W. GILLARD : Positron annihilation on polycyclic aromatic hydrocarbon molecules in the interstellar medium. *MNRAS*, 402:1171–1178, février 2010.
- N. GUESSOUM, P. JEAN et N. PRANTZOS : Microquasars as sources of positron annihilation radiation. *A&A*, 457:753–762, octobre 2006.
- N. GUESSOUM, R. RAMATY et R. E. LINGENFELTER : Positron annihilation in the interstellar medium. *ApJ*, 378:170–180, septembre 1991.
- J. S. HALL : Observations of the Polarized Light from Stars. *Science*, 109:166–167, février 1949.
- J. HAN : The magnetic structure of our Galaxy : a review of observations. In K. G. STRASSMEIER, A. G. KOSOVICHEV et J. E. BECKMAN, éditeurs : *IAU Symposium*, volume 259 de *IAU Symposium*, pages 455–466, avril 2009.
- J. L. HAN, K. FERRIERE et R. N. MANCHESTER : The Spatial Energy Spectrum of Magnetic Fields in Our Galaxy. *ApJ*, 610:820–826, août 2004.
- J. L. HAN, R. N. MANCHESTER, E. M. BERKHUIJSEN et R. BECK : Antisymmetric rotation measures in our Galaxy : evidence for an A0 dynamo. *A&A*, 322:98–102, juin 1997.
- J. L. HAN, R. N. MANCHESTER, A. G. LYNE, G. J. QIAO et W. VAN STRATEN : Pulsar Rotation Measures and the Large-Scale Structure of the Galactic Magnetic Field. *ApJ*, 642:868–881, mai 2006.
- J. L. HAN, R. N. MANCHESTER et G. J. QIAO : Pulsar rotation measures and the magnetic structure of our Galaxy. *MNRAS*, 306:371–380, juin 1999.
- J. L. HAN et G. J. QIAO : The magnetic field in the disk of our Galaxy. *A&A*, 288:759–772, août 1994.
- A. K. HARDING et R. RAMATY : The Pulsar Contribution to Galactic Cosmic Ray Positrons. *International Cosmic Ray Conference*, 2:92, 1987.
- M. J. HARRIS, B. J. TEEGARDEN, T. L. CLINE, N. GEHRELS, D. M. PALMER, R. RAMATY et H. SEIFERT : Transient Gamma-Ray Spectrometer Measurements of the Positron Annihilation Spectrum from the Galactic Center. *ApJL*, 501:L55, juillet 1998.

- M. HAVERKORN, J. C. BROWN, B. M. GAENSLER et N. M. McCLURE-GRIFFITHS : The Outer Scale of Turbulence in the Magnetoionized Galactic Interstellar Medium. *ApJ*, 680:362–370, juin 2008.
- M. HAVERKORN, B. M. GAENSLER, J. C. BROWN, N. S. BIZUNOK, N. M. McCLURE-GRIFFITHS, J. M. DICKEY et A. J. GREEN : Enhanced Small-Scale Faraday Rotation in the Galactic Spiral Arms. *ApJL*, 637:L33–L35, janvier 2006.
- R. C. HAYMES, G. D. WALRAVEN, C. A. MEEGAN, R. D. HALL, F. T. DJUTH et D. H. SHELTON : Detection of nuclear gamma rays from the galactic center region. *ApJ*, 201:593–602, novembre 1975.
- V. HEESSEN, M. KRAUSE, R. BECK et R.-J. DETTMAR : Cosmic rays and the magnetic field in the nearby starburst galaxy NGC 253. II. The magnetic field structure. *A&A*, 506:1123–1135, novembre 2009.
- C. HEILES : The Local Direction and Curvature of the Galactic Magnetic Field Derived from Starlight Polarization. *ApJ*, 462:316, mai 1996.
- C. HEILES et T. H. TROLAND : The Millennium Arecibo 21 Centimeter Absorption-Line Survey. II. Properties of the Warm and Cold Neutral Media. *ApJ*, 586:1067–1093, avril 2003.
- P. HENNEBELLE et E. AUDIT : On the structure of the turbulent interstellar atomic hydrogen. I. Physical characteristics. Influence and nature of turbulence in a thermally bistable flow. *A&A*, 465:431–443, avril 2007.
- M. HERNANZ : Classical nova explosions. In J.-M. HAMEURY et J.-P. LASOTA, éditeurs : *The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects*, volume 330 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 265, août 2005.
- M. HERNANZ, J. GÓMEZ-GOMAR, J. JOSÉ, A. COC et J. ISERN : Gamma-Ray Emission of Classical Novae and its Detectability by Integral. *Astrophysical Letters and Communications*, 38:407, 1999a.
- M. HERNANZ, J. JOSÉ, A. COC, J. GÓMEZ-GOMAR et J. ISERN : Gamma-Ray Emission from Novae Related to Positron Annihilation : Constraints on its Observability Posed by New Experimental Nuclear Data. *ApJL*, 526:L97–L100, décembre 1999b.
- K. HERTERICH : Absorption of gamma rays in intense X-ray sources. *Nature*, 250:311–313, juillet 1974.
- V. F. HESS : Observations of penetrating radiation during seven free balloon flights. *Phys. Zeit.*, 13:1084–1091, 1912.
- J. C. HIGDON, R. E. LINGENFELTER et R. E. ROTHSCHILD : The Galactic Positron Annihilation Radiation and the Propagation of Positrons in the Interstellar Medium. *ApJ*, 698:350–379, juin 2009.
- W. HILLEBRANDT et J. C. NIEMEYER : Type IA Supernova Explosion Models. *ARA&A*, 38:191–230, 2000.
- W. A. HILTNER : On the Presence of Polarization in the Continuous Radiation of Stars. II. *ApJ*, 109:471, mai 1949a.

- W. A. HILTNER : Polarization of Light from Distant Stars by Interstellar Medium. *Science*, 109:165, février 1949b.
- P. HOEFLICH et A. KHOKHLOV : Explosion Models for Type IA Supernovae : A Comparison with Observed Light Curves, Distances, H 0, and Q 0. *ApJ*, 457:500, février 1996.
- D. J. HOLLENBACH et A. G. G. M. TIELENS : Photodissociation regions in the interstellar medium of galaxies. *Reviews of Modern Physics*, 71:173–230, janvier 1999.
- D. HOOPER et L.-T. WANG : Possible evidence for axino dark matter in the galactic bulge. *Physical Review D*, 70(6):063506, septembre 2004.
- F. HOYLE et W. A. FOWLER : Nucleosynthesis in Supernovae. *ApJ*, 132:565, novembre 1960.
- J. D. HUBA : A collection of plasma physics formulas and data-nrl plasma formulary. Rapport technique, Tech. rep., Naval Research Laboratory, 2006.
- A. F. IYUDIN, K. BENNETT, H. BLOEMEN, R. DIEHL, W. HERMSEN, G. G. LICHTI, D. MORRIS, J. RYAN, V. SCHOENFELDER, H. STEINLE, A. STRONG, M. VARENDORFF et C. WINKLER : COMPTEL search for  $^{22}\text{Na}$  line emission from recent novae. *A&A*, 300:422, août 1995.
- A. F. IYUDIN, R. DIEHL, H. BLOEMEN, W. HERMSEN, G. G. LICHTI, D. MORRIS, J. RYAN, V. SCHOENFELDER, H. STEINLE, M. VARENDORFF, C. DE VRIES et C. WINKLER : COMPTEL observations of  $^{44}\text{Ti}$  gamma-ray line emission from CAS A. *A&A*, 284:L1–L4, avril 1994.
- A. F. IYUDIN, R. DIEHL, G. G. LICHTI, V. SCHÖNFELDER, A. W. STRONG, H. BLOEMEN, W. HERMSEN, J. RYAN, K. BENNETT et C. WINKLER : Cas A in the Light of the  $^{44}\text{Ti}$  1.15 MeV Gamma-Ray Line Emission. In C. WINKLER, T. J.-L. COURVOISIER et P. DUROUCHOUX, éditeurs : *The Transparent Universe*, volume 382 de *ESA Special Publication*, page 37, 1997.
- A. F. IYUDIN, V. SCHÖNFELDER, K. BENNETT, H. BLOEMEN, R. DIEHL, W. HERMSEN, J. KNÖDLSIEDER, G. G. LICHTI, U. OBERLACK, J. RYAN, A. W. STRONG et C. WINKLER : COMPTEL All-Sky Survey in  $^{44}\text{Ti}$  Line Emission. *Astrophysical Letters and Communications*, 38:383, 1999.
- A. F. IYUDIN, V. SCHÖNFELDER, K. BENNETT, H. BLOEMEN, R. DIEHL, W. HERMSEN, G. G. LICHTI, R. D. VAN DER MEULEN, J. RYAN et C. WINKLER : Emission from  $^{44}\text{Ti}$  associated with a previously unknown Galactic supernova. *Nature*, 396:142–144, novembre 1998.
- T. R. JAFFE, J. P. LEAHY, A. J. BANDAY, S. M. LEACH, S. R. LOWE et A. WILKINSON : Modelling the Galactic magnetic field on the plane in two dimensions. *MNRAS*, 401:1013–1028, janvier 2010.
- R. JANSSON et G. R. FARRAR : A New Model of the Galactic Magnetic Field. *ApJ*, 757:14, septembre 2012a.
- R. JANSSON et G. R. FARRAR : The Galactic Magnetic Field. *ApJL*, 761:L11, décembre 2012b.
- R. JANSSON, G. R. FARRAR, A. H. WAELKENS et T. A. ENSSLIN : Constraining models of the large scale Galactic magnetic field with WMAP5 polarization data and extragalactic rotation measure sources. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 7:21, juillet 2009.

- P. JEAN, W. GILLARD, A. MARCOWITH et K. FERRIÈRE : Positron transport in the interstellar medium. *A&A*, 508:1099–1116, décembre 2009.
- P. JEAN, J. KNÖDLSSEDER, W. GILLARD, N. GUESSOUM, K. FERRIÈRE, A. MARCOWITH, V. LONJOU et J. P. ROQUES : Spectral analysis of the Galactic  $e^+e^-$  annihilation emission. *A&A*, 445:579–589, janvier 2006.
- P. JEAN, J. KNÖDLSSEDER, V. LONJOU, M. ALLAIN, J.-P. ROQUES, G. K. SKINNER, B. J. TEEGARDEN, G. VEDRENNE, P. VON BALLMOOS, B. CORDIER, P. CARAVEO, R. DIEHL, P. DUROUCHOUX, P. MANDROU, J. MATTESON, N. GEHRELS, V. SCHÖNFELDER, A. W. STRONG, P. UBERTINI, G. WEIDENSPÖTNER et C. WINKLER : Early SPI/INTEGRAL measurements of 511 keV line emission from the 4th quadrant of the Galaxy. *A&A*, 407:L55–L58, août 2003.
- A. JENKINS et J. BINNEY : Dynamics of Gas Near the Galactic Centre. *MNRAS*, 270:703, octobre 1994.
- E. B. JENKINS et D. A. MELOY : A survey with Copernicus of interstellar O VI absorption. *ApJL*, 193:L121–L125, novembre 1974.
- W. N. JOHNSON, III, F. R. HARNDEN, Jr. et R. C. HAYMES : The Spectrum of Low-Energy Gamma Radiation from the Galactic-Center Region. *ApJL*, 172:L1, février 1972.
- J. R. JOKIPII : Cosmic-Ray Propagation. I. Charged Particles in a Random Magnetic Field. *ApJ*, 146:480, novembre 1966.
- F. JOLIOT et I. CURIE : Artificial Production of a New Kind of Radio-Element. *Nature*, 133:201–202, février 1934.
- J. JOSE et M. HERNANZ : Nucleosynthesis in Classical Novae : CO versus ONe White Dwarfs. *ApJ*, 494:680, février 1998.
- G. V. JUNG, D. J. KURFESS, W. N. JOHNSON, R. L. KINZER, J. E. GROVE, M. S. STRICKMAN, W. R. PURCELL, D. A. GRABELSKY et M. P. ULMER : OSSE observations of 1E 1740.7-2942 in 1992 September. *A&A*, 295:L23–L26, mars 1995.
- A. M. KHOKHLOV : Delayed detonation model for type IA supernovae. *A&A*, 245:114–128, mai 1991.
- R. L. KINZER, P. A. MILNE, J. D. KURFESS, M. S. STRICKMAN, W. N. JOHNSON et W. R. PURCELL : Positron Annihilation Radiation from the Inner Galaxy. *ApJ*, 559:282–295, septembre 2001.
- R. L. KINZER, W. R. PURCELL, W. N. JOHNSON, J. D. KURFESS, G. JUNG et J. SKIBO : OSSE observations of positron annihilation in the Galactic plane. *A&AS*, 120:C317, décembre 1996.
- H.V. KLAPDOR et K. ZUBER : *Particle Astrophysics*. Institute of Physics Publishing, 2003. Series in High Energy Physics.
- O. KLEMPERER : On the annihilation radiation of the positron. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 30:347–354, 7 1934. ISSN 1469-8064.
- D. A. KNIFFEN, D. L. BERTSCH, D. J. MORRIS, R. A. R. PALMEIRA et K. R. RAO : Observations of medium-energy gamma-ray emission from the galactic center region. *ApJ*, 225:591–598, octobre 1978.

- J. KNÖDLSSEDER : *The Origin of  $^{26}\text{Al}$  in the Galaxy*. Thèse de doctorat, 'Ph.D. thesis, Univ. Paul Sabatier, Toulouse, France, 1997.
- J. KNÖDLSSEDER : L'exploration du ciel gamma. *Habilitation à Diriger des Recherches, Université Paul Sabatier*, 2007.
- J. KNÖDLSSEDER, K. BENNETT, H. BLOEMEN, R. DIEHL, W. HERMSEN, U. OBERLACK, J. RYAN, V. SCHÖNFELDER et P. VON BALLMOOS : A multiwavelength comparison of COMPTEL 1.8 MeV line data. *A&A*, 344:68–82, avril 1999.
- J. KNÖDLSSEDER, P. JEAN, V. LONJOU, G. WEIDENSPÖTNER, N. GUESSOUM, W. GILLARD, G. SKINNER, P. VON BALLMOOS, G. VEDRENNE, J.-P. ROQUES, S. SCHANNE, B. TEEGARDEN, V. SCHÖNFELDER et C. WINKLER : The all-sky distribution of 511 keV electron-positron annihilation emission. *A&A*, 441:513–532, octobre 2005.
- J. KNÖDLSSEDER, V. LONJOU, P. JEAN, M. ALLAIN, P. MANDROU, J.-P. ROQUES, G. K. SKINNER, G. VEDRENNE, P. VON BALLMOOS, G. WEIDENSPÖTNER, P. CARAVEO, B. CORDIER, V. SCHÖNFELDER et B. J. TEEGARDEN : Early SPI/INTEGRAL constraints on the morphology of the 511 keV line emission in the 4th galactic quadrant. *A&A*, 411:L457–L460, novembre 2003.
- A. KOLMOGOROV : The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds' Numbers. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 30:301–305, 1941.
- K. KOYAMA, H. AWAKI, H. KUNIEDA, S. TAKANO et Y. TAWARA : Intense 6.7-keV iron line emission from the Galactic Centre. *Nature*, 339:603–605, juin 1989.
- K. KOYAMA, Y. MAEDA, T. SONOBE, T. TAKESHIMA, Y. TANAKA et S. YAMAUCHI : ASCA View of Our Galactic Center : Remains of Past Activities in X-Rays? *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 48:249–255, avril 1996.
- M. KRAUSE : Magnetic Fields and Star Formation in Spiral Galaxies. *In Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, volume 36 de *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, pages 25–29, août 2009.
- M. J. KUCHNER, R. P. KIRSHNER, P. A. PINTO et B. LEIBUNDGUT : Evidence for  $^{56}\text{Ni}$  yields  $^{56}\text{Co}$  yields  $^{56}\text{Fe}$  decay in type Ia supernovae. *ApJ*, 426:L89, mai 1994.
- S. R. KULKARNI et C. HEILES : The atomic component. *In D. J. HOLLENBACH et H. A. THRONSON, Jr., éditeurs : Interstellar Processes*, volume 134 de *Astrophysics and Space Science Library*, pages 87–122, 1987.
- L. D. LANDAU et E. M. LIFSHITZ : *The classical theory of fields*. Course of theoretical physics - Pergamon International Library of Science, Technology, Engineering and Social Studies, Oxford : Pergamon Press, 1975, 4th rev.engl.ed., 1975.
- R. LAUNHARDT, R. ZYLKA et P. G. MEZGER : The nuclear bulge of the Galaxy. III. Large-scale physical characteristics of stars and interstellar matter. *A&A*, 384:112–139, mars 2002.
- B. W. LEE et S. WEINBERG : Cosmological lower bound on heavy-neutrino masses. *Phys. Rev. Lett.*, 39:165–168, Jul 1977.

- M. D. LEISING et D. D. CLAYTON : Angular distribution of interstellar  $^{26}\text{Al}$ . *ApJ*, 294:591–598, juillet 1985.
- M. D. LEISING et G. H. SHARE : Gamma-Ray limits on Galactic  $^{60}\text{Fe}$  and  $^{44}\text{Ti}$  nucleosynthesis. *ApJ*, 424:200–207, mars 1994.
- M. LEVENTHAL, C. J. MACCALLUM, A. F. HUTERS et P. D. STANG : Current status of the galactic center positron-annihilation source. *ApJ*, 302:459–461, mars 1986.
- M. LEVENTHAL, C. J. MACCALLUM et P. D. STANG : Detection of 511 keV positron annihilation radiation from the galactic center direction. *ApJL*, 225:L11–L14, octobre 1978.
- E. S. LEVINE, C. HEILES et L. BLITZ : The Milky Way Rotation Curve and Its Vertical Derivatives : Inside the Solar Circle. *ApJ*, 679:1288–1298, juin 2008.
- M. LIMONGI et A. CHIEFFI : The Chemical Yields Produced by Zero Metal Massive Stars. *Publications of the Astron. Soc. Australia*, 19:246–256, 2002.
- R. E. LINGENFELTER, R. RAMATY et D. LEITER : Origin of 0.511 MeV emission from the Galactic center. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 1 de *International Cosmic Ray Conference*, pages 112–115, 1981.
- H. S. LISZT et W. B. BURTON : The gas distribution in the central region of the Galaxy. II - Carbon monoxide. *ApJ*, 226:790–816, décembre 1978.
- H. S. LISZT et W. B. BURTON : The gas distribution in the central region of the Galaxy. III - A barlike model of the inner-Galaxy gas based on improved H I data. *ApJ*, 236:779–797, mars 1980.
- Y. LITHWICK et P. GOLDREICH : Compressible Magnetohydrodynamic Turbulence in Interstellar Plasmas. *ApJ*, 562:279–296, novembre 2001.
- Q. Z. LIU, J. VAN PARADIJS et E. P. J. VAN DEN HEUVEL : Catalogue of high-mass X-ray binaries in the Galaxy (4th edition). *A&A*, 455:1165–1168, septembre 2006.
- Q. Z. LIU, J. VAN PARADIJS et E. P. J. VAN DEN HEUVEL : A catalogue of low-mass X-ray binaries in the Galaxy, LMC, and SMC (Fourth edition). *A&A*, 469:807–810, juillet 2007.
- M. LIVIO et J. W. TRURAN : On the interpretation and implications of nova abundances : an abundance of riches or an overabundance of enrichments. *ApJ*, 425:797–801, avril 1994.
- K. LODDERS : Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements. *ApJ*, 591:1220–1247, juillet 2003.
- V. LONJOU : *L'annihilation des positrons galactiques : analyse et interprétation des données INTEGRAL*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier Toulouse III, 2005.
- M.-M. MAC LOW et R. S. KLESSEN : Control of star formation by supersonic turbulence. *Reviews of Modern Physics*, 76:125–194, janvier 2004.
- K. MAEDA et K. NOMOTO : Bipolar Supernova Explosions : Nucleosynthesis and Implications for Abundances in Extremely Metal-Poor Stars. *ApJ*, 598:1163–1200, décembre 2003.

- W. A. MAHONEY, J. C. LING, A. S. JACOBSON et R. E. LINGENFELTER : Diffuse galactic gamma-ray line emission from nucleosynthetic  $^{60}\text{Fe}$ ,  $^{26}\text{Al}$ , and  $^{22}\text{Na}$  - Preliminary limits from HEAO 3. *ApJ*, 262:742, novembre 1982.
- W. A. MAHONEY, J. C. LING et W. A. WHEATON : HEAO 3 observations of the Galactic center 511 keV line. *ApJS*, 92:387–391, juin 1994.
- W. A. MAHONEY, J. C. LING, W. A. WHEATON et J. C. HIGDON : HEAO 3 limits on the Ti-44 yield in Galactic supernovae. *ApJ*, 387:314–319, mars 1992.
- W. A. MAHONEY, J. C. LING, W. A. WHEATON et A. S. JACOBSON : HEAO 3 discovery of  $^{26}\text{Al}$  in the interstellar medium. *ApJ*, 286:578–585, novembre 1984.
- I. MALET, J. P. ROQUES, L. BOUCHET, G. VEDRENNE, J. PAUL, B. CORDIER, J. BALLE, F. LEBRUN, R. SUNYAEV, E. CHURAZOV, M. GILFANOV, N. KHAVENSON, A. DYACHKOV, N. KULESHOVA, A. SHEIKHET et I. TZERENIN : Sigma observations of the galactic center at 511 keV. *ApJ*, 444:222–225, mai 1995.
- F. MANNUCCI, M. DELLA VALLE et N. PANAGIA : Two populations of progenitors for Type Ia supernovae? *MNRAS*, 370:773–783, août 2006.
- F. MANNUCCI, M. DELLA VALLE, N. PANAGIA, E. CAPPELLARO, G. CRESCI, R. MAIOLINO, A. PETROSIAN et M. TURATTO : The supernova rate per unit mass. *A&A*, 433:807–814, avril 2005.
- S. A. MAO, B. M. GAENSLER, M. HAVERKORN, E. G. ZWEIBEL, G. J. MADSEN, N. M. MCCLURE-GRIFFITHS, A. SHUKUROV et P. P. KRONBERG : A Survey of Extragalactic Faraday Rotation at High Galactic Latitude : The Vertical Magnetic Field of the Milky Way Toward the Galactic Poles. *ApJ*, 714:1170–1186, mai 2010.
- S. A. MAO, N. M. MCCLURE-GRIFFITHS, B. M. GAENSLER, J. C. BROWN, C. L. VAN ECK, M. HAVERKORN, P. P. KRONBERG, J. M. STIL, A. SHUKUROV et A. R. TAYLOR : New Constraints on the Galactic Halo Magnetic Field Using Rotation Measures of Extragalactic Sources toward the Outer Galaxy. *ApJ*, 755:21, août 2012.
- A. MARCOWITH, R. COHET et C. D. VIGH : Cosmic Ray transport in the turbulent interstellar medium. In L. CAMBRESY, F. MARTINS, E. NUSS et A. PALACIOS, éditeurs : *SF2A-2013 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, pages 403–408, novembre 2013.
- P. MARTIN : *La vie et la mort des étoiles massives révélées par l'observation des raies gamma nucléaires grâce au spectromètre INTEGRAL/SPI*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier Toulouse III, 2008.
- P. MARTIN, J. KNÖDLSER, R. DIEHL et G. MEYNET : New estimates of the gamma-ray line emission of the Cygnus region from INTEGRAL/SPI observations. *A&A*, 506:703–710, novembre 2009a.
- P. MARTIN, J. KNÖDLSER, J. VINK, A. DECOURCHELLE et M. RENAUD : Constraints on the kinematics of the  $^{44}\text{Ti}$  ejecta of Cassiopeia A from INTEGRAL/SPI. *A&A*, 502:131–137, juillet 2009b.

- P. MARTIN, A. W. STRONG, P. JEAN, A. ALEXIS et R. DIEHL : Galactic annihilation emission from nucleosynthesis positrons. *A&A*, 543:A3, juillet 2012.
- P. MARTIN, J. VINK, S. JIRASKOVA, P. JEAN et R. DIEHL : Annihilation emission from young supernova remnants. *A&A*, 519:A100, septembre 2010.
- D. S. MATHEWSON et V. L. FORD : Polarization Observations of 1800 Stars. *Memoirs of the Royal Astronomical Society*, 74:139, 1970.
- P. A. MAZZALI, F. K. RÖPKE, S. BENETTI et W. HILLEBRANDT : A Common Explosion Mechanism for Type Ia Supernovae. *Science*, 315:825–, février 2007.
- D. MCCAMMON et W. T. SANDERS : The soft X-ray background and its origins. *ARA&A*, 28:657–688, 1990.
- C. F. MCKEE et J. P. OSTRIKER : A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate. *ApJ*, 218:148–169, novembre 1977.
- F. MELIA, F. YUSEF-ZADEH et M. FATUZZO : A Model of the EGRET Source at the Galactic Center : Inverse Compton Scattering within Sagittarius A East and Its Halo. *ApJ*, 508:676–679, décembre 1998.
- D. B. MELROSE : *Instabilities in Space and Laboratory Plasmas*. Instabilities in Space and Laboratory Plasmas, by D. B. Melrose, pp. 288. ISBN 0521305411. Cambridge, UK : Cambridge University Press, August 1986., août 1986.
- H. MEN, K. FERRIÈRE et J. L. HAN : Observational constraints on models for the interstellar magnetic field in the Galactic disk. *A&A*, 486:819–828, août 2008.
- P. A. MILNE : Annihilation puzzles for INTEGRAL. *New Astronomy Review*, 48:93–97, février 2004.
- P. A. MILNE : Distribution of positron annihilation radiation. *New Astronomy Review*, 50:548–552, octobre 2006.
- P. A. MILNE, J. D. KURFESS, R. L. KINZER et M. D. LEISING : Comparative studies of line and continuum positron annihilation radiation. *AIP Conference Proceedings*, 587(1):11–15, 2001.
- P. A. MILNE, J. D. KURFESS, R. L. KINZER et M. D. LEISING : Supernovae and positron annihilation radiation. *New Astronomy Review*, 46:553–558, juillet 2002.
- P. A. MILNE, J. D. KURFESS, R. L. KINZER, M. D. LEISING et D. D. DIXON : OSSE/SMM/TGRS observations of positron annihilation radiation. In A. GIMENEZ, V. REGLERO et C. WINKLER, éditeurs : *Exploring the Gamma-Ray Universe*, volume 459 de *ESA Special Publication*, pages 145–148, septembre 2001.
- P. A. MILNE, L.-S. THE et M. D. LEISING : Positron Escape from Type IA Supernovae. *ApJS*, 124:503–526, octobre 1999.
- A. H. MINTER et S. R. SPANGLER : Observation of Turbulent Fluctuations in the Interstellar Plasma Density and Magnetic Field on Spatial Scales of 0.01 to 100 Parsecs. *ApJ*, 458:194, février 1996.

- R. MISRA et F. MELIA : Formation of a Jet in the Galactic Center Black Hole Candidate 1E 1740.7-2942. *ApJL*, 419:L25, décembre 1993.
- M.-A. MIVILLE-DESCHÊNES, N. YSARD, A. LAVABRE, N. PONTHEIU, J. F. MACÍAS-PÉREZ, J. AUMONT et J. P. BERNARD : Separation of anomalous and synchrotron emissions using WMAP polarization data. *A&A*, 490:1093–1102, novembre 2008.
- S. MOHOROVICIC : Möglichkeit neuer elemente und ihre bedeutung für die astrophysik. *Astronomische Nachrichten*, 253(4):93–108, 1934. ISSN 1521-3994.
- D. J. MORRIS, K. BENNETT, H. BLOEMEN, R. DIEHL, W. HERMSEN, G. G. LICHTI, M. L. MCCONNELL, J. M. RYAN et V. SCHÖNFELDER : Reassessment of the  $^{56}\text{Co}$  emission from SN 1991T. In C. D. DERMER, M. S. STRICKMAN et J. D. KURFESS, éditeurs : *Proceedings of the Fourth Compton Symposium*, volume 410 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 1084–1088, mai 1997.
- M. MORRIS et E. SERABYN : The Galactic Center Environment. *ARA&A*, 34:645–702, 1996.
- I. V. MOSKALENKO et A. W. STRONG : Production and Propagation of Cosmic-Ray Positrons and Electrons. *ApJ*, 493:694, janvier 1998.
- Y. MOTIZUKI et S. KUMAGAI : Radioactivity of the Key Isotope  $^{44}\text{Ti}$  in SN 1987A. In M. ARNOULD, M. LEWITOWICZ, G. MÜNZENBERG, H. AKIMUNE, M. OHTA, H. UTSUNOMIYA, T. WADA et T. YAMAGATA, éditeurs : *Tours Symposium on Nuclear Physics V*, volume 704 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 369–374, avril 2004.
- H. MURAKAMI, K. KOYAMA, M. SAKANO, M. TSUJIMOTO et Y. MAEDA : ASCA Observations of the Sagittarius B2 Cloud : An X-Ray Reflection Nebula. *ApJ*, 534:283–290, mai 2000.
- R. J. MURPHY, C. D. DERMER et R. RAMATY : High-energy processes in solar flares. *ApJS*, 63:721–748, mars 1987.
- S. NAGATAKI, M.-A. HASHIMOTO, K. SATO et S. YAMADA : Explosive Nucleosynthesis in Axisymmetrically Deformed Type II Supernovae. *ApJ*, 486:1026, septembre 1997.
- S. NAGATAKI, M.-A. HASHIMOTO, K. SATO, S. YAMADA et Y. S. MOCHIZUKI : The High Ratio of  $^{44}\text{Ti}/^{56}\text{Ni}$  in Cassiopeia A and the Axisymmetric Collapse-driven Supernova Explosion. *ApJL*, 492:L45, janvier 1998.
- H. NASSAR, M. PAUL, I. AHMAD, Y. BEN-DOV, J. CAGGIANO, S. GHELBERG, S. GORIELY, J. P. GREENE, M. HASS, A. HEGER, A. HEINZ, D. J. HENDERSON, R. V. F. JANSSENS, C. L. JIANG, Y. KASHIV, B. S. NARA SINGH, A. OFAN, R. C. PARDO, T. PENNINGTON, K. E. REHM, G. SAVARD, R. SCOTT et R. VONDRASEK :  $^{40}\text{Ca}(\alpha, \gamma)^{44}\text{Ti}$  reaction in the energy regime of supernova nucleosynthesis. *Phys. Rev. Lett.*, 96:041102, Feb 2006.
- J. F. NAVARRO, C. S. FRENK et S. D. M. WHITE : A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering. *ApJ*, 490:493, décembre 1997.
- J. F. NAVARRO, E. HAYASHI, C. POWER, A. R. JENKINS, C. S. FRENK, S. D. M. WHITE, V. SPRINGEL, J. STADEL et T. R. QUINN : The inner structure of  $\Lambda\text{CDM}$  haloes - III. Universality and asymptotic slopes. *MNRAS*, 349:1039–1051, avril 2004.

- K. NOMOTO : Accreting white dwarf models for type I supernovae. I - Presupernova evolution and triggering mechanisms. *ApJ*, 253:798–810, février 1982.
- K. NOMOTO, K. MAEDA, P. A. MAZZALI, H. UMEDA, J. DENG et K. IWAMOTO : Hypernovae and Other Black-Hole-Forming Supernovae. *ArXiv Astrophysics e-prints*, août 2003.
- K. NOMOTO et D. SUGIMOTO : Rejuvenation of Helium White Dwarfs by Mass Accretion. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 29:765–780, 1977.
- K. NOMOTO, F.-K. THIELEMANN et K. YOKOI : Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae. *ApJ*, 286:644–658, novembre 1984.
- H. NORGAARD :  $^{26}\text{Al}$  from red giants. *ApJ*, 236:895–898, mars 1980.
- C. A. NORMAN et S. IKEUCHI : The disk-halo interaction - Superbubbles and the structure of the interstellar medium. *ApJ*, 345:372–383, octobre 1989.
- U. OBERLACK, K. BENNETT, H. BLOEMEN, R. DIEHL, C. DUPRAZ, W. HERMSEN, J. KNOEDLSER, D. MORRIS, V. SCHOENFELDER, A. STRONG et C. WINKLER : The COMPTEL 1.809MeV all-sky image. *A&AS*, 120:C311, décembre 1996.
- T. OKA, T. HASEGAWA, M. HAYASHI, T. HANDA et S. SAKAMOTO : CO ( $J = 2-1$ ) Line Observations of the Galactic Center Molecular Cloud Complex. II. Dynamical Structure and Physical Conditions. *ApJ*, 493:730, janvier 1998.
- J. R. OPPENHEIMER : On the theory of electrons and protons. *Physical Review*, 35(5):562–563, mars 1930.
- A. ORE et J. L. POWELL : Three-photon annihilation of an electron-positron pair. *Phys. Rev.*, 75:1696–1699, Jun 1949.
- A. L. OREN et A. M. WOLFE : A Faraday rotation search for magnetic fields in quasar damped LY alpha absorption systems. *ApJ*, 445:624–641, juin 1995.
- B. PACZYŃSKI : Gamma-ray bursts as hypernovae. In C. A. MEEGAN, R. D. PREECE et T. M. KOSHUT, éditeurs : *Gamma-Ray Bursts, 4th Hunstville Symposium*, volume 428 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 783–787, mai 1998.
- B. PANCAZI : *Etude multilongueur d'onde des pulsars milliseconde*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier Toulouse III, 2011.
- J. M. PAREDES : Microquasars as High-energy Gamma-ray Sources. *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics Supplement*, 5:121–132, juin 2005.
- E. PARIZOT, M. CASSÉ, R. LEHOUCQ et J. PAUL : GRBs and the 511 keV emission of the Galactic bulge. *A&A*, 432:889–894, mars 2005.
- J. A. PAUL, K. BENNETT, G. F. BIGNAMI, P. CARAVEO, R. BUCCHERI, L. SCARSI, W. HERMSEN, B. N. SWANENBURG, G. KANBACH et H. A. MAYER-HASSELWANDER : Spectral characteristics of the galactic gamma radiation observed by COS-B. *A&A*, 63:L31–L33, février 1978.
- C. PICCIOTTO et M. POSPELOV : Unstable relics as a source of galactic positrons. *Physics Letters B*, 605:15–25, janvier 2005.

- S. PLÜSCHKE, R. DIEHL, V. SCHÖNFELDER, H. BLOEMEN, W. HERMSEN, K. BENNETT, C. WINKLER, M. MCCONNELL, J. RYAN, U. OBERLACK et J. KNÖDLSIEDER : The COMPTEL 1.809 MeV survey. In A. GIMENEZ, V. REGLERO et C. WINKLER, éditeurs : *Exploring the Gamma-Ray Universe*, volume 459 de *ESA Special Publication*, pages 55–58, septembre 2001.
- T. A. PORTER, I. V. MOSKALENKO, A. W. STRONG, E. ORLANDO et L. BOUCHET : Inverse Compton Origin of the Hard X-Ray and Soft Gamma-Ray Emission from the Galactic Ridge. *ApJ*, 682:400–407, juillet 2008.
- N. PRANTZOS : Production and distribution of  $^{26}\text{Al}$  in the Galaxy - The role of massive stars. In P. DUROUCHOUX et N. PRANTZOS, éditeurs : *Gamma-Ray Line Astrophysics*, volume 232 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 129–148, août 1991.
- N. PRANTZOS : Astrophysical Gamma-Ray Lines : A Probe of Stellar Nucleosynthesis and Star Formation. In V. SCHÖNFELDER, G. LICHTI et C. WINKLER, éditeurs : *5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, volume 552 de *ESA Special Publication*, page 15, octobre 2004.
- N. PRANTZOS : On the intensity and spatial morphology of the 511 keV emission in the Milky Way. *A&A*, 449:869–878, avril 2006.
- N. PRANTZOS, C. BOEHM, A. M. BYKOV, R. DIEHL, K. FERRIÈRE, N. GUESSOUM, P. JEAN, J. KNOEDLSIEDER, A. MARCOWITH, I. V. MOSKALENKO, A. STRONG et G. WEIDENSPÖTNER : The 511 keV emission from positron annihilation in the Galaxy. *Reviews of Modern Physics*, 83:1001–1056, juillet 2011.
- N. PRANTZOS et M. CASSÉ : On the production of  $^{26}\text{Al}$  by Wolf-Rayet stars - Galactic yield and gamma-ray line emissivity. *ApJ*, 307:324–331, août 1986.
- N. PRANTZOS et R. DIEHL : Radioactive  $^{26}\text{Al}$  in the galaxy : observations versus theory. *Physical Reports*, 267:1–69, mars 1996.
- M. PROUZA et R. ŠMÍDA : The Galactic magnetic field and propagation of ultra-high energy cosmic rays. *A&A*, 410:1–10, octobre 2003.
- M. S. PSIRKOV, P. G. TINYAKOV, P. P. KRONBERG et K. J. NEWTON-MCGEE : Deriving the Global Structure of the Galactic Magnetic Field from Faraday Rotation Measures of Extragalactic Sources. *ApJ*, 738:192, septembre 2011.
- W. R. PURCELL, L.-X. CHENG, D. D. DIXON, R. L. KINZER, J. D. KURFESS, M. LEVENTHAL, M. A. SAUNDERS, J. G. SKIBO, D. M. SMITH et J. TUELLER : OSSE Mapping of Galactic 511 keV Positron Annihilation Line Emission. *ApJ*, 491:725, décembre 1997.
- W. R. PURCELL, D. A. GRABELSKY, M. P. ULMER, W. N. JOHNSON, R. L. KINZER, J. D. KURFESS, M. S. STRICKMAN et G. V. JUNG : The distribution of galactic 511 keV positron annihilation radiation. In C. E. FICHTEL, N. GEHRELS et J. P. NORRIS, éditeurs : *American Institute of Physics Conference Series*, volume 304 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 403–412, 1994.
- R. RAMATY, M. LEVENTHAL, K. W. CHAN et R. E. LINGENFELTER : On the origin of variable 511 keV line emission from the Galactic center region. *ApJL*, 392:L63–L66, juin 1992.

- R. RAMATY et R. E. LINGENFELTER :  $^{26}\text{Al}$  - A galactic source of gamma-ray line emission. *ApJL*, 213:L5–L7, avril 1977.
- R. J. RAND et S. R. KULKARNI : The local Galactic magnetic field. *ApJ*, 343:760–772, août 1989.
- R. J. RAND et A. G. LYNE : New Rotation Measures of Distant Pulsars in the Inner Galaxy and Magnetic Field Reversals. *MNRAS*, 268:497, mai 1994.
- T. RAUSCHER, A. HEGER, R. D. HOFFMAN et S. E. WOOSLEY : Nucleosynthesis in Massive Stars with Improved Nuclear and Stellar Physics. *ApJ*, 576:323–348, septembre 2002.
- M. RENAUD, J. VINK, A. DECOURCHELLE, F. LEBRUN, P. R. DEN HARTOG, R. TERRIER, C. COUVREUR, J. KNÖDLSIEDER, P. MARTIN, N. PRANTZOS, A. M. BYKOV et H. BLOEMEN : The Signature of  $^{44}\text{Ti}$  in Cassiopeia A Revealed by IBIS/ISGRI on INTEGRAL. *ApJL*, 647:L41–L44, août 2006.
- R. J. REYNOLDS et S. L. TUFTE : A search for the He I lambda 5876 recombination line from the diffuse interstellar medium. *ApJL*, 439:L17–L20, janvier 1995.
- G. R. RIEGLER, J. C. LING, W. A. MAHONEY, W. A. WHEATON, J. B. WILLETT, A. S. JACOBSON et T. A. PRINCE : Variable positron annihilation radiation from the galactic center region. *ApJL*, 248:L13–L16, août 1981.
- A. C. ROBIN, C. REYLÉ, S. DERRIÈRE et S. PICAUD : A synthetic view on structure and evolution of the Milky Way. *A&A*, 409:523–540, octobre 2003.
- K. ROHLFS et E. BRAUNSFURTH : The galactic center - Structure and kinematics from 21-cm line measurements. *A&A*, 113:237–249, septembre 1982.
- A. A. RUZMAIKIN, D. D. SOKOLOV et A. M. SHUKUROV, éditeurs. *Magnetic fields of galaxies*, volume 133 de *Astrophysics and Space Science Library*, 1988.
- G. B. RYBICKI et A. P. LIGHTMAN : *Radiative processes in astrophysics*. New York, Wiley-Interscience, 1979. 393 p., 1979.
- D. B. SANDERS, P. M. SOLOMON et N. Z. SCOVILLE : Giant molecular clouds in the Galaxy. I - The axisymmetric distribution of H<sub>2</sub>. *ApJ*, 276:182–203, janvier 1984.
- T. SAWADA, T. HASEGAWA, T. HANDA et R. J. COHEN : A molecular face-on view of the Galactic Centre region. *MNRAS*, 349:1167–1178, avril 2004.
- E. SCANNAPIECO et L. BILDSTEN : The Type Ia Supernova Rate. *ApJL*, 629:L85–L88, août 2005.
- D. H. F. M. SCHNITZELER : Modelling the Galactic distribution of free electrons. *MNRAS*, 427:664–678, novembre 2012.
- V. SCHÖNFELDER, H. BLOEMEN, W. COLLMAR, R. DIEHL, W. HERMSEN, J. KNÖDLSIEDER, G. G. LICHTI, S. PLÜSCHKE, J. RYAN, A. STRONG et C. WINKLER :  $^{44}\text{Ti}$  gamma-ray line emission from Cas A and RXJ0852-4622/GROJ0852-4642. In M. L. MCCONNELL et J. M. RYAN, éditeurs : *American Institute of Physics Conference Series*, volume 510 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 54–59, avril 2000.
- N. Z. SCOVILLE et P. M. SOLOMON : Molecular clouds in the Galaxy. *ApJL*, 199:L105–L109, juillet 1975.

- A. W. SHAFTER : On the Nova Rate in the Galaxy. *ApJ*, 487:226, septembre 1997.
- G. H. SHARE, R. L. KINZER, E. L. CHUPP, D. J. FORREST et E. RIEGER : SMM detection of interstellar  $^{26}\text{Al}$  gamma radiation. *International Cosmic Ray Conference*, 1:353–356, août 1985.
- G. H. SHARE, R. L. KINZER, J. D. KURFESS, D. C. MESSINA, W. R. PURCELL, E. L. CHUPP, D. J. FORREST et C. REPPIN : SMM detection of diffuse Galactic 511 keV annihilation radiation. *ApJ*, 326:717–732, mars 1988.
- G. H. SHARE, M. D. LEISING, D. C. MESSINA et W. R. PURCELL : Limits on a variable source of 511 keV annihilation radiation near the Galactic center. *ApJL*, 358:L45–L48, août 1990.
- J. M. SHULL : Panel discussion - Phases of the interstellar medium. In D. J. HOLLENBACH et H. A. THRONSON, Jr., éditeurs : *Interstellar Processes*, volume 134 de *Astrophysics and Space Science Library*, pages 225–244, 1987.
- P. SIZUN, M. CASSÉ et S. SCHANNE : Continuum  $\gamma$ -ray emission from light dark matter positrons and electrons. *Physical Review D*, 74(6):063514, septembre 2006.
- J. SKILLING et A. W. STRONG : Cosmic ray exclusion from dense molecular clouds. *A&A*, 53:253–258, décembre 1976.
- G. SKINNER, P. JEAN, J. KNÖDLSIEDER, P. MARTIN, P. VON BALLMOOS et G. WEIDENSPÖINTER : The Galactic positron annihilation radiation : an update based on recent SPI observations. In *Eighth Integral Workshop. The Restless Gamma-ray Universe (INTEGRAL 2010)*, 2010.
- G. SKINNER, P. JEAN, J. KNÖDLSIEDER, P. VON BALLMOOS, M. LEISING, P. MILNE et G. WEIDENSPÖINTER : The 511 keV sky as seen by INTEGRAL/SPI, CGRO-OSSE and GRS/SMM combined. In *Proceedings of "An INTEGRAL view of the high-energy sky (the first 10 years)" - 9th INTEGRAL Workshop and celebration of the 10th anniversary of the launch (INTEGRAL 2012). 15-19 October 2012. Bibliothèque Nationale de France, Paris, France.*, 2012.
- D. M. SMITH, M. LEVENTHAL, R. CAVALLO, N. GEHRELS, J. TUELLER et G. FISHMAN : Limits on Reported Transient Emission Events near 0.5 MeV from the Crab and 1E 1740.7-2942. *ApJ*, 458:576, février 1996.
- S. L. SNOWDEN, D. P. COX, D. MCCAMMON et W. T. SANDERS : A model for the distribution of material generating the soft X-ray background. *ApJ*, 354:211–219, mai 1990.
- S. L. SNOWDEN, R. EGGER, M. J. FREYBERG, D. MCCAMMON, P. P. PLUCINSKY, W. T. SANDERS, J. H. M. M. SCHMITT, J. TRUEMPER et W. VOGES : ROSAT Survey Diffuse X-Ray Background Maps. II. *ApJ*, 485:125, août 1997.
- Y. SOFUE : Galactic-Center Molecular Arms, Ring, and Expanding Shell. I. Kinematical Structures in Longitude–Velocity Diagrams. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 47:527–549, octobre 1995a.
- Y. SOFUE : Galactic-Center Molecular Arms, Ring, and Expanding Shell. II. Expanding Molecular Shell. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 47:551–559, octobre 1995b.
- Y. SOFUE : Bipolar Hypershell Galactic Center Starburst Model : Further Evidence from ROSAT Data and New Radio and X-Ray Simulations. *ApJ*, 540:224–235, septembre 2000.

- D. N. SPERGEL et L. BLITZ : Extreme gas pressures in the Galactic bulge. *Nature*, 357:665–667, juin 1992.
- L. SPITZER, Jr. et E. B. JENKINS : Ultraviolet studies of the interstellar gas. *ARA&A*, 13:133–164, 1975.
- S. STARRFIELD, J. W. TRURAN, M. WIESCHER et W. M. SPARKS : Nova Nucleosynthesis. *Nuclear Physics A*, 621:495–498, février 1997.
- A. W. STRONG, H. BLOEMEN, R. DIEHL, W. HERMSEN et V. SCHÖNFELDER : COMPTEL Skymapping : a New Approach Using Parallel Computing. *Astrophysical Letters and Communications*, 39:209, 1999.
- A. W. STRONG, R. DIEHL, H. HALLOIN, V. SCHÖNFELDER, L. BOUCHET, P. MANDROU, F. LEBRUN et R. TERRIER : Gamma-ray continuum emission from the inner Galactic region as observed with INTEGRAL/SPI. *A&A*, 444:495–503, décembre 2005.
- A. W. STRONG et I. V. MOSKALENKO : Propagation of Cosmic-Ray Nucleons in the Galaxy. *ApJ*, 509:212–228, décembre 1998.
- A. W. STRONG, I. V. MOSKALENKO et V. S. PTUSKIN : Cosmic-Ray Propagation and Interactions in the Galaxy. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 57:285–327, novembre 2007.
- A. W. STRONG, I. V. MOSKALENKO et O. REIMER : Diffuse Galactic Continuum Gamma Rays : A Model Compatible with EGRET Data and Cosmic-Ray Measurements. *ApJ*, 613:962–976, octobre 2004.
- P. A. STURROCK : A Model of Pulsars. *ApJ*, 164:529, mars 1971.
- M. SU, T. R. SLATYER et D. P. FINKBEINER : Giant Gamma-ray Bubbles from Fermi-LAT : Active Galactic Nucleus Activity or Bipolar Galactic Wind? *ApJ*, 724:1044–1082, décembre 2010.
- M. SULLIVAN, D. LE BORGNE, C. J. PRITCHET, A. HODSMAN, J. D. NEILL, D. A. HOWELL, R. G. CARLBERG, P. ASTIER, E. AUBOURG, D. BALAM, S. BASA, A. CONLEY, S. FABBRO, D. FOCHEZ, J. GUY, I. HOOK, R. PAIN, N. PALANQUE-DELABROUILLE, K. PERRETT, N. REGNAULT, J. RICH, R. TAILLET, S. BAUMONT, J. BRONDER, R. S. ELLIS, M. FILIOL, V. LUSSET, S. PERLMUTTER, P. RIPOCHE et C. TAO : Rates and Properties of Type Ia Supernovae as a Function of Mass and Star Formation in Their Host Galaxies. *ApJ*, 648:868–883, septembre 2006.
- X.-H. SUN et W. REICH : The Galactic halo magnetic field revisited. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 10:1287–1297, décembre 2010.
- X. H. SUN, W. REICH, A. WAELKENS et T. A. ENSSLIN : Radio observational constraints on Galactic 3D-emission models. *A&A*, 477:573–592, janvier 2008.
- R. SUNYAEV, E. CHURAZOV, M. GILFANOV, M. PAVLINSKY, S. GREBENEV, G. BABALYAN, I. DEKHAPOV, N. KHAVENSON, L. BOUCHET, P. MANDROU, J. P. ROQUES, G. VEDRENNE, B. CORDIER, A. GOLDWURM, F. LEBRUN et J. PAUL : Three spectral states of 1E 1740.7 - 2942 - From standard Cygnus X-1 type spectrum to the evidence of electron-positron annihilation feature. *ApJL*, 383:L49–L52, décembre 1991.

- I. TAMM : Über die Wechselwirkung der freien Elektronen mit der Strahlung nach der Diracsehen Theorie des Elektrons und nach der Quantenelektrodynamik. *Zeitschrift für Physik*, 62:545–568, juillet 1930.
- G. A. TAMMANN, W. LOEFFLER et A. SCHROEDER : The Galactic supernova rate. *ApJS*, 92:487–493, juin 1994.
- R. C. TAUTZ : A new simulation code for particle diffusion in anisotropic, large-scale and turbulent magnetic fields. *Computer Physics Communications*, 181(1):71 – 77, 2010. ISSN 0010-4655.
- R. C. TAUTZ, A. DOSCH, F. EFFENBERGER, H. FICHTNER et A. KOPP : Pitch-angle scattering in magnetostatic turbulence. I. Test-particle simulations and the validity of analytical results. *A&A*, 558:A147, octobre 2013.
- A. R. TAYLOR, J. M. STIL et C. SUNSTRUM : A Rotation Measure Image of the Sky. *ApJ*, 702:1230–1236, septembre 2009.
- J. H. TAYLOR et J. M. CORDES : Pulsar distances and the galactic distribution of free electrons. *ApJ*, 411:674–684, juillet 1993.
- L.-S. THE, D. D. CLAYTON, R. DIEHL, D. H. HARTMANN, A. F. IYUDIN, M. D. LEISING, B. S. MEYER, Y. MOTIZUKI et V. SCHÖNFELDER : Are  $^{44}\text{Ti}$ -producing supernovae exceptional? *A&A*, 450:1037–1050, mai 2006.
- F.-K. THIELEMANN, K. NOMOTO et M.-A. HASHIMOTO : Core-Collapse Supernovae and Their Ejecta. *ApJ*, 460:408, mars 1996.
- A. G. G. M. TIELENS : *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*. The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium, by A. G. G. M. Tielens, pp. . ISBN 0521826349. Cambridge, UK : Cambridge University Press, 2005., août 2005.
- A. G. G. M. TIELENS et D. HOLLENBACH : Photodissociation regions. I - Basic model. II - A model for the Orion photodissociation region. *ApJ*, 291:722–754, avril 1985.
- F. X. TIMMES, S. E. WOOSLEY, D. H. HARTMANN et R. D. HOFFMAN : The Production of  $^{44}\text{Ti}$  and  $^{60}\text{Co}$  in Supernovae. *ApJ*, 464:332, juin 1996.
- T. TOTANI : A RIAF Interpretation for the Past Higher Activity of the Galactic Center Black Hole and the 511 keV Annihilation Emission. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 58:965–977, décembre 2006.
- J. W. TRURAN, W. D. ARNETT et A. G. W. CAMERON : Nucleosynthesis in supernova shock waves. *Canadian Journal of Physics*, 45:2315, 1967.
- J. P. VALLÉE : The Milky Way’s Spiral Arms Traced by Magnetic Fields, Dust, Gas, and Stars. *ApJ*, 454:119, novembre 1995.
- J. P. VALLÉE : Pulsar-based Galactic Magnetic Map : A Large-Scale Clockwise Magnetic Field with an Anticlockwise Annulus. *ApJ*, 619:297–305, janvier 2005.
- S. VAN DEN BERGH et R. D. MCCLURE : Supernova rates and galaxy inclinations. *ApJ*, 359:277–279, août 1990.

- E. VÁZQUEZ-SEMADENI : Are There Phases in the ISM? In M. A. DE AVILLES, éditeur : *EAS Publications Series*, volume 56 de *EAS Publications Series*, pages 39–49, septembre 2012.
- G. VEDRENNE, J.-P. ROQUES, V. SCHÖNFELDER, P. MANDROU, G. G. LICHTI, A. VON KIENLIN, B. CORDIER, S. SCHANNE, J. KNÖDLSER, G. SKINNER, P. JEAN, F. SANCHEZ, P. CARAVEO, B. TEEGARDEN, P. VON BALLMOOS, L. BOUCHET, P. PAUL, J. MATTESON, S. BOGGS, C. WUNDERER, P. LELEUX, G. WEIDENSPONTNER, P. DUROUCHOUX, R. DIEHL, A. STRONG, M. CASSÉ, M. A. CLAIR et Y. ANDRÉ : SPI : The spectrometer aboard INTEGRAL. *A&A*, 411:L63–L70, novembre 2003.
- A. C. VINCENT, P. MARTIN et J. M. CLINE : Interacting dark matter contribution to the galactic 511 keV gamma ray emission : constraining the morphology with INTEGRAL/SPI observations. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 4:22, avril 2012.
- J. VINK, J. M. LAMING, J. S. KAASTRA, J. A. M. BLEEKER, H. BLOEMEN et U. OBERLACK : Detection of the 67.9 and 78.4 keV Lines Associated with the Radioactive Decay of  $^{44}\text{Ti}$  in Cassiopeia A. *ApJL*, 560:L79–L82, octobre 2001.
- A. WAELKENS, T. JAFFE, M. REINECKE, F. S. KITAURO et T. A. ENSSLIN : Simulating polarized Galactic synchrotron emission at all frequencies. The Hammurabi code. *A&A*, 495:697–706, février 2009.
- P. WALLYN, W. A. MAHONEY, P. DUROUCHOUX et C. CHAPUIS : The Positronium Radiative Combination Spectrum : Calculation in the Limit of Thermal Positrons and Low Densities. *ApJ*, 465:473, juillet 1996.
- Q. D. WANG, M. A. NOWAK, S. B. MARKOFF, F. K. BAGANOFF, S. NAYAKSHIN, F. YUAN, J. CUADRA, J. DAVIS, J. DEXTER, A. C. FABIAN, N. GROSSO, D. HAGGARD, J. HOUCK, L. JI, Z. LI, J. NEILSEN, D. PORQUET, F. RIPPLE et R. V. SHCHERBAKOV : Dissecting X-ray-Emitting Gas Around the Center of Our Galaxy. *Science*, 341:981–983, août 2013.
- W. WANG, M. G. LANG, R. DIEHL, H. HALLOIN, P. JEAN, J. KNÖDLSER, K. KRETSCHMER, P. MARTIN, J. P. ROQUES, A. W. STRONG, C. WINKLER et X. L. ZHANG : Spectral and intensity variations of Galactic  $^{26}\text{Al}$  emission. *A&A*, 496:713–724, mars 2009.
- R. F. WEBBINK : Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and Type I supernovae. *ApJ*, 277:355–360, février 1984.
- G. WEIDENSPONTNER, J. KNÖDLSER, P. JEAN, G. K. SKINNER, P. VON BALLMOOS, J.-P. ROQUES, G. VEDRENNE, P. MILNE, B. J. TEEGARDEN, R. DIEHL, A. STRONG, S. SCHANNE, B. CORDIER et C. WINKLER : The Sky Distribution of 511 keV Positron Annihilation Line Emission as Measured with INTEGRAL/SP125. In *ESA Special Publication*, volume 622 de *ESA Special Publication*, page 25, 2007.
- G. WEIDENSPONTNER, C. R. SHRADER, J. KNÖDLSER, P. JEAN, V. LONJOU, N. GUESSOUM, R. DIEHL, W. GILLARD, M. J. HARRIS, G. K. SKINNER, P. VON BALLMOOS, G. VEDRENNE, J.-P. ROQUES, S. SCHANNE, P. SIZUN, B. J. TEEGARDEN, V. SCHÖNFELDER et C. WINKLER : The sky distribution of positronium annihilation continuum emission measured with SPI/INTEGRAL. *A&A*, 450:1013–1021, mai 2006.
- G. WEIDENSPONTNER, G. SKINNER, P. JEAN, J. KNÖDLSER, P. VON BALLMOOS, G. BIGNAMI, R. DIEHL, A. W. STRONG, B. CORDIER, S. SCHANNE et C. WINKLER : An asymmetric

- distribution of positrons in the Galactic disk revealed by  $\gamma$ -rays. *Nature*, 451:159–162, janvier 2008a.
- G. WEIDENSPÖTNER, G. K. SKINNER, P. JEAN, J. KNÖDLSIEDER, P. VON BALLMOOS, R. DIEHL, A. STRONG, B. CORDIER, S. SCHANNE et C. WINKLER : Positron astronomy with SPI/INTEGRAL. *New Astronomy Review*, 52:454–456, octobre 2008b.
- J. M. WEISBERG, J. M. CORDES, B. KUAN, K. E. DEVINE, J. T. GREEN et D. C. BACKER : Arecibo 430 MHz Pulsar Polarimetry : Faraday Rotation Measures and Morphological Classifications. *ApJS*, 150:317–341, janvier 2004.
- J. WHELAN et I. IBEN, Jr. : Binaries and Supernovae of Type I. *ApJ*, 186:1007–1014, décembre 1973.
- C. WINKLER, T. J.-L. COURVOISIER, G. DI COCCO, N. GEHRELS, A. GIMÉNEZ, S. GREBENEV, W. HERMSEN, J. M. MAS-HESSE, F. LEBRUN, N. LUND, G. G. C. PALUMBO, J. PAUL, J.-P. ROQUES, H. SCHNOPPER, V. SCHÖNFELDER, R. SUNYAEV, B. TEEGARDEN, P. UBERTINI, G. VEDRENNE et A. J. DEAN : The INTEGRAL mission. *A&A*, 411:L1–L6, novembre 2003.
- M. G. WOLFIRE, D. HOLLENBACH, C. F. MCKEE, A. G. G. M. TIELENS et E. L. O. BAKES : The neutral atomic phases of the interstellar medium. *ApJ*, 443:152–168, avril 1995a.
- M. G. WOLFIRE, C. F. MCKEE, D. HOLLENBACH et A. G. G. M. TIELENS : The Multiphase Structure of the Galactic Halo : High-Velocity Clouds in a Hot Corona. *ApJ*, 453:673, novembre 1995b.
- M. G. WOLFIRE, C. F. MCKEE, D. HOLLENBACH et A. G. G. M. TIELENS : Neutral Atomic Phases of the Interstellar Medium in the Galaxy. *ApJ*, 587:278–311, avril 2003.
- M. G. WOLFIRE, A. G. G. M. TIELENS et D. HOLLENBACH : Physical conditions in photodissociation regions - Application to galactic nuclei. *ApJ*, 358:116–131, juillet 1990.
- S. E. WOOSLEY, W. D. ARNETT et D. D. CLAYTON : The Explosive Burning of Oxygen and Silicon. *ApJS*, 26:231, novembre 1973.
- S. E. WOOSLEY, D. HARTMANN et P. A. PINTO : Hard emission at late times from SN 1987A. *ApJ*, 346:395–404, novembre 1989.
- S. E. WOOSLEY, A. HEGER et T. A. WEAVER : The evolution and explosion of massive stars. *Rev. Mod. Phys.*, 74:1015–1071, Nov 2002.
- S. E. WOOSLEY, N. LANGER et T. A. WEAVER : The evolution of massive stars including mass loss - Presupernova models and explosion. *ApJ*, 411:823–839, juillet 1993.
- S. E. WOOSLEY et T. A. WEAVER : Sub-Chandrasekhar mass models for Type IA supernovae. *ApJ*, 423:371–379, mars 1994.
- S. E. WOOSLEY et T. A. WEAVER : The Evolution and Explosion of Massive Stars. II. Explosive Hydrodynamics and Nucleosynthesis. *ApJS*, 101:181, novembre 1995.
- S. YAMAUCHI, M. KAWADA, K. KOYAMA, H. KUNIEDA et Y. TAWARA : Optically thin hot plasma near the Galactic center - Mapping observations of the 6.7 keV iron line. *ApJ*, 365:532–538, décembre 1990.

- H. YAN : Cosmic Ray transport in turbulent magnetic field. *ArXiv e-prints*, février 2013.
- H. YAN et A. LAZARIAN : Scattering of Cosmic Rays by Magnetohydrodynamic Interstellar Turbulence. *Physical Review Letters*, 89:B1102, décembre 2002.
- H. YAN et A. LAZARIAN : Cosmic-Ray Scattering and Streaming in Compressible Magnetohydrodynamic Turbulence. *ApJ*, 614:757–769, octobre 2004.
- F. YUAN, E. QUATAERT et R. NARAYAN : Nonthermal Electrons in Radiatively Inefficient Accretion Flow Models of Sagittarius A\*. *ApJ*, 598:301–312, novembre 2003.
- F. YUAN, E. QUATAERT et R. NARAYAN : On the Nature of the Variable Infrared Emission from Sagittarius A\*. *ApJ*, 606:894–899, mai 2004.
- F. YUSEF-ZADEH et M. MORRIS : Structural details of the Sagittarius A complex - Evidence for a large-scale poloidal magnetic field in the Galactic center region. *ApJ*, 320:545–561, septembre 1987.
- B. ZHANG et A. K. HARDING : Full Polar Cap Cascade Scenario : Gamma-Ray and X-Ray Luminosities from Spin-powered Pulsars. *ApJ*, 532:1150–1171, avril 2000.
- W. H. ZUREK : Annihilation radiation from the galactic center - Positrons in dust? *ApJ*, 289:603–608, février 1985.



Auteur : Anthony ALEXIS

Titre : *Origine et physique d'annihilation des positrons dans la Galaxie*

Discipline ou Spécialité : Astrophysique

Directeur de Thèse : Pierre JEAN

Date et Lieu de soutenance : le 1<sup>er</sup> juillet 2014 à l'IRAP, 9 avenue du colonel Roche, 31028 Toulouse

---

## Résumé

---

Une émission gamma à 511 keV est observée depuis le début des années 1970 dans la direction du centre Galactique. Cette émission est la signature de l'annihilation d'électrons avec des positrons qui sont les antiparticules des électrons. Malheureusement, l'origine de ces positrons galactiques reste à l'heure actuelle un mystère. De nombreuses sources de positrons ont été proposées mais elles présentent toutes des difficultés à expliquer cette émission d'annihilation galactique. Celle-ci possède une distribution spatiale particulière. Depuis 2002, le spectromètre SPI à bord de l'observatoire spatial INTEGRAL révèle une émission fortement concentrée dans le bulbe galactique et une faible émission en provenance du disque galactique. Cette distribution spatiale est totalement atypique car elle ne ressemble à aucune distribution galactique connue, que ce soit d'une population stellaire ou d'un gaz interstellaire. L'hypothèse selon laquelle les positrons s'annihilent à proximité de leur source (c.-à-d. que la distribution spatiale de l'émission d'annihilation est identique à la distribution spatiale des sources) a donc été remise en cause. Des études récentes semblent suggérer que les positrons pourraient se propager loin de leur source avant de s'annihiler. Ceci permettrait de résoudre éventuellement l'énigme sur l'origine des positrons galactiques.

Cette thèse a été consacrée à modéliser la propagation puis l'annihilation des positrons dans la Galaxie, dans le but de comparer des modèles spatiaux de l'émission d'annihilation aux dernières données mesurées par SPI/INTEGRAL. Cette méthode nous permet en effet de poser des contraintes sur l'origine des positrons galactiques. Nous avons donc développé un code de simulation Monte Carlo de transport des positrons dans la Galaxie dans lequel nous avons implémenté toutes les connaissances théoriques et observationnelles de la physique des positrons (sources, modes de transport, pertes en énergie, modes d'annihilation) et du milieu interstellaire de la Galaxie (distributions du gaz interstellaire, champs magnétiques galactiques, structure des phases gazeuses). Dues aux incertitudes entourant de nombreux paramètres physiques (champs magnétique du halo galactique, structure des phases du milieu interstellaire, etc.), nous avons implémenté plusieurs modèles pouvant potentiellement rendre compte de ces paramètres. Ces paramétrages différents de la Galaxie nous ont ainsi permis d'estimer leur impact sur la propagation et l'émission d'annihilation des positrons.

Nous avons appliqué ce code à l'étude des positrons émis par la décroissance  $\beta^+$  de  $^{26}\text{Al}$ , du  $^{44}\text{Ti}$  et du  $^{56}\text{Ni}$  qui sont continuellement produits dans la Galaxie au coeur des étoiles massives et des explosions de supernovae. Nous avons étudié ces sources car l'idée que celles-ci pourraient expliquer l'émission d'annihilation galactique est largement répandue depuis des décennies. Nous avons montré que, peu importe le paramétrage de la Galaxie, ces positrons permettent d'expliquer l'émission du disque mais pas la totalité de l'émission du bulbe. La raison est simple : ces positrons ne se propagent pas très loin de leur source avant de s'annihiler. Dans ce cadre, une source supplémentaire de positrons dans le bulbe est nécessaire pour rendre compte de la totalité de l'émission. Nous avons montré qu'une source transitoire de positrons (d'énergie  $\sim\text{MeV}$ ) située au centre de la Galaxie pourrait expliquer l'émission du bulbe.

**Mots clés** : astrophysique des hautes énergies – astronomie gamma nucléaire – positrons – milieu interstellaire – champs magnétiques galactiques – nucléosynthèse stellaire – analyse spectrale – ajustement de modèles – modélisation numérique

---

## Abstract

---

A gamma radiation at 511 keV is observed since the early 1970s toward the Galactic bulge region. This emission is the signature of a large number of electron-positron annihilations, the positron being the electron's antiparticle. Unfortunately, the origin of the positrons responsible for this emission is still a mystery. Many positron-source candidates have been suggested but none of them can account for the galactic annihilation emission. The spatial distribution of this emission is indeed very atypical. Since 2002, the SPI spectrometer onboard the INTEGRAL space laboratory revealed an emission strongly concentrated toward the galactic bulge and a weaker emission from the galactic disk. This morphology is unusual because it does not correspond to any of the known galactic astrophysical-object or interstellar-matter distributions. The assumption that positrons annihilate close to their sources (i.e. the spatial distribution of the annihilation emission reflects the spatial distribution of the sources) has consequently been called into question. Recent studies suggest that positrons could propagate far away from their sources before annihilating. This physical aspect could be the key point to solve the riddle of the galactic positron origin.

This thesis is devoted to the modelling of the propagation and annihilation of positrons in the Galaxy, in order to compare simulated spatial models of the annihilation emission with recent measurements provided by SPI/INTEGRAL. This method allows to put constraints on the origin of galactic positrons. We therefore developed a propagation Monte-Carlo code of positrons within the Galaxy in which we implemented all the theoretical and observational knowledge about positron physics (sources, transport modes, energy losses, annihilation modes) and the interstellar medium of our Galaxy (interstellar gas distributions, galactic magnetic fields, structures of the gaseous phases). Due to uncertainties in several physical parameters (magnetic field of the galactic halo, structure of the interstellar medium, etc.), we implemented several models accounting for these uncertainties. In doing so, we tested the impact of each of these parameters on the propagation and the annihilation emission of positrons.

With this code, we studied the positrons produced by  $\beta^+$ -decays of  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{44}\text{Ti}$  and  $^{56}\text{Ni}$  which are continuously synthesised in the Galaxy within massive stars and explosions of supernovae. We first studied these sources because they have often been cited in the past as the major contributors of the galactic annihilation emission. Regardless of the configuration of the modelled Galaxy, we showed that nucleosynthesis positrons could explain the annihilation emission from the disk but not the emission from the bulge. The main reason is simple : these  $\sim\text{MeV}$  positrons do not propagate far away from their birth sites. In our framework, an additional source is thus needed in the bulge to explain the strong bulge emission. We showed that a transient source of  $\sim\text{MeV}$  positrons located at the Galactic centre could account for the bulge emission.

**Keywords** : high-energy astrophysics – nuclear gamma rays – positrons – interstellar medium – galactic magnetic fields – stellar nucleosynthesis – spectral analysis – model fitting – numerical modelling