



HAL
open science

Modélisation de l'émission d'annihilation des positrons Galactiques

William Gillard

► **To cite this version:**

William Gillard. Modélisation de l'émission d'annihilation des positrons Galactiques. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2008. Français. NNT: . tel-00276275

HAL Id: tel-00276275

<https://theses.hal.science/tel-00276275>

Submitted on 29 Apr 2008

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

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

THÈSE

présentée par

William GILLARD

en vue de l'obtention du titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

délivré par

UNIVERSITÉ TOULOUSE III - PAUL SABATIER

U.F.R : Physique Chimie Automatique

Discipline : Astrophysique des Hautes Énergies

Modélisation de l'émission d'annihilation des positrons Galactiques

Soutenue le 29 janvier 2008 devant le jury composé de :

Peter	VON BALLMOOS	Professeur, UPS - CESR Toulouse	Président
Nicolas	PRANTZOS	Directeur de recherche, CNRS - IAP Paris	Rapporteur
Pierre	SALATI	Professeur, Université de Savoie - LAPTH Annecy	Rapporteur
Alexandre	MARCOWITH	Chargé de recherche, CNRS - LPTA Montpellier	Examineur
Katia	FERRIÈRE	Directrice de recherche, CNRS - LATT Toulouse	Directrice de thèse
Pierre	JEAN	Maître de conférences, UPS - CESR Toulouse	Directeur de thèse

Remerciements

Avant toutes choses, une petite pensée pour mes deux directeurs de thèse, Katia & Pierre, sans qui ce travail n'aurait sans doute pas vu le jour. C'est avec un grand plaisir que j'ai travaillé à vos côtés pendant mes trois années et demie de doctorat. C'est pourquoi je tiens à vous remercier pour m'avoir donné la chance de parcourir la voie de l'exploration Galactique en votre compagnie. Merci, Katia, Pierre, pour votre présence, vos conseils, votre soutien et, bien sûr, votre amitié.

Les résultats présentés dans cette thèse sont également le fruit de collaborations qui me furent très enrichissantes, autant du point de vue scientifique que relationnel. C'est donc avec grand plaisir que j'exprime ma profonde gratitude envers l'ensemble de mes collaborateurs. Merci donc à vous, Messieurs Nidhal Guessoum, Alexandre Marcowidh et Igor V. Moskalenko pour m'avoir fait profiter de votre savoir et pour avoir partagé vos précieuses connaissances avec moi. Je profite également de cet aparté pour remercier Seth Digel, Pat Nolan, Anita et Olaf Reimer pour leur chaleureux accueil lors de mon séjour de un mois et demi à l'Université de Stanford.

Cette thèse ne serait sans doute pas arrivée à ses fins sans les soutiens financiers qui m'ont été accordés. Un grand merci à Jean Pierre Roques pour le financement de mes missions et surtout pour l'aide financière qui m'a permis de mener à terme mes travaux dans les meilleures conditions et les meilleurs délais. Que Peter von Ballmoos soit remercié ici pour m'avoir fourni le matériel nécessaire à la réalisation de mes travaux. Enfin, merci Jürgen Knödlseher pour avoir financé certaines de mes missions.

Je n'oublie pas l'ensemble des personnes qui ont pris le temps de relire mon manuscrit de thèse. Un grand merci à Mélanie, pour la lecture de dernière minute. Merci à mes rapporteurs, Messieurs N. Prantzos et P. Salati, pour l'intérêt que vous avez porté à mes travaux et pour avoir pris le temps de relire et de *décortiquer* mon manuscrit dans les moindres détails.

Explorer l'Univers et un exercice passionnant. Mais, notre Univers est tellement vaste qu'il est facile de s'y perdre. Heureusement, pendant mes années de labeur au CESR, j'ai eu la chance de côtoyer des personnes qui ont su me faire *redescendre sur Terre*. J'aimerais donc remercier tous ces *zamis* pour les moments de détente et les grandes aventures (si on peut appeler nos diverses escapades des *aventures*) que nous avons partagé : Merci donc à Alexandre (un ami avant d'être un collaborateur), Bénédicte (et ses quelques démonstrations de pas de danse) Déborah (la **petite blonde** sexy), Denis (pour ces visites nombreuses au CESR), Francesca (da Sardegna), Gilles (qui a réussi à me supporter pendant 3 ans), Ludo (l'auteur compositeur), Marion (comme Déborah, mais en beaucoup plus grand), Patricia (qui voyage beaucoup), Martin & Mathieu (les navigateurs), Mathias (et sa rhétorique), Nadège (qui va devoir se mettre au chinois), Nico (l'aventurier), Olivier

(et son humour de breton), Pierrick (à la recherche du ^{44}Ti), Toonette (la fille aux cheveux *violine Himalaya* qui pétille d'énergie), Vincent (qui m'a toujours précédé ... sauf peu être pour le mariage), Yannis (et ses aires de Breton), et, bien sûre, n'oublions pas la relève, Maxime (que j'ai eue le plaisir d'avoir en stage avant qu'il ne commence sa thèse) et Robert (le grand).

Enfin, pour n'oublier personne, je tiens à remercier tout particulièrement les personnes qui m'ont toujours soutenue dans mes choix, qui m'ont toujours encouragé et qui ont toujours cru en moi, même dans le moment les plus difficiles. Un grand merci à vous, Maman et Papa pour votre soutien, votre présence. Un grand merci à toi *wǒde xiǎo Huì*, toi qui m'a apporter bien plus que du bonheur pendant ces trois années de thèse. Enfin, un petit clin d'oeil à toi ma jolie petite *LánXī*, toi qui es venue aiguiller les neufs derniers mois de ma thèse.

Résumé

Des positrons s'annihilent dans les régions centrales de notre Galaxie. Ce fait est établi depuis la détection d'une forte émission de la raie à 511 keV en direction du centre Galactique. Cette raie gamma est émise lors de l'annihilation de positrons avec des électrons. Grâce à SPI, le spectro-imageur de l'observatoire spatial INTEGRAL, nous pouvons maintenant caractériser précisément cette raie d'émission.

Cette thèse présente une étude de l'émission d'annihilation des positrons basée sur la modélisation des interactions entre les positrons et les différentes composantes du milieu interstellaire. Les modèles présentés s'appuient sur les récents développements de nos connaissances des caractéristiques du milieu interstellaire dans les régions centrales de la Galaxie, où la majorité des positrons semblent s'annihiler, et la physique des positrons (production, propagation, annihilation). Afin d'obtenir des contraintes sur les sources des positrons et les sites d'annihilation, les résultats des modèles sont comparés aux données fournies par SPI.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Un peu d'histoire	3
2.1	Le positron	3
2.2	La découverte des positrons	4
2.3	Les premières observations de l'émission d'annihilation des positrons dans notre Galaxie	6
2.4	L'ère INTEGRAL	14
3	Le milieu d'annihilation des positrons : le milieu interstellaire	19
3.1	Le milieu interstellaire dans la Galaxie	20
3.1.1	La phase chaude	21
3.1.2	La phase ionisée tiède	22
3.1.3	La phase atomique tiède	22
3.1.4	La phase atomique froide	22
3.1.5	La phase moléculaire	23
3.1.6	La distribution spatiale du gaz interstellaire dans le disque Galactique	23
3.2	Le contenu en gaz du bulbe Galactique	25
3.2.1	Le gaz ionisé	28
3.2.2	Le gaz atomique	29
3.2.3	Le gaz moléculaire	30
3.3	La distribution spatiale du milieu interstellaire dans le bulbe Galactique . .	31
3.3.1	Le gaz ionisé	32
3.3.2	La zone centrale moléculaire	34
3.3.3	La barre Galactique <i>gazeuse</i>	36
3.3.4	Les profils de densité du gaz	39
4	La naissance des positrons Galactiques	43
4.1	La décroissance β^+	44
4.1.1	Les novae	45
4.1.2	Les supernovae de type Ia	47
4.1.3	Les supernovae de type Ib, Ic, II	49
4.2	La décroissance du pion π^+	51
4.3	La création de paires électron-positron	53
4.3.1	Les pulsars	54

4.3.2	Les systèmes binaires X	56
4.4	D'autres sources possibles de positrons	58
4.4.1	Le trou noir central	58
4.4.2	La matière noire	59
5	Modélisation de l'annihilation des positrons Galactiques	61
5.1	Les processus d'annihilation des positrons	62
5.1.1	Le positronium	62
5.1.2	L'échange de charge	64
5.1.3	La capture radiative	66
5.1.4	L'annihilation directe avec des électrons libres	68
5.1.5	L'annihilation directe avec des électrons liés	69
5.1.6	L'annihilation avec des grains interstellaires	71
5.1.6.1	Les gros et très petits grains de poussière	72
5.1.6.2	Les molécules d'hydrocarbures polycycliques aromatiques	75
5.2	L'émission d'annihilation	76
5.2.1	L'influence du milieu interstellaire	76
5.2.1.1	L'annihilation en vol	77
5.2.1.2	Le positron thermalisé	80
5.2.2	Modélisation du spectre d'annihilation dans les différentes phases du milieu interstellaire	82
5.2.3	Ajustement au spectre d'annihilation mesuré par SPI	87
5.2.4	Modélisation de la distribution spatiale de l'émission d'annihilation	90
5.2.4.1	Modélisation de cartes d'annihilation	90
5.2.4.2	Ajustement des modèles avec les données de SPI	91
6	Le transport des positrons dans le milieu interstellaire	97
7	Conclusion	119
	Bibliographie	123
	Annexe	149
A	Distribution spatiale du gaz interstellaire à l'intérieur des 3 kpc centraux de la Galaxie	
	K. Ferrière, W. Gillard, P. Jean, <i>A&A</i> 467, 611-627 (2007)	151
B	Energies des e^+ produits par les décroissances successives du π^+ et du μ^+	169
C	La vie et mort des positrons dans le milieu interstellaire	
	N. Guessoum, P. Jean, W. Gillard, <i>A&A</i> 436, 171-185 (2005)	171
D	Analyse spectrale de l'émission Galactique d'annihilation e^+e^-	
	P. Jean, J. Knödseder, W. Gillard et al. <i>A&A</i> 445, 579-589 (2006)	187

E	La distribution spatiale de l'émission d'annihilation des positrons	
	J. Knödseder, P. Jean, V. Lonjou et al. <i>A&A</i> 441, 513-532 (2005)	199
F	Courbe de lumière des positrons	221
G	Liste des acronymes	225

Liste des figures

2.1	Première photographie de la trajectoire d'un positron dans une chambre à brouillard réalisée par Anderson [1933]. La bande horizontale au centre de l'image est une plaque de plomb de 6 mm d'épaisseur. Le positron incident perd une partie de son énergie en traversant la plaque de plomb provoquant une variation du rayon de courbure de sa trajectoire.	5
2.2	Mise en évidence de la création de paires par Blackett & Occhialini [1933]. Sur cette photo on peut distinguer trois trajectoires suivies par des électrons et trois trajectoires suivies par des positrons. On peut voir un point d'origine commun à partir duquel les trajectoires de deux positrons divergent de celles de deux électrons.	5
2.3	Reproduction du spectre de l'émission d'annihilation électron-positron mesuré dans la direction du centre Galactique par Leventhal <i>et al.</i> [1978], (a) dans une bande en énergie allant de 505 keV à 517 keV et (b) dans une bande en énergie allant de 70 keV à 700 keV. La loi de puissance (<i>trait discontinu</i>) est un ajustement de la contribution de l'émission diffuse Galactique qui est indépendante de l'émission d'annihilation.	8
2.4	Spectre de l'objet 1E 1740.7-2942 mesuré par <i>GRANAT</i> dans son état <i>normal</i> (disques noirs), haut (disques vides) et bas (triangles). D'après Sunyaev <i>et al.</i> [1991].	9
2.5	Distribution spatiale de l'émission d'annihilation des positrons dans notre Galaxie, à une énergie de 511 keV, telle qu'elle fut mesurée par <i>OSSE</i> . D'après Purcell <i>et al.</i> [1997].	11
2.6	Reproduction du spectre de l'émission d'annihilation électron-positron mesuré par <i>TGRS</i> (<i>cercles bleus</i>). Ce spectre est modélisé par une raie fine (<i>trait pointillé</i>) centrée sur une énergie de ~ 510.98 keV, un continuum positronium (<i>trait tireté</i>) et une loi de puissance (<i>trait mixte</i>) représentant le continuum Galactique [Harris <i>et al.</i> 1998].	11
2.7	Distribution spatiale de l'émission d'annihilation des positrons Galactiques à 511 keV (511) et du continuum positronium (Ps Cont) obtenus par Milne <i>et al.</i> [2001] en utilisant un algorithme de <i>Richardson-Lucy</i> (RL) ou un algorithme de <i>single value decomposition</i> (SVD).	13
2.8	Schéma éclaté de l'observatoire spatial INTEGRAL donnant une vue de l'ensemble des instruments présents à bord du satellite.	14

2.9	Premiers résultats basés sur les observations de SPI, concernant (a) le spectre de l'émission d'annihilation des positrons Galactiques obtenu par Jean <i>et al.</i> [2003] et (b) la distribution spatiale de l'émission à 511 keV obtenue après déconvolution des données par un algorithme de <i>Richardson-Lucy</i> [Knödlseeder <i>et al.</i> 2003].	16
2.10	Carte de la distribution spatiale de l'émission à 511 keV obtenue par déconvolution des données de SPI en utilisant un algorithme de Richardson-Lucy. D'après Knödlseeder <i>et al.</i> [2005].	17
2.11	Modèle de distribution spatiale de l'émission d'annihilation électron-positron donnant le meilleur ajustement avec les données de SPI. Les ajustements sont obtenus par un algorithme de maximisation de la vraisemblance dont la valeur résultante RMLR (<i>Reduced Maximum-Likelihood Ratio</i>) est indiquée sur chaque figure. Le modèle <i>2d Gaussian</i> est un bulbe Gaussien bi-dimensionnel et asymétrique, <i>E3</i> est un modèle de bulbe stellaire, <i>Shells</i> est un modèle de bulbe constitué d'anneaux concentriques et <i>H'</i> est un modèle de halo. <i>D0</i> et <i>D1</i> sont des modèles de disque mince et épais, respectivement. D'après Knödlseeder <i>et al.</i> [2005].	18
3.1	Densité de colonne des noyaux d'hydrogène présents dans le disque Galactique sous la forme de HII (<i>trait pointillé</i>), HI (<i>trait tireté</i>) et H ₂ [d'après Bronfman <i>et al.</i> , 1988 (<i>trait continu épais</i>) et d'après Clemens <i>et al.</i> , 1988 (<i>trait continu fin</i>)] en fonction du rayon Galactocentrique ρ . D'après Ferrière [2001].	24
3.2	Vue schématique, non à l'échelle, des différentes orbites du gaz interstellaire au voisinage du centre Galactique. Depuis l'extérieur vers l'intérieur, les orbites de couleur <i>rouge</i> représentent les orbites OLR, de corotation et ILR, respectivement. Les orbites x_1 sont représentées en <i>mauve</i> . Les orbites x_2 sont représentées en <i>vert</i>	26
3.3	Les systèmes de coordonnées Galactocentriques (x, y, z) et (ρ, θ, z) utilisés pour décrire la distribution spatiale du gaz interstellaire selon (a) une vue 2D faisant face au pôle nord Galactique et (b) une vue 3D orientée arbitrairement. Le Soleil (<i>Sun</i>) se situe à une distance $\rho_{\odot} = 8.5$ kpc du centre Galactique, au point de coordonnées $(x, y, z) = (8.5 \text{ kpc}, 0, 0)$ ou $(\rho, \theta, z) = (8.5 \text{ kpc}, 0, 0)$	32
3.4	Schéma de la CMZ vue de face. (x, y) est le système de coordonnées Galactocentrique, (X, Y) est le système de coordonnées dans le référentiel de la CMZ. La CMZ est un disque elliptique de $500 \text{ pc} \times 200 \text{ pc}$ centré en $(x_c, y_c) = (-50 \text{ pc}, 50 \text{ pc})$ qui est incliné de $\theta_c = 70^\circ$ par rapport à la ligne de visée.	35

3.5	Vue schématique 3D de la barre gazeuse. (x, y, z) est le repère Galactocentrique avec le Soleil positionné au point de coordonnées $(x, y, z) = (8.5 \text{ kpc}, 0, 0)$. $(\mathcal{X}, \mathcal{Y}, \mathcal{Z})$ est le système de coordonnées dans le référentiel de la barre gazeuse avec l'axe \mathcal{X} parallèle au demi grand axe, l'axe \mathcal{Y} parallèle au demi petit axe et l'axe \mathcal{Z} orienté selon la normale au plan de la barre gazeuse. (x', y', z') est le système de coordonnées intermédiaire obtenu après une rotation d'angle α autour de l'axe x . (x'', y'', z'') est un système de coordonnées intermédiaire obtenu après une rotation d'angle $\beta = 90^\circ - i$ autour de l'axe y' . θ_d est l'angle entre l'axe x'' et l'axe \mathcal{X}	37
3.6	Projection de la CMZ (surface brillante) et de la barre gazeuse (surface grisée) sur la sphère céleste.	39
3.7	Densité de colonne dans le plan Galactique ($z = 0$), moyennée sur le cercle de rayon ρ , de l'hydrogène interstellaire sous la forme de HII (<i>trait pointillé</i>), HI (<i>trait tireté-pointillé</i>) et H ₂ (<i>trait continu</i>).	40
3.8	Profils verticaux de la densité moyenne de noyaux d'hydrogène présents sous la forme de HII (<i>trait pointillé</i>), HI (<i>trait tireté pointillé</i>) et H ₂ (<i>trait continu</i>) aux points de coordonnées (a) $(x, y) = (0 \text{ pc}, 0 \text{ pc})$, (b) $(x, y) = (-50 \text{ pc}, 50 \text{ pc})$ et (c) $(x, y) = (742 \text{ pc}, 815 \text{ pc})$	40
4.1	Distribution spatiale de ²⁶ Al déduite de la carte du ciel mesurée à 1.8 MeV par COMPTEL. D'après Knödlseher <i>et al.</i> [1999a].	51
4.2	Carte du ciel obtenue à partir des mesures réalisées au-dessus de 100 MeV avec EGRET.	53
4.3	Distribution spatiale des pulsars dans la Galaxie [Manchester <i>et al.</i> 2005].	56
4.4	Distribution des LMXB (<i>trait épais</i>) et des HMXB (<i>trait fin</i>) dans la Galaxie en fonction de la latitude (à gauche) et de la longitude (à droite). D'après Grimm <i>et al.</i> [2002].	57
5.1	Vue schématique d'un para-Ps (en haut à gauche) accompagné de son spectre d'émission d'annihilation (en bas à gauche) et schématisation d'un ortho-Ps (en haut à droite) accompagnée de son spectre d'émission d'annihilation (en bas à droite).	63
5.2	Section efficace de formation de positroniums par un processus d'échange de charge entre un positron et un atome de HI (<i>trait continu</i>), un atome de HeI (<i>trait tireté</i>) et une molécule de H ₂ (<i>trait pointillé</i>).	65
5.3	Sections efficaces de capture radiative pour la formation de positroniums dans des états quantiques $n_{\text{Ps}} = 1, 2, 3$ et 4 (<i>trait continu</i> , en niveau de gris, du plus foncé au plus clair) et section efficace totale de capture radiative (<i>trait tireté</i>) en fonction de l'énergie cinétique du positron.	67
5.4	Section efficace d'annihilation directe d'un positron avec un électron libre corrigé des effets Coulombiens (<i>trait continu</i>), et dans le régime relativiste (<i>trait tireté</i>), en fonction de l'énergie cinétique du positron.	69
5.5	Sections efficaces d'annihilation directe des positrons avec HI (<i>trait continu</i>), HeI (<i>trait tireté</i>) et H ₂ (<i>trait tireté-pointillé</i>).	70

5.6	Schéma représentant les différentes interactions possibles entre un positron incident et un grain de poussière interstellaire.	72
5.7	Schéma représentant les différentes voies d'annihilation des positrons dans le milieu interstellaire. Le facteur f_1 représente la fraction de positrons s'annihilant en vol via la formation d'un positronium.	76
5.8	Spectre de l'émission d'annihilation en vol des positrons avec des électrons libres pour des énergies initiales $E_{e^+}^0 = \{0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 5.0, 10.0\}$ MeV (du rouge au vert), dans un milieu de densité $n_{e^-} = 1 \text{ cm}^{-3}$, $n_{\text{HeI}} = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ et de température 8000 K.	78
5.9	Fraction de positroniums formés en vol (f_1) par échange de charge avec H I en fonction de la fraction d'ionisation du milieu dans une phase tiède de densité électronique $n_e = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ (<i>trait continu</i>) et dans un sursaut solaire de température $1.16 \times 10^4 \text{ K}$ et de densité électronique $n_e = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (<i>trait tireté</i>). Les barres d'erreur correspondent à la fraction totale de positroniums formés en vol par échange de charge et capture radiative, pour des conditions en température et densité identiques.	79
5.10	Taux d'interaction par densité de particules cibles pour les différents processus d'annihilation des positrons en fonction de la température T du milieu.	81
5.11	Spectre normalisé à 1 de l'émission d'annihilation des positrons dans (a) la phase moléculaire, (b) la phase atomique froide, (c) la phase atomique tiède, (d) la phase ionisée tiède et (e) la phase chaude du milieu interstellaire. Les spectres sont représentés pour des valeurs de $x_{\text{gr}} = 1$ (<i>trait continu</i>), $x_{\text{gr}} = 10$ (<i>trait pointillé</i>) $x_{\text{gr}} = 0.5$ (<i>trait tireté</i>).	85
5.12	Spectre d'émission d'annihilation des positrons Galactiques mesuré par SPI, après soustraction du bruit de fond [Jean <i>et al.</i> 2006].	88
5.13	Meilleur ajustement (<i>trait continu</i>) du spectre de l'émission d'annihilation aux données publiques de SPI (<i>black circles</i>) par une combinaison linéaire des spectres théoriques de l'émission d'annihilation dans le milieu interstellaire [Jean <i>et al.</i> 2006]. Les contributions de la phase atomique tiède (<i>trait pointillé</i>) et de la phase ionisée tiède (<i>trait tireté</i>) ainsi que celle du continuum Galactique (<i>trait tireté-pointillé</i>) sont également représentées. Les contributions des phases moléculaire, froide et chaude ne sont pas nécessaires pour expliquer les données mesurées par SPI.	89
5.14	Distributions spatiales de l'émission d'annihilation à 511 keV simulées pour les modèles de distribution spatiale des novae et SNIa présentés par (a) Higdon & Fowler [1987] [HF87], (b) van der Kruit <i>et al.</i> [1990] [VdK90], (c) Kent <i>et al.</i> [1991] [KDF91], (d) Dawson & Johnson [1994] [DJ94] et les modèles de distribution spatiale des SNII/Ib,c présentés par (e) Bronfman [1992] [Br92] et (f) Bartunov <i>et al.</i> [1992] [Ba92]. L'axe horizontal représente les longitudes Galactiques [$^\circ$] et l'axe vertical représente les latitudes Galactiques [$^\circ$].	92

-
- 5.15 Distributions spatiales de l'émission d'annihilation à 511 keV simulées pour les modèles de distribution spatiale de **(g)** ^{26}Al , **(h)** des pulsars [Skibo *et al.* 1992], **(i)** des LMXB et **(j)** le modèle de matière noire NFW. L'axe horizontal représente les longitudes Galactiques [$^{\circ}$] et l'axe vertical représente les latitudes Galactiques [$^{\circ}$]. 93
- 5.16 *Maximum Likelihood ratio* des différents modèles de distribution spatiale de l'émission d'annihilation des positrons simulée pour les différentes sources candidates à la production des positrons. 94
- F.1 Courbe de lumière (normalisée à 1) de l'émission d'annihilation des positrons initialement de 1 MeV (trait continu) injectés dans **(a)** la phase chaude avec $f_{\text{ion}} = 1$, **(b)** la phase tiède ionisée avec $f_{\text{ion}} = 0.9$, **(c)** la phase tiède atomique avec $f_{\text{ion}} = 0.1$, **(d)** la phase froide avec $f_{\text{ion}} = 0.001$ et **(e)** la phase moléculaire avec $f_{\text{ion}} = 10^{-4}$. La densité numérique en noyau d'hydrogène de chaque phase est fixée à $n_{\text{H}}=1 \text{ cm}^{-3}$. Pour chaque courbe de lumière, on a représenté la contribution de l'annihilation directe en vols (*trait tireté-pointillé*), de la formation de positronium en vols (*trait tireté long*), de l'annihilation directe après thermalisation (*trait tireté court*) et l'annihilation d'un positronium formé après thermalisation (*trait pointillé*). 222
- F.2 Courbes de lumière de l'émission d'annihilation des positrons injectés avec les énergies initiales {0.005, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1.} MeV (*du marron au vert*) dans **(a)** la phase chaude avec $f_{\text{ion}} = 1$, **(b)** la phase tiède ionisée avec $f_{\text{ion}} = 0.9$, **(c)** la phase tiède atomique avec $f_{\text{ion}} = 0.1$, **(d)** la phase froide avec $f_{\text{ion}} = 0.001$ et **(e)** la phase moléculaire avec $f_{\text{ion}} = 10^{-4}$. La densité numérique en noyau d'hydrogène de chaque phase est fixée à $n_{\text{H}}=1 \text{ cm}^{-3}$. Pour faciliter la comparaison, le maximum de chaque courbe de lumière a été arbitrairement fixé à 1. 223
-

Liste des tableaux

2.1	Energie et flux mesurés de la raie d'émission d'annihilation électron-positron depuis sa première détection en 1972 par Johnson <i>et al.</i>	12
3.1	Propriétés physiques des différentes phases du milieu interstellaire dans le disque Galactique. D'après Ferrière [2001].	24
4.1	Valeurs des différents paramètres de l'Eq. [4.4] pour les différentes classes de novae, avec τ la demi-vie des β^+ -émetteurs et β_{e+} le rapport de branchement de leur décroissance β^+ . $M_A(\text{C} - \text{O})$ et $M_A(\text{O} - \text{Ne})$ donnent respectivement la masse des β^+ -émetteurs produits lors des novae de type C-O et O-Ne et η_{esc} est la fraction d'échappement des positrons. Les paramètres sont estimés pour des naines blanches ayant une masse $\simeq 1.15 M_\odot$ [Hernanz <i>et al.</i> 2002].	46
4.2	Canaux de production des positrons dans les supernovae de type Ia, avec τ la demi-vie des isotopes radioactifs et β_{e+} le rapport de branchement de la décroissance β^+	47
4.3	Valeurs des paramètres de l'Eq. [4.4] pour des supernovae de type Ia, avec M_A la masse d'isotope produit lors d'une explosion et η_{esc} la fraction d'échappement des positrons. Le taux de production des positrons (Q_e) par les différents β^+ -émetteurs est calculé pour une fréquence Galactique de SNIa comprise entre 0.3 et 1.1 SNIa/siècle. Pour les valeurs des rapports de branchement (β_{e+}), se reporter à la Table 4.2.	49
4.4	Valeurs des paramètres de l'Eq. [4.4] pour des supernovae de type II et Ib,c, avec M_A la masse d'isotope radioactif produit lors d'une explosion et η_{esc} la fraction d'échappement des positrons. Le taux de production des positrons (Q_e) est calculé pour une fréquence Galactique de SNII/Ib,c comprise entre 1.5 et 3.3 supernovae/siècle. Pour les valeurs des rapports de branchement (β_{e+}), se reporter à la Table 4.2.	51
5.1	Processus de formation de positroniums par échange de charge se produisant dans le milieu interstellaire. E_{Ps} est l'énergie seuil d'échange de charge.	65

5.2	Largeur (FWHM) de la raie d'émission d'annihilation du para-Ps formé en vol et fraction de positroniums formés en vol (f_1) dans un milieu totalement neutre composé uniquement de H I, He I ou H ₂ et d'une température $\lesssim 5 \times 10^4$ K. Nos estimations de la fraction f_1 sont comparées à celles estimées par Bussard <i>et al.</i> [1979] [BRD79], [Brown <i>et al.</i> 1984, 1986] [Brown <i>et al.</i>], Wallyn <i>et al.</i> [1994] [WDCL94] et Chapuis <i>et al.</i> [1994] [CWD94].	80
5.3	Largeur à mi-hauteur des raies d'annihilation des positrons en fonction du processus d'annihilation et de la phase du milieu interstellaire. Pour une phase donnée, chaque case vide indique que le processus d'annihilation n'intervient pas.	83
5.4	Probabilité de chaque processus d'annihilation des positrons dans les différentes phases du milieu interstellaire pour $x_{\text{gr}} = 0$ et $n(\text{He}) = 0.1 n(\text{H})$. Pour une phase donnée, chaque case vide indique que le processus d'annihilation n'intervient pas.	86
5.5	Fraction de positroniums f_{Ps} en fonction du paramètre x_{gr} dans les différentes phases du milieu interstellaire.	87
5.6	Valeurs des paramètres du modèle obtenues pour le meilleur ajustement ($\chi^2 = 176.4$ pour 148 degrés de liberté). Les erreurs représentent la somme des erreurs statistiques à 1σ et des erreurs systématiques.	90

Chapitre 1

Introduction

Dans les années 1972, la raie d'émission résultant de l'annihilation électron-positron fut détectée pour la première fois dans notre Galaxie [Johnson *et al.* 1972]. Chaque seconde $\sim 10^{43}$ positrons s'annihilent dans notre Galaxie, soit $\sim 1.8 \times 10^{10}$ tonnes de paires électron-positron sont détruites chaque seconde pour être converties en photons gamma. Pendant les années qui suivirent cette découverte, l'origine des positrons Galactiques devint l'un des sujets les plus controversés de l'astrophysique des hautes énergies. Parmi l'ensemble des sources envisagées pour la production des positrons, on peut citer les rayons cosmiques [Ramaty & Lingenfelter 1979], les objets compacts, au travers des étoiles à neutrons et des trous noirs [Sturrock 1971; Sturrock & Baker 1979; Ramaty & Lingenfelter 1979], les étoiles, par la décroissance des éléments radioactifs produits lors de la nucléosynthèse explosive des novae et supernovae [Clayton 1973; Hoyle & Clayton 1974], et la matière noire [Rudaz & Stecker 1988].

Pour lever le voile sur l'origine des positrons Galactiques, ou du moins le dissiper, la communauté scientifique étudia l'émission d'annihilation à l'aide d'instruments, d'abord embarqués sur des ballons stratosphériques, puis chargés dans des satellites. Pendant plus de trente ans, ces instruments fournirent à la communauté scientifique des spectres de plus en plus précis de l'émission d'annihilation des positrons. Ces spectres permirent de caractériser la raie de l'émission d'annihilation (centrée sur une énergie de $\simeq 511$ keV, flux d'environ $10^{-3} \gamma \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, ...) et de comprendre les différents processus conduisant à l'annihilation des positrons dans le milieu interstellaire [Bussard *et al.* 1979; Zurek 1985; Brown & Leventhal 1986; Guessoum *et al.* 1991; Wallyn *et al.* 1994, 1996]. Mais, ils n'apportèrent que de très faibles contraintes sur la nature des sources de positrons.

Vers la fin des années 90, l'étude de l'annihilation des positrons Galactiques fut enrichie par les premières cartes de l'émission d'annihilation des positrons des régions centrale de notre Galaxie [Purcell *et al.* 1997]. Malheureusement, la nature des différentes structures révélées par ces premières cartes furent très controversées [Milne *et al.* 2000; Kinzer *et al.* 2001; Milne *et al.* 2001].

Trente ans après la découverte de l'émission d'annihilation des positrons dans notre Galaxie, le spectro-imageur SPI de l'observatoire spatial INTEGRAL, mis en orbite le 17 octobre 2002, offrit une nouvelle vision de l'émission d'annihilation des positrons en permettant de réaliser les premières cartes du ciel de la distribution des positrons dans notre Galaxie [Knödlseder *et al.* 2003, 2005; Weidenspointner *et al.* 2006]. Les mesures

réalisées par SPI nous montrent que les positrons s'annihilent majoritairement dans les régions centrales de notre Galaxie. Mais, aussi surprenant que cela puisse paraître, cette nouvelle image du ciel, à une énergie de 511 keV, pose plus de questions qu'elle n'apporte de réponses. Ainsi, nous sommes encore loin d'avoir la solution de l'énigme des sources des positrons Galactiques.

Pour répondre à cette question, il nous manque certaines pièces du puzzle : il existe encore beaucoup d'incertitudes concernant les processus et les taux de production des positrons par des sources astrophysiques ; il nous faut connaître avec précision la distribution spatiale de l'émission d'annihilation ; la physique décrivant les processus responsables de l'émission d'annihilation des positrons doit être mise à jour en se basant sur les travaux les plus récents ; nous avons une faible connaissance de la diffusion/propagation des positrons dans la Galaxie et nous ne savons pas si les positrons s'annihilent loin ou près de leur source.

Mes travaux, résumés dans la présente thèse, consistaient à étudier les différentes interactions subies par les positrons dans le milieu interstellaire, depuis leur production jusqu'à leur annihilation, dans le but de modéliser l'émission d'annihilation des positrons et d'apporter certaines réponses.

Cette thèse s'ouvre sur un rappel historique résumant la découverte des positrons. Dans ce premier chapitre, je présenterais les principaux résultats déduits des observations du ciel réalisées depuis 1972 jusqu'aux récentes révélations apportées par l'observatoire spatial INTEGRAL. L'émission d'annihilation des positrons Galactiques résulte de l'interaction entre les positrons et le milieu interstellaire. Parce que la majorité des positrons s'annihilent dans les régions centrales de notre Galaxie, je décrirai, au Chapitre 3, le contenu en gaz interstellaire du bulbe Galactique. J'y présenterai également un modèle de distribution spatiale du gaz interstellaire dans le bulbe Galactique. Dans le Chapitre 4, j'énumérerai les principales sources candidates à la production des positrons Galactiques. Il est nécessaire d'identifier les différents processus d'annihilation des positrons Galactiques pour pouvoir modéliser l'émission d'annihilation. Dans le Chapitre 5, je listerai et présenterai les différentes interactions responsables de l'annihilation des positrons et je présenterai les principaux résultats déduits des modèles et des observations réalisées par SPI. Afin d'estimer les distances parcourues dans le milieu interstellaire par les positrons avant de s'annihiler, j'ai développé un modèle simulant la propagation et la diffusion des positrons Galactiques. Ce modèle, ainsi que ses principaux résultats, seront présentés au cours du Chapitre 6.

Chapitre 2

Un peu d'histoire

La nature n'use que de ses plus longs filaments pour tisser son patron.
Chaque petite pièce de sa fabrique révèle donc l'organisation de la tapisserie.

R. Feynmann, 1964

2.1	Le positron	3
2.2	La découverte des positrons	4
2.3	Les premières observations de l'émission d'annihilation des positrons dans notre Galaxie	6
2.4	L'ère INTEGRAL	14

2.1 Le positron

Le positron est une particule élémentaire d'antimatière. Et, plus précisément, le positron est l'antiparticule associée à l'électron. Par conséquent, le positron fait partie de la classe des *antileptons* et n'est sensible qu'à l'interaction électrofaible et à la gravitation.

Parce qu'il est l'antiparticule de l'électron, le positron a une masse m_e identique à celle de l'électron, son énergie de masse est donc de $m_e c^2 = 510.998$ keV, avec c la vitesse de la lumière dans le vide. Mais, contrairement à l'électron, d'une charge électrique $-e$, le positron possède une charge électrique positive $+e$ (avec $e = 1.602177 \times 10^{-19}$ C la charge électrique élémentaire). Isolé de toute matière, le positron est une particule *stable*. Cependant, lorsqu'un positron entre en interaction avec un électron, le positron et l'électron peuvent s'annihiler mutuellement en convertissant leur énergie (massique et cinétique) en 2 ou 3 photons gamma se partageant une énergie totale $2 m_e c^2 + E_k$, soit $\simeq (1021.996 \text{ keV}) + E_k$, avec E_k l'énergie cinétique totale.

Dans la suite de ce chapitre, nous commencerons par un rappel historique de la découverte du positron avant d'énumérer l'ensemble des expériences (ballons et satellites) qui ont permis d'observer l'émission "*extra-terrestre*" produite lors de l'annihilation positron-électron. Nous finirons par une description de l'observatoire spatial INTEGRAL et des récentes découvertes sur l'annihilation des positrons Galactiques qu'il a permis de mettre à jour.

2.2 La découverte des positrons

Dirac fut le premier à suggérer l'idée de l'existence d'*électrons* de charge $+e$. En résolvant l'équation de mécanique quantique relativiste décrivant le mouvement d'un électron plongé dans un champ électromagnétique, Dirac [1930a] parvint à démontrer qu'il existe autant de solutions pour lesquelles l'électron a une énergie positive que de solutions pour lesquelles son énergie est négative. Si en mécanique classique, ou relativiste, il lui fut facile d'ignorer les solutions comportant une énergie négative, la nature quantique du champ électromagnétique, dans le cadre de la mécanique quantique, ne lui permit pas d'ignorer ces *étranges* solutions. En se focalisant sur les solutions d'énergie négative, il en conclut que ces solutions devaient décrire la trajectoire (1) soit d'un électron *ordinaire* en mouvement dans un champ électromagnétique de signe inversé (par rapport au signe du champ électromagnétique qu'il posa pour résoudre l'équation de mouvement des électrons), (2) soit d'un *électron* de charge $+e$ en mouvement dans le champ électromagnétique originel.

Bien que cette découverte ne lui permit pas de définir précisément la nature de ces *électrons positifs*, Dirac [1930b] développa une théorie de l'*électron positif* dans laquelle il prédit que les *électrons positifs* et les électrons *ordinaires* pouvaient mutuellement s'annihiler en émettant des radiations. Dirac [1930b] calcula la section efficace d'annihilation entre les *électrons positifs* et les *électrons ordinaires*, donnée par :

$$\sigma = \frac{\pi e_0^4}{mc^2 \times Mc^2} \times \frac{1}{\gamma + 1} \left[\frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \ln \left(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1} \right) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right], \quad (2.1)$$

avec, ici, m la masse de l'électron *ordinaire*, M celle de l'*électron positif*, $\gamma = \sqrt{1 - v^2/c^2}$ le facteur de Lorentz (v étant la vitesse de l'*électron positif*) et $e_0 = e/\sqrt{4\pi\epsilon_0}$ (avec ϵ_0 la permittivité électrique du vide). Il est important de noter qu'en 1930, Dirac n'exclut pas la possibilité que l'*électron positif* puisse être associé au proton. Mais Weyl [1931] démontrera que les *électrons positifs* doivent avoir une masse identique à celle des électrons *ordinaires* et, par conséquent, constituent de nouvelles particules baptisées **positrons**.

Au début des années 1930, les physiciens envisagèrent donc l'existence des positrons, ces particules élémentaires identiques aux électrons mais de charge positive. Il faudra cependant attendre 1933 pour que Anderson fournisse la preuve de leur existence en relevant la signature d'un positron dans une chambre à brouillard. Inventée par Wilson en 1912, la chambre à brouillard est une cavité en verre renfermant une atmosphère sursaturée en vapeur. Lorsqu'une particule chargée pénètre dans la chambre, elle ionise les molécules du gaz se trouvant le long de sa trajectoire et, par condensation du gaz sur les ions, des gouttelettes se forment permettant ainsi de suivre la trajectoire de la particule chargée incidente. La mesure du taux d'ionisation permet d'obtenir des informations sur la charge et la vitesse de la particule incidente. En couplant un tel dispositif expérimental à un champ magnétique externe, la mesure du rayon de courbure de la trajectoire de la particule induit par le champ magnétique permet d'estimer la masse de la particule incidente

$$R_L = \frac{\gamma m v_{\perp}}{qB}, \quad (2.2)$$

avec R_L le rayon de courbure, v_{\perp} la vitesse perpendiculaire à \mathbf{B} de la particule incidente de masse m et de charge q et B la valeur du champ magnétique \mathbf{B} .

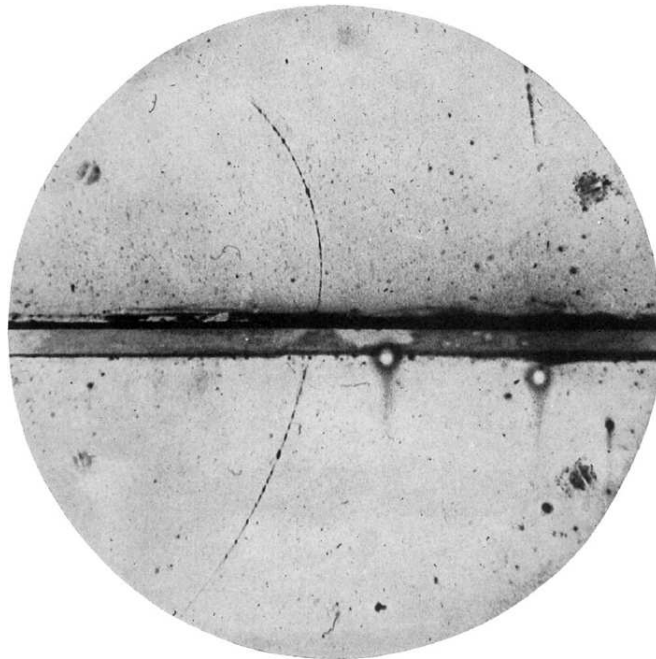


FIG. 2.1: Première photographie de la trajectoire d'un positron dans une chambre à brouillard réalisée par Anderson [1933]. La bande horizontale au centre de l'image est une plaque de plomb de 6 mm d'épaisseur. Le positron incident perd une partie de son énergie en traversant la plaque de plomb provoquant une variation du rayon de courbure de sa trajectoire.



FIG. 2.2: Mise en évidence de la création de paires par Blackett & Occhialini [1933]. Sur cette photo on peut distinguer trois trajectoires suivies par des électrons et trois trajectoires suivies par des positrons. On peut voir un point d'origine commun à partir duquel les trajectoires de deux positrons divergent de celles de deux électrons.

La Fig. 2.1 est une reproduction de la photographie réalisée par Anderson [1933]. Dans cette photographie on peut voir qu'une particule de haute énergie arrive par le bas¹ (grand rayon de courbure) et perd une partie de son énergie (rayon de courbure plus petit) en traversant la plaque de plomb disposée horizontalement au centre de la prise de vue. L'orientation de la courbure suivie par la particule vis-à-vis de l'orientation du champ magnétique, ainsi que la mesure du rayon de courbure permirent à Anderson d'estimer la charge (*positive*) ainsi que la masse (*du même ordre de grandeur que celle de l'électron*) de la particule incidente, qui sera identifiée comme étant un positron.

La découverte d'Anderson sera confirmée par Blackett & Occhialini [1933], qui réalisèrent un grand nombre de photographies de trajectoires de particules dans une chambre à brouillard. Sur certains de leurs clichés ils mirent en évidence la présence de positrons. Et, bien que sur l'ensemble de leurs prises de vues les électrons détectés soient majoritaires, il semble que, sur certaines photographies, le nombre de positrons soit égal au nombre d'électrons présents. En remontant la trajectoire des positrons, Blackett & Occhialini [1933] déduisirent que, dans certaines conditions, les positrons et les électrons avaient un point d'origine commun et seraient des particules secondaires créées lors de processus collisionnels entre deux particules. La Fig. 2.2 est une reproduction d'un des clichés qui furent réalisés par Blackett & Occhialini [1933] dans lequel on peut distinguer un point d'origine commun à plusieurs trajectoires de particules. Trois de ces trajectoires seraient dues à des positrons, trois autres seraient dues à des électrons. En supposant qu'il est peu probable que plusieurs particules puissent converger en ce point, Blackett & Occhialini [1933] mirent en évidence la création de paires électron-positron qui n'est autre que le processus inverse de l'annihilation électron-positron. Nous invitons les lecteurs à se référer au Chapitre 5 pour prendre connaissance de l'ensemble des processus d'annihilation du positron.

Dans les années 1930, les positrons détectés dans les chambres à brouillard sont le produit des interactions entre les rayons cosmiques incidents et les atomes de l'atmosphère terrestre. De plus, certaines particules détectées dans les chambres à brouillard sont le produit de la décroissance radioactive des éléments constituant le sol de notre planète. Autant dire qu'à cette époque, l'ensemble des positrons détectés étaient d'origine *terrestre*.

2.3 Les premières observations de l'émission d'annihilation des positrons dans notre Galaxie

Historiquement, Johnson *et al.* [1972] furent les premiers à mettre en évidence l'existence de raies gamma Galactiques à l'aide d'un télescope monté sous ballon stratosphérique. En mesurant les radiations en provenance de la région du centre Galactique dans une bande en énergie allant de 23 keV à 930 keV, Johnson *et al.* réalisèrent un spectre représenté par une loi de puissance auquel se superposait une raie en émission d'un flux de $(1.8 \pm 0.5) \times 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ centrée à une énergie de $473 \pm 30 \text{ keV}$. Ne pouvant identifier clairement l'origine de cette raie, Johnson *et al.* suggérèrent que cet excès était dû à un

¹En supposant que les particules perdent de l'énergie lorsqu'elles traversent la plaque de plomb, Anderson en déduit la direction de propagation des particules à partir de la variation du rayon de courbure.

radio-isotope encore indéterminé ou à l'émission d'annihilation électron-positron décalée vers le rouge.

Fishman & Clayton [1972] ainsi que Kozlovsky & Ramaty [1974] reprirent la première idée et supposèrent que l'excès mesuré par Johnson *et al.* [1972] était dû à la décroissance du ${}^7\text{Li}$ au préalable excité par des collisions avec les rayons cosmiques. Guthrie & Tademaru [1973] et Ramaty *et al.* [1973] quant à eux défendirent la seconde hypothèse en affirmant que la raie à ~ 473 keV était due à l'émission d'annihilation électron-positron ayant subi un décalage gravitationnel vers le rouge causé par la présence d'une étoile à neutrons de $0.6 M_{\odot}$. Cette dernière idée sera remise en cause en 1975 par une seconde campagne de mesures qui furent effectuées par Haymes *et al.* [1975] et qui situèrent la raie d'émission à une énergie de ~ 530 keV. Nous rappelons qu'à cette époque, les détecteurs étaient des scintillateurs en iodure de sodium (NaI). Leur résolution en énergie était insuffisante pour mesurer avec précision l'énergie de la raie..

Ce n'est qu'en 1978 que l'origine de cet excès fut clairement identifiée à l'aide de détecteurs à haute résolution spectrale en germanium (Ge). En observant le flux de photons gamma en provenance du centre Galactique, Leventhal *et al.* [1978] mesurèrent cet excès à une énergie de 510.7 ± 0.5 keV. Il devint alors évident que les positrons, en s'annihilant avec les électrons, étaient à l'origine de cette raie fine. Les Fig. 2.3.a et 2.3.b sont une reproduction du spectre mesuré par Leventhal *et al.* [1978]. On y distingue clairement la raie d'annihilation électron-positron avec un flux de $(1.22 \pm 0.22) \times 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Au moyen d'un ajustement des données, Leventhal *et al.* [1978] mirent en évidence la contribution du continuum positronium² dans le spectre d'annihilation des positrons du centre Galactique et en déduisirent que ~ 92 % du flux d'annihilation électron-positron venait de la décroissance du positronium.

Dans les années qui suivirent, de nombreuses observations du centre Galactique furent entreprises dans le but de caractériser l'émission d'annihilation électron-positron et de déterminer la source des positrons Galactiques. En 1977, un vol ballon réalisé par des membres du CESR [Albernhe *et al.* 1981] mesura un flux de la raie d'annihilation à 511 keV de l'ordre de $(4.18 \pm 1.56) \times 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. En mettant en évidence une corrélation entre le champ de vue des instruments et le flux de l'émission d'annihilation mesuré dans le passé, Albernhe *et al.* [1981] déduisirent que l'émission d'annihilation des positrons était une émission diffuse s'étendant de -30° à $+30^{\circ}$ en longitude.

En 1979, le satellite *HEAO-3* (*High Energy Astrophysical Observatory*) fut lancé pour sonder l'ensemble du ciel dans une bande en énergie allant de 50 keV à 10 MeV. Il observa et mesura à deux reprises l'émission d'annihilation des positrons (septembre-octobre 1979 et mars-avril 1980) dans la direction du centre Galactique. Les observations réalisées en 1979 permirent de mesurer un flux d'annihilation à 511 keV en accord avec les mesures réalisées antérieurement ($\sim 1.9 \times 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Cependant, en 1980, le flux reporté de l'émission d'annihilation des positrons montra une diminution significative avec un flux d'environ $0.7 \times 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [Riegler *et al.* 1981]. Riegler *et al.* [1981] en déduisirent alors que la source de l'émission d'annihilation devait être compacte et variable. Après avoir réalisé de nouvelles mesures du flux à 511 keV dans la direction du

²Le positronium, ou atome de positronium, est un état lié instable entre un positron et un électron. Sa désintégration se produit en émettant soit 2 photons (le spectre est alors caractérisé par une raie centrée à 511 keV) soit 3 photons (le spectre comportant un continuum allant de 0 keV à 511 keV). Voir Sect. 5.1.1.

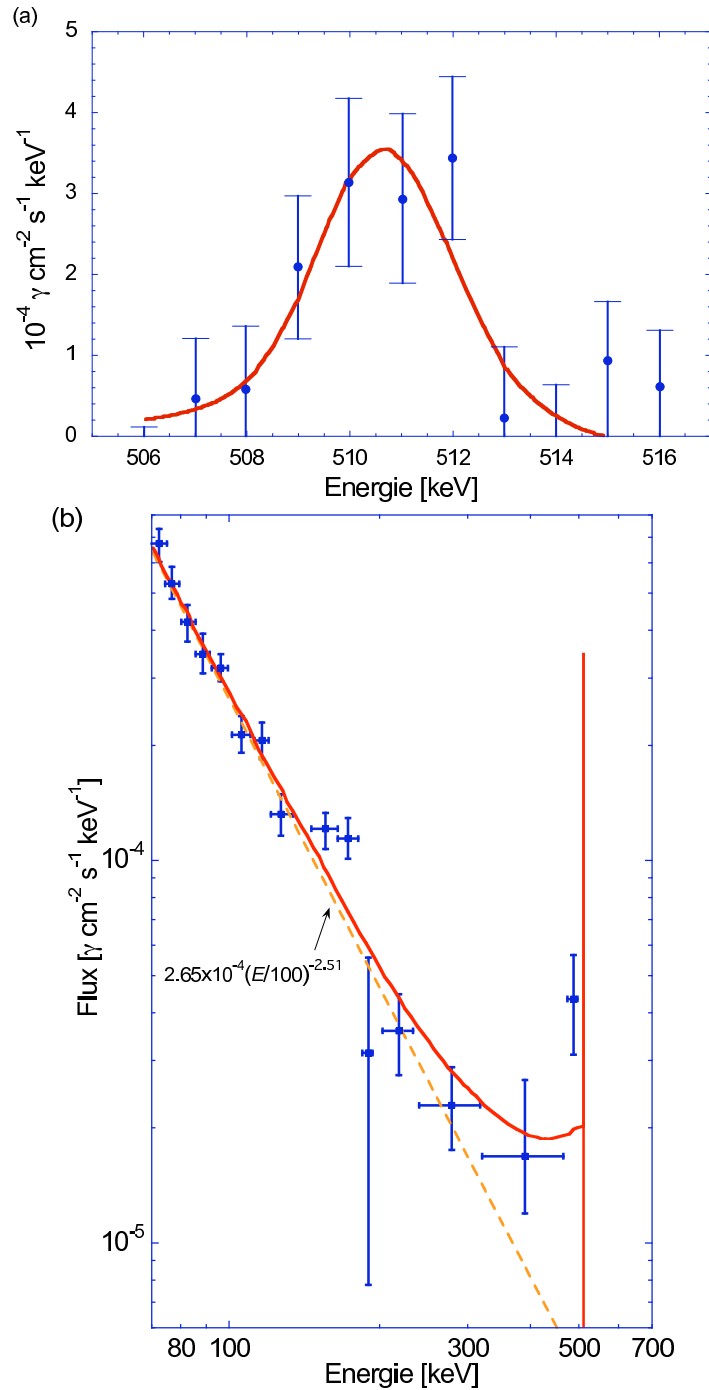


FIG. 2.3: Reproduction du spectre de l'émission d'annihilation électron-positron mesuré dans la direction du centre Galactique par Leventhal *et al.* [1978], **(a)** dans une bande en énergie allant de 505 keV à 517 keV et **(b)** dans une bande en énergie allant de 70 keV à 700 keV. La loi de puissance (*trait discontinu*) est un ajustement de la contribution de l'émission diffuse Galactique qui est indépendante de l'émission d'annihilation.

centre Galactique et en comparant avec le flux mesuré par le passé, Leventhal *et al.* [1986] soutiendront la thèse de la variabilité de l'émission d'annihilation électron-positron. De plus, en remarquant que l'ensemble des spectres du centre Galactique réalisés depuis 1972 ne présentait aucune autre raie gamma-nucléaire, Leventhal *et al.* [1986] en déduisirent que seul le trou noir central pouvait être à l'origine de cette grande variabilité du flux à 511 keV.

En 1980, le satellite *SMM* (*Solar Maximum Mission*) fut mis en orbite. Bien que sa mission fût exclusivement consacrée à l'étude du Soleil, à plusieurs reprises, il put observer l'émission d'annihilation à 511 keV du centre Galactique. Après l'analyse des données mesurées au cours des cinq premières années de service de *SMM*, Share *et al.* [1988] ne reportèrent aucune variation significative dans le flux de l'émission d'annihilation des positrons. En admettant la présence d'une source ponctuelle dans les régions centrales de notre Galaxie, ils estimèrent que la variation en intensité de cette source ne devait pas excéder $\sim 30\%$ par an. Par la suite, les auteurs conclurent que les observations de l'émission d'annihilation des positrons réalisées par *SMM* pouvaient s'expliquer par la contribution d'une source compacte, variable, située près du centre Galactique se superposant à une émission diffuse stable [Share *et al.* 1988, 1990].

Les 13 et 14 octobre 1990, la source 1E 1740.7-2942, précédemment découverte par le satellite *Einstein* [Hertz & Grindlay 1984], connut un sursaut d'activité qui put être observé par l'observatoire spatial *GRANAT*. En analysant les spectres de 1E 1740.7-2942 mesurés par *GRANAT* à différentes périodes, Bouchet *et al.* [1991] ainsi que Sunyaev *et al.* [1991] montrèrent que cet objet présentait un excès à haute énergie lorsqu'il se trouvait

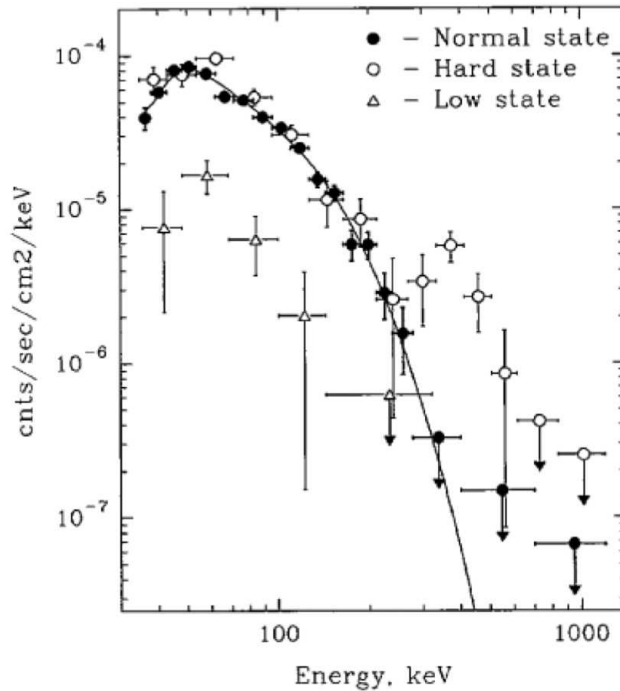


FIG. 2.4: Spectre de l'objet 1E 1740.7-2942 mesuré par *GRANAT* dans son état *normal* (disques noirs), haut (disques vides) et bas (triangles). D'après Sunyaev *et al.* [1991].

dans un état haut (voir Fig. 2.4). Avec un flux maximum de $(9.5 \pm 4.5) \times 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à une énergie $\sim 410 \text{ keV}$, Bouchet *et al.* [1991] et Sunyaev *et al.* [1991] en déduisirent que cet excès mesuré lors du sursaut des 13-14 octobre 1990, pouvait bien être dû à des positrons produits par 1E 1740.7-2942 s'annihilant à son voisinage. En raison de sa proximité du centre Galactique (distance angulaire $\sim 0.9^\circ$), 1E 1740.7-2942 devint le meilleur candidat pouvant être associé à la source de positrons [Ramaty *et al.* 1992].

En 1980, le spectre gamma du centre Galactique mesuré par Leventhal & MacCallum comportait un excès autour d'une énergie de 170 keV. Un peu moins d'une dizaine d'années plus tard, le spectre mesuré par le spectromètre gamma d'*HEXAGONE* exhiba un excès similaire aux environs de 170 keV [Matteson *et al.* 1991]. Suivant l'idée que les positrons sont produits dans le disque d'accrétion d'un trou noir, Lingenfelter & Hua [1991] expliquèrent l'excès mesuré autour de 170 keV par la diffusion Compton des photons à 511 keV dans le disque d'accrétion. Mahoney *et al.* [1993] reprirent cette idée pour rechercher une variabilité du flux des photons à 170 keV dans les spectres mesurés par *HEAO-3* en 1977 et en 1980, en accord avec celle du flux à 511 keV. Après une ré-analyse des données de *HEAO-3*, ils en conclurent que ces mesures étaient entachées d'erreurs systématiques. Cette conclusion remit fortement en cause la possibilité que les positrons puissent être produits par une source ponctuelle variable. Et ce d'autant plus que, entre 1990 et 1994, *SIGMA* observa à neuf reprises 1E 1740.7-2942 sans pouvoir détecter de nouveaux signes d'une émission à 511 keV de la source [Malet *et al.* 1995].

Après une ré-analyse plus approfondie des données acquises par *HEAO-3*, en supposant une source ponctuelle, Mahoney *et al.* [1994] révisèrent le flux de photons à 511 keV à $(1.25 \pm 0.18) \times 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en 1979 et à $(0.99 \pm 0.18) \times 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en 1980. En prenant en compte les incertitudes, ces deux dernières valeurs sont compatibles avec un flux stationnaire.

En combinant les observations du centre et du plan Galactiques réalisées par le satellite *SMM* avec celles réalisées par le spectromètre *OSSE* (Oriented Scintillation Spectrometer Experiment) de l'observatoire spatial *CGRO* (Compton Gamma-Ray Observatory), Purcell *et al.* [1997] ne mirent en évidence aucune variabilité dans le flux de l'émission à 511 keV. Ils parvinrent également à réaliser la première carte de la distribution spatiale de l'émission d'annihilation dans les régions centrales de notre Galaxie et, pour la première fois, Purcell *et al.* [1997] détectèrent une émission d'annihilation des positrons dans le disque Galactique. En plus d'une émission dans le bulbe et dans le disque Galactique, une troisième composante nommée PLE (*Positive Latitude Excess*), d'une géométrie incertaine, fut détectée. La Fig. 2.5 est une reproduction de la carte du ciel à 511 keV obtenue avec les données de *OSSE* [Purcell *et al.* 1997]. Cette distribution peut être modélisée par : (1) un bulbe Galactique Gaussien de 4° FWHM (pour *Full Width Half Maximum*) avec un flux de $(3.3 \pm 0.3) \times 10^{-4} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, (2) un disque Galactique modélisé par une distribution *flat-topped ridge* d'une extension en longitude de $\sim 30^\circ$ avec un profil Gaussien en latitude de $\sim 12^\circ$ FWHM et un flux total de $(11.5 \pm 0.5) \times 10^{-4} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, et (3) un excès à haute latitude modélisé par une distribution Gaussienne centrée en $(l, b) = (-2^\circ, 12^\circ)$ (avec l la longitude Galactique et b la latitude Galactique) et d'une FWHM de $\sim 16^\circ$. Le flux mesuré dans la PLE est de $(8.8 \pm 0.5) \times 10^{-4} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Entre 1995 et 1997, l'instrument *TGRS* (Transient Gamma-Ray Spectrometer), à bord du satellite *WIND*, permit de produire un spectre à haute résolution de l'émission d'an-

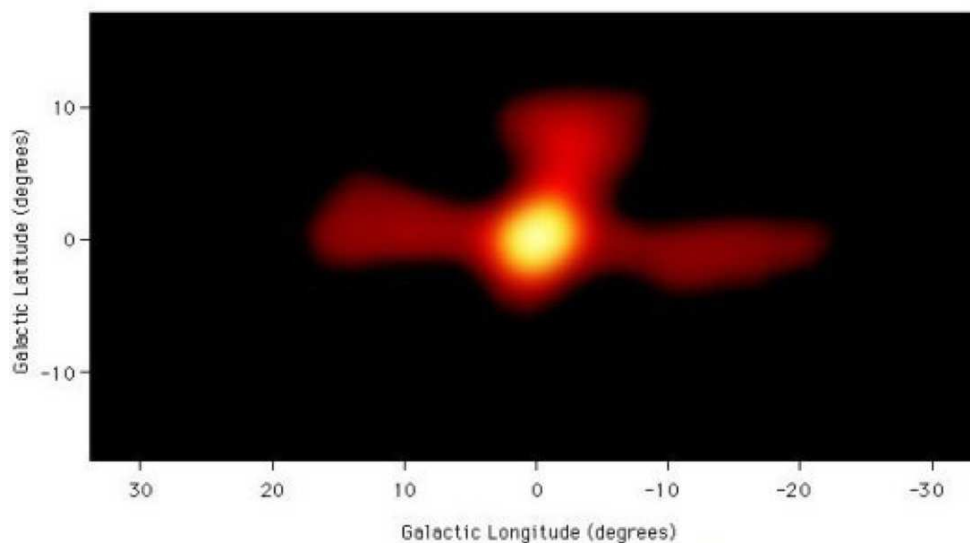


FIG. 2.5: Distribution spatiale de l'émission d'annihilation des positrons dans notre Galaxie, à une énergie de 511 keV, telle qu'elle fut mesurée par *OSSE*. D'après Purcell *et al.* [1997].

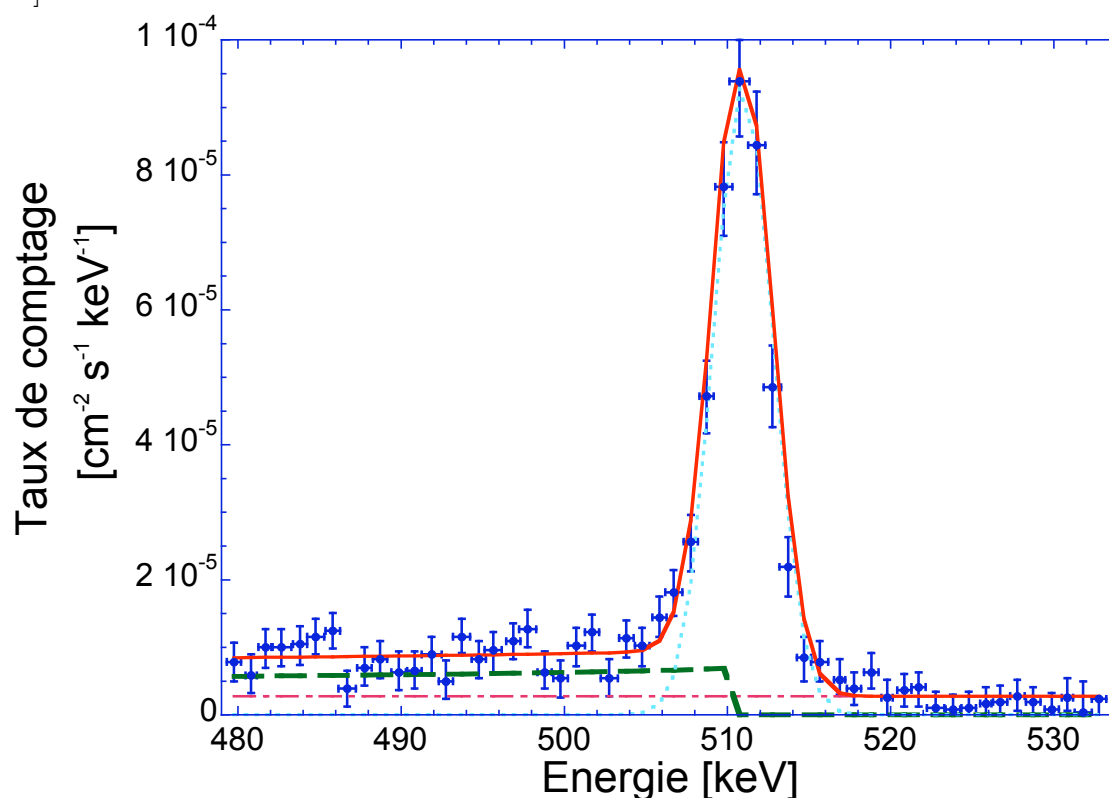


FIG. 2.6: Reproduction du spectre de l'émission d'annihilation électron-positron mesuré par *TGRS* (*cercles bleus*). Ce spectre est modélisé par une raie fine (*trait pointillé*) centrée sur une énergie de ~ 510.98 keV, un continuum positronium (*trait tireté*) et une loi de puissance (*trait mixte*) représentant le continuum Galactique [Harris *et al.* 1998].

nihilation des positrons Galactiques. La Fig. 2.6 représente le spectre mesuré par *TGRS* auquel est ajusté un modèle qui permet de déduire avec une grande précision l'énergie de la raie d'annihilation à (510.98 ± 0.14) keV, sa largeur à mi-hauteur de (1.81 ± 0.64) keV, son flux de $(1.07 \pm 0.05) \times 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ainsi qu'une fraction de positroniums de l'ordre de 0.94 ± 0.04 [Harris *et al.* 1998].

Finalement, les mesures réalisées par *OSSE* furent ré-analysées et de nouvelles cartes de l'émission d'annihilation électron-positron furent produites [Milne *et al.* 2000, 2001] (voir Fig. 2.7). En combinant les observations réalisées conjointement par *SMM*, *OSSE* et *TGRS*, Kinzer *et al.* [2001] et Milne *et al.* [2002b] montrèrent que la présence d'un bulbe étendu était plus vraisemblable que celle d'une source ponctuelle située au centre Galactique. Ils montrèrent également que les flux d'annihilation qui pouvaient être mesurés dans chacune des composantes, bulbe, disque et PLE, dépendaient des dimensions du bulbe choisi. Compte tenu des incertitudes sur les dimensions spatiales des émissions, ils déduisirent un rapport de flux bulbe sur disque³ (B/D) compris entre ~ 0.2 et 3.3 et ils réduisirent d'un facteur 8 le flux mesuré dans la PLE.

La Table 2.1 résume l'ensemble des observations réalisées sur la raie d'émission d'annihilation des positrons depuis la première détection. Trente ans après la découverte de Johnson *et al.* [1972], les travaux réalisés par Harris *et al.* [1998], Milne *et al.* [2000, 2002b] et Kinzer *et al.* [2001] fournissaient à la communauté scientifique les résultats les plus aboutis : du point de vue spectral, l'émission d'annihilation des positrons Galactiques se compose d'une raie fine (FWHM ~ 1.81 keV) centrée à une énergie de ~ 511 keV et d'un continuum positronium représentant ~ 94 % du flux de photons [Harris *et al.* 1998].

³ Rapport entre le flux mesuré dans le bulbe et le flux mesuré dans le disque.

Centroïde de la raie [keV]	Flux mesuré [$\gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	Date d'observation	Référence
473 ± 30	$(1.8 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	Nov 1971	Johnson <i>et al.</i> [1972]
530 ± 11	$(0.8 \pm 0.23) \times 10^{-3}$	Avril 1974	Haymes <i>et al.</i> [1975]
510.7 ± 0.5	$(1.22 \pm 0.22) \times 10^{-3}$	Nov 1977	Johnson <i>et al.</i> [1972]
511	$(4.18 \pm 1.56) \times 10^{-3}$	Février 1977	Albernhe <i>et al.</i> [1981]
510.9 ± 0.25	$(1.85 \pm 0.21) \times 10^{-3}$	Sept/Oct 1979	Riegler <i>et al.</i> [1981]
510.1	$(0.65 \pm 0.27) \times 10^{-3}$	Mars/Avr 1980	Riegler <i>et al.</i> [1981]
511	$(0.6 \pm 4.4) \times 10^{-4}$	Nov 1984	Leventhal <i>et al.</i> [1986]
511	$(2.1 \pm 0.4) \times 10^{-3}$	1980-1989	Share <i>et al.</i> [1988]
511.33 ± 0.41	$(1.00 \pm 0.24) \times 10^{-3}$	1989	Smith <i>et al.</i> [1993]
510.92 ± 0.23	$(1.25 \pm 0.18) \times 10^{-3}$	Sep/Oct 1979	Mahoney <i>et al.</i> [1994]
510.92 ± 0.23	$(0.99 \pm 0.18) \times 10^{-3}$	Mars/Avr 1980	Mahoney <i>et al.</i> [1994]
509 ± 5	$(2.4 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	Déc 1991	Purcell <i>et al.</i> [1997]
510.98 ± 0.14	$(1.07 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	1995-1997	Harris <i>et al.</i> [1998]
511	$(2.6 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	Déc 1991	Milne <i>et al.</i> [2000]

TAB. 2.1: Energie et flux mesurés de la raie d'émission d'annihilation électron-positron depuis sa première détection en 1972 par Johnson *et al.*

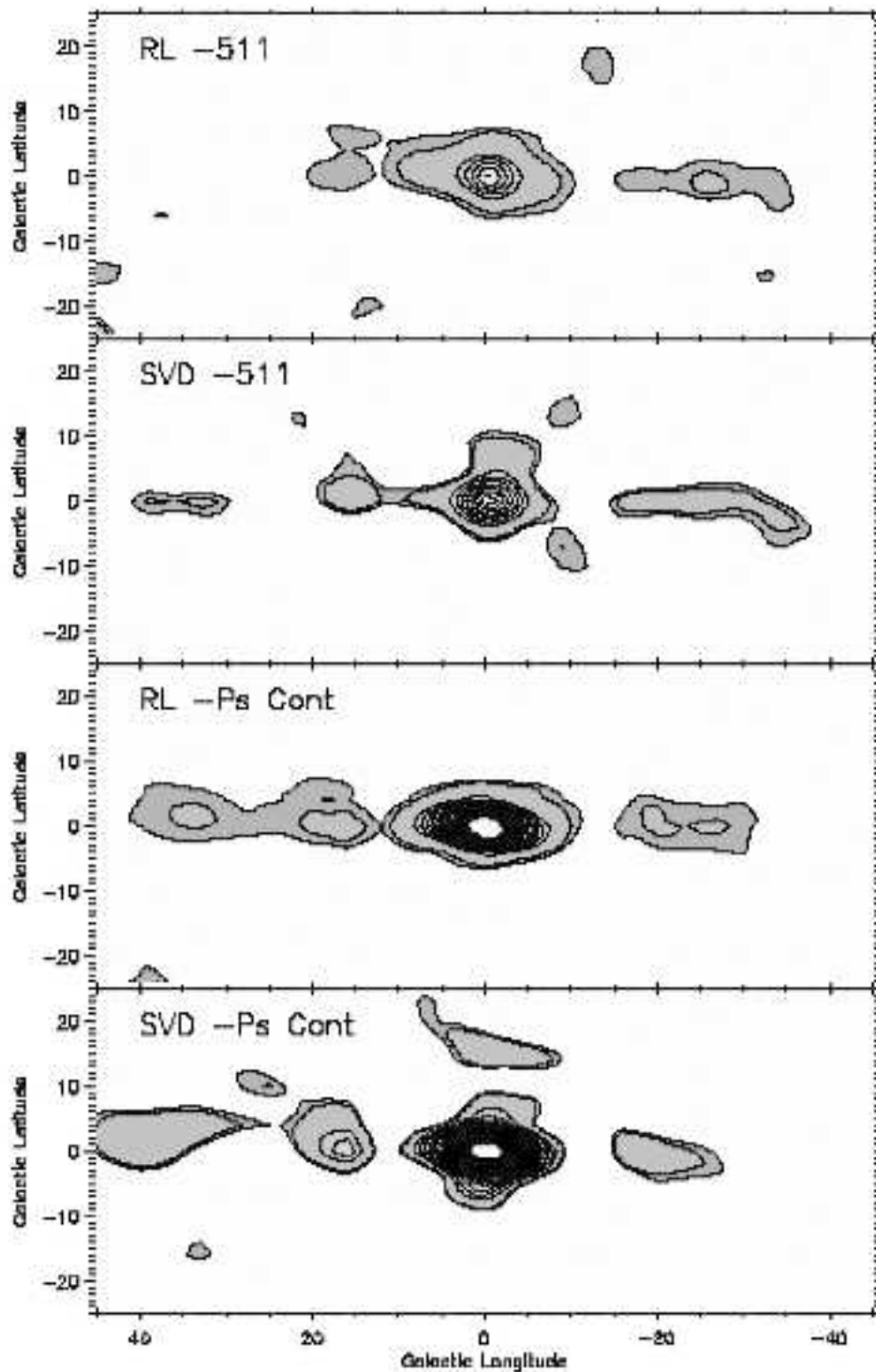


FIG. 2.7: Distribution spatiale de l'émission d'annihilation des positrons Galactiques à 511 keV (511) et du continuum positronium (Ps Cont) obtenus par Milne *et al.* [2001] en utilisant un algorithme de *Richardson-Lucy* (RL) ou un algorithme de *single value decomposition* (SVD).

Avec les observations de *SMM*, *OSSE* et *TGRS*, il devenait évident que l'émission d'annihilation des positrons était une émission diffuse constituée de trois composantes : bulbe et disque Galactiques auxquels venait s'ajouter la PLE [Purcell *et al.* 1997; Milne *et al.* 2001; Kinzer *et al.* 2001; Milne *et al.* 2002b]. Mais, malgré tous les efforts de la communauté scientifique, l'origine des positrons Galactiques restait encore incertaine. En tentant d'identifier la source des positrons à l'origine de l'émission de la PLE, von Ballmoos *et al.* [2003] ne purent que poser de faibles contraintes sur l'ensemble des sources envisagées. Il fallait à la communauté scientifique attendre le lancement de l'observatoire spatial INTEGRAL pour poser un plus grand nombre de contraintes sur les paramètres caractérisant l'émission d'annihilation des positrons Galactiques.

2.4 L'ère INTEGRAL

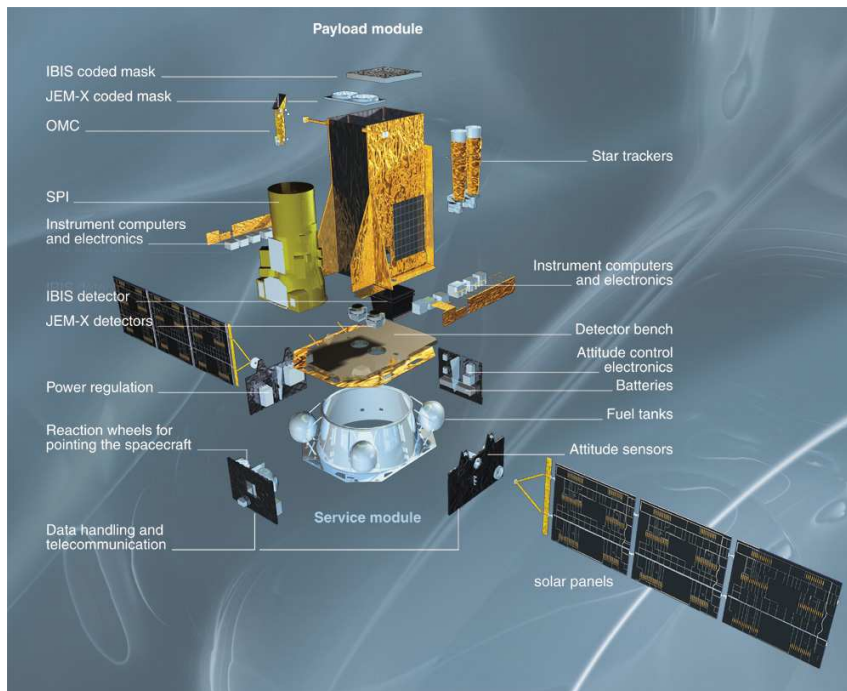


FIG. 2.8: Schéma éclaté de l'observatoire spatial INTEGRAL donnant une vue de l'ensemble des instruments présents à bord du satellite.

Le 17 octobre 2002, l'observatoire spatial INTEGRAL (INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) était lancé avec succès par un lanceur de type *PROTON* depuis Baïkonour, au Kazakhstan. Ce satellite, dont un descriptif est donné dans la Fig. 2.8, fut conçu pour l'étude de l'Univers dans le domaine des hautes énergies (rayons gamma). Pour parfaire sa mission, INTEGRAL fut doté de moniteurs X (JEM-X, Joint European X-ray Monitor) et optique (OMC, Optical Monitor Camera) pour l'identification des sources et l'observation multi-longueur d'onde (optique, X et gamma), d'un imageur à haute résolution spatiale (IBIS, Imager on-Board the Integral Satellite) et d'un spectro-imageur à haute résolution spectrale (SPI, SPectrometer of Integral). Ces deux derniers instruments

observent le ciel dans le domaine des rayons gamma. IBIS et SPI sont les principaux instruments de l'observatoire spatial INTEGRAL mais, avec une bande passante allant de 0.02 MeV à 8 MeV et une résolution spectrale $\Delta E/E \simeq 1.9 \times 10^{-3}$ à 1.33 MeV, SPI est l'instrument idéal pour l'étude de l'émission d'annihilation électron-positron.

Le cœur de l'instrument SPI est son plan de détection qui est constitué d'une matrice de 19 détecteurs en germanium de type n couvrant une aire totale de 508 cm². Chacun des 19 détecteurs est capable de fournir un spectre sur 26923 canaux d'une largeur de ~ 0.13 keV dans une bande passante allant de 0 MeV à 2 MeV et d'une largeur de ~ 0.52 keV entre 2 MeV et 8 MeV. Un blindage actif protège le plan de détection de tous photons incidents arrivant hors du champ de vue de SPI et permet de rejeter les événements de bruit de fond induit par les particules du rayonnement cosmique [Jean *et al.* 1997; Roques *et al.* 2003; Vedrenne *et al.* 2003; Lonjou 2005]. Grâce à son masque codé, situé à 1.71 m au-dessus du plan de détection et constitué de 63 pixels opaques pour 64 pixels transparents, SPI est capable de faire des images du ciel avec une résolution spatiale de $\sim 2.5^\circ$. Avec un champ de vue de 16° , cet instrument est idéal pour l'étude des émissions diffuses.

A partir des observations du centre Galactique réalisées par SPI au cours des mois de mars et avril 2003, Jean *et al.* [2003] publient le premier spectre de l'émission d'annihilation des positrons mesuré par SPI. En ajustant la distribution spatiale fournie par SPI à une Gaussienne bi-dimensionnelle de largeur à mi-hauteur de $(10^\circ)^2$ centrée sur le centre Galactique (le modèle leur donnant le meilleur ajustement), ils obtiennent le spectre d'annihilation représenté dans la Fig. 2.9.a. Avec ce spectre, ils mesurent la raie d'annihilation à une énergie de $511.06_{-0.19}^{+0.17}$ keV avec une largeur astrophysique⁴ à mi-hauteur de ~ 2.95 keV et un flux à 511 keV de $\sim 0.99 \times 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

A partir des mêmes mesures réalisées par SPI (mars et avril 2003), Knödlseeder *et al.* [2003] parviennent à réaliser la première carte détaillée de la distribution spatiale de l'émission à 511 keV dans le radian centrale de la Galaxie. Dans un premier temps, ils reconstituent une image du ciel en déconvoluant les données de SPI au moyen d'un algorithme de Richardson-Lucy. La carte ainsi obtenue montre que l'émission à 511 keV est concentrée dans les régions centrales de la Galaxie avec une extension de $\sim 9^\circ$ (FWHM), un flux maximum situé aux coordonnées Galactiques $l \simeq -1^\circ$ et $b \simeq 2^\circ$ et une intensité totale de $\sim 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. En convoluant une distribution de l'émission à 511 keV simulée (Fig. 2.9.b) par la réponse de SPI, Knödlseeder *et al.* [2003] montrent que la distribution spatiale de l'émission à 511 keV est cohérente avec celle d'un bulbe Gaussien de $(10^\circ)^2$ (FWHM) centré sur le centre Galactique, le décalage précédemment mesuré pouvant être expliqué par la convolution par la réponse de SPI. Dans un deuxième temps, après un ajustement de modèles pré-supposés de distribution spatiale aux données brutes de SPI, Knödlseeder *et al.* [2003] montrent que la distribution spatiale la plus vraisemblable correspond alors à celle d'une émission concentrée dans un bulbe Gaussien d'une extension de $(8_{-3}^{+4})^\circ$ (FWHM) centré en $l = -1.0^\circ \pm 1.3^\circ$ et $b = 1.4^\circ \pm 1.3^\circ$ avec un flux total de $1.03_{-0.22}^{+0.26} \times 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ces premières analyses ne leur permettent pas de mettre en évidence la présence d'une émission d'annihilation dans le disque Galactique ou la PLE; néanmoins, ils parviennent à donner une limite supérieure du flux à 511 keV du

⁴Largeur à mi-hauteur (FWHM) de la raie une fois que le spectre mesuré est déconvolué par la réponse spectrale de SPI.

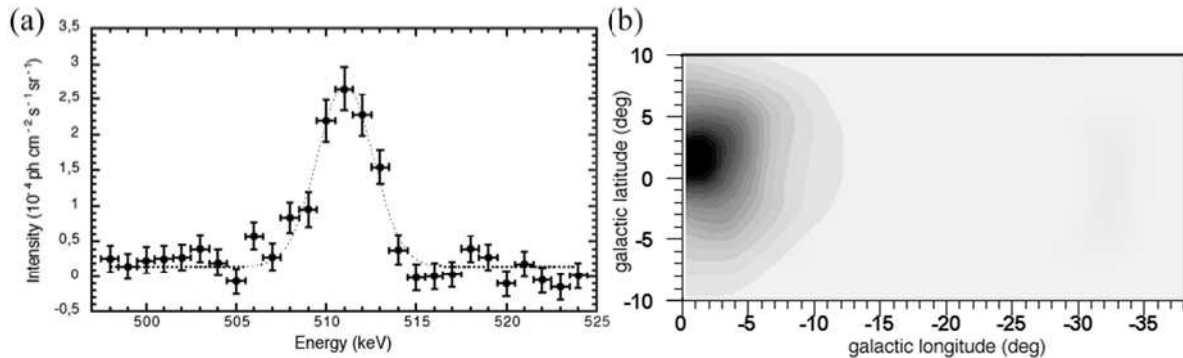


FIG. 2.9: Premiers résultats basés sur les observations de SPI, concernant (a) le spectre de l'émission d'annihilation des positrons Galactiques obtenu par Jean *et al.* [2003] et (b) la distribution spatiale de l'émission à 511 keV obtenue après déconvolution des données par un algorithme de *Richardson-Lucy* [Knödlseeder *et al.* 2003].

disque Galactique comprise entre $(2.8 - 3.4) \times 10^{-4} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dans les région centrale ($|l| \lesssim 30^\circ$) de la Galaxie ; cette limite supérieure dépendant fortement de la géométrie du disque et du bulbe considérée.

Par la suite, en accumulant dix mois d'observations réalisées par INTEGRAL, et en utilisant une méthode de déconvolution des données différente de celle utilisée par Knödlseeder *et al.* [2003], *the light-bucket method*, moins sensible aux fluctuations du bruit de fond, Teegarden *et al.* [2005] parviennent à reproduire la distribution en longitude de l'émission d'annihilation des positrons Galactiques. L'émission dans le disque Galactique n'est toujours pas détectée mais la limite supérieure du flux est $\sim 5.0 \times 10^{-4} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dans une région de la Galaxie comprise entre $-40^\circ < l < 40^\circ$ et $-20^\circ < b < 20^\circ$. Encore une fois, la PLE, dont l'existence est controversée, n'est toujours pas détectée par SPI.

En regroupant l'ensemble des observations du ciel réalisées par SPI depuis sa mise en orbite, qui fournissent un couverture de $\sim 95\%$ de la surface totale de la sphère céleste, Knödlseeder *et al.* [2005] réalisent une nouvelle carte de l'émission à 511 keV à partir d'une déconvolution des données spatiales basée sur l'algorithme de Richardson-Lucy (voir la Fig. 2.10). Sur l'ensemble de ces données, qui représentent un temps d'acquisition total de 15.3 Ms, l'émission à 511 keV est principalement distribuée dans un bulbe Galactique symétrique, centré sur le centre Galactique et d'une extension de $\sim 8^\circ$. Le disque Galactique est, pour la première fois, détecté par SPI. Mais le temps d'observation amassé sur l'ensemble du disque Galactique reste insuffisant pour y contraindre la géométrie de l'émission d'annihilation des positrons. Cette distribution spatiale de l'émission à 511 keV est également compatible avec plusieurs modèles (bulbe stellaire, halo, disque mince ou épais, ...). L'ensemble des cartes réalisées par Knödlseeder *et al.* [2005] ne mettent pas en évidence l'existence de la PLE ou la présence d'une source ponctuelle s'ajoutant à l'émission diffuse. Cependant, la statistique accumulée sur l'ensemble des données reste insuffisante pour isoler l'un des modèles listés dans la Fig. 2.11. Le flux mesuré dans le bulbe Galactique, $(1.05 \pm 0.06) \times 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, et le flux mesuré dans la totalité du disque, $(0.7 \pm 0.4) \times 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, fixent le rapport de flux B/D à une valeur comprise entre 1 et 3. Cette dernière valeur du rapport B/D pose de fortes contraintes sur

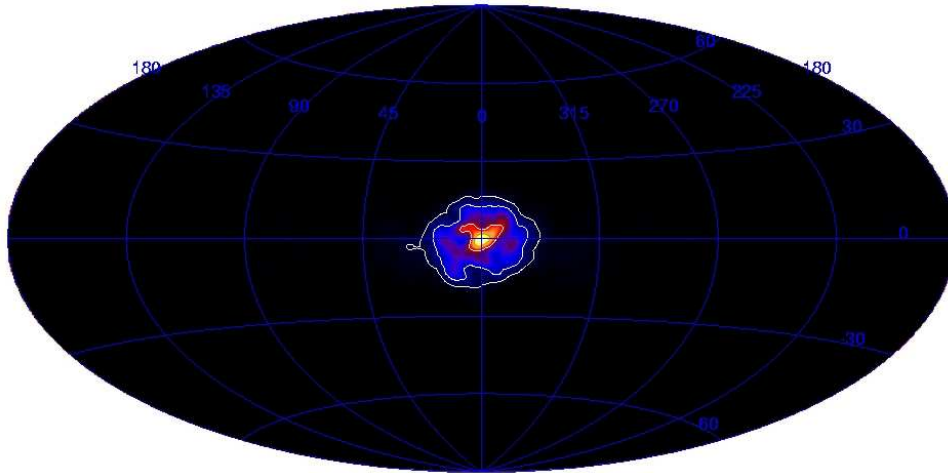


FIG. 2.10: Carte de la distribution spatiale de l'émission à 511 keV obtenue par déconvolution des données de SPI en utilisant un algorithme de Richardson-Lucy. D'après Knödlseeder *et al.* [2005].

les sources possibles des positrons. Et si Knödlseeder *et al.* [2005] parviennent à expliquer l'émission d'annihilation du disque Galactique par la décroissance radioactive β^+ du ^{26}Al et du ^{44}Ti , ils ne peuvent contraindre les sources pouvant être à l'origine des positrons du bulbe Galactique. Cependant, la valeur élevée du rapport B/D laisse penser que les positrons seraient essentiellement produits par une vieille population stellaire.

A partir du spectre de l'émission d'annihilation des positrons mesuré par SPI, Churazov *et al.* [2005] évaluent l'énergie de la raie d'annihilation à (510.954 ± 0.075) keV et la fraction de positronium à (94 ± 6) % en accord avec les mesures réalisées précédemment par *TGRS* [Harris *et al.* 1998]. En mesurant une largeur de raie de (2.37 ± 0.25) keV, par l'ajustement d'une Gaussienne, Churazov *et al.* [2005] suggèrent que les positrons s'annihilent dans un milieu d'une température comprise entre 7000 K et 40 000 K avec une fraction d'ionisation supérieure à 10 %.

Après les trois premières années de service de l'observatoire spatial INTEGRAL, le spectromètre SPI d'INTEGRAL apporte une nouvelle vision de l'émission d'annihilation des positrons Galactiques. Et, bien que SPI fournisse à la communauté une aide précieuse pour la détermination des conditions physiques dans lesquelles les positrons s'annihilent, les cartes du ciel dévoilant la distribution spatiale de l'émission d'annihilation soulèvent plus de questions qu'elles n'en résolvent. En effet, aucune population stellaire connue ne présente un rapport de flux B/D semblable à celui mesuré par SPI. Et si l'origine des positrons du disque Galactique peut être expliquée par la décroissance radioactive des isotopes ^{26}Al et ^{44}Ti , quelles sont les sources des positrons présents dans le bulbe Galactique ?

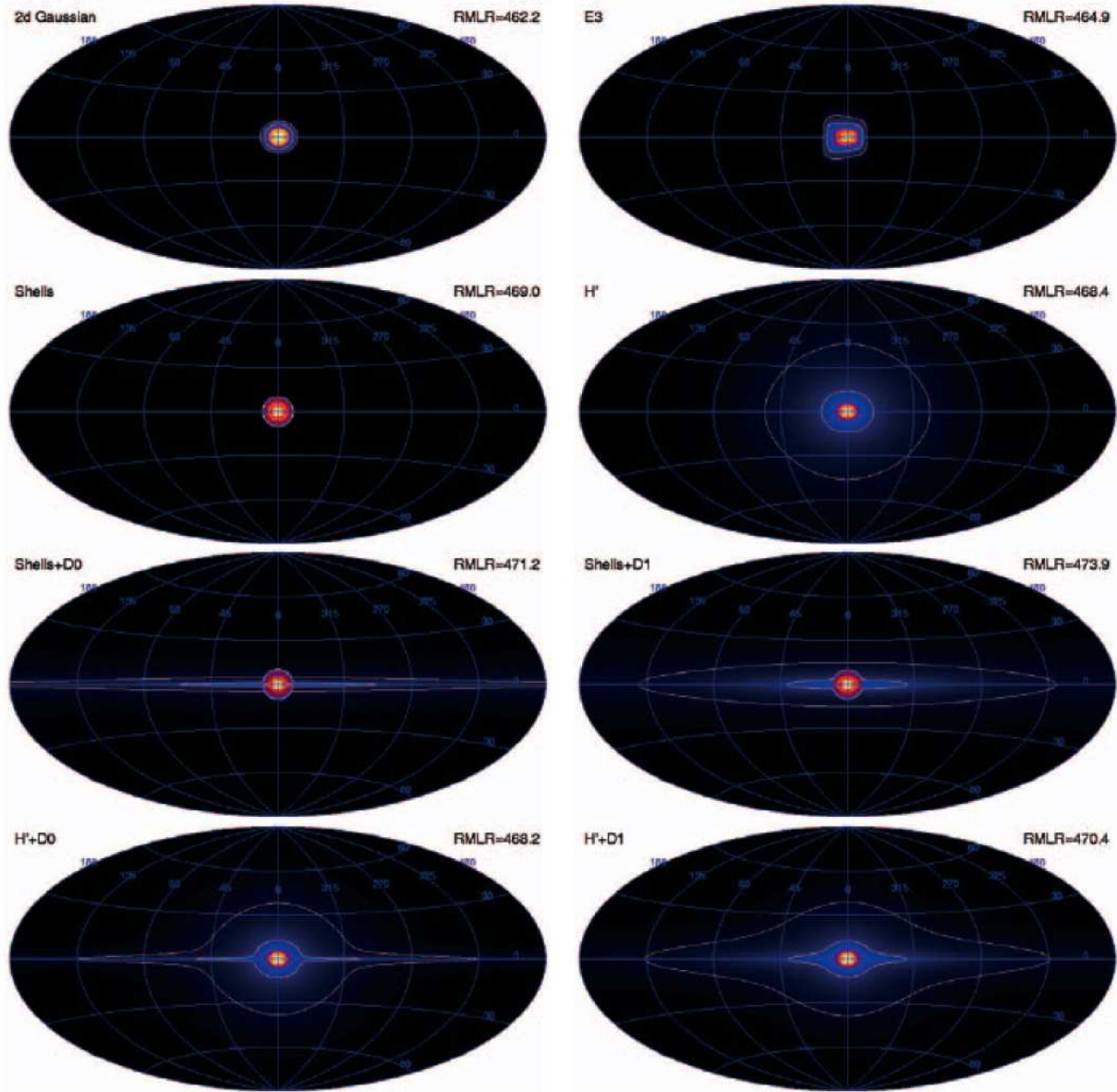


FIG. 2.11: Modèle de distribution spatiale de l'émission d'annihilation électron-positron donnant le meilleur ajustement avec les données de SPI. Les ajustements sont obtenus par un algorithme de maximisation de la vraisemblance dont la valeur résultante RMLR (*Reduced Maximum-Likelihood Ratio*) est indiquée sur chaque figure. Le modèle *2d Gaussian* est un bulbe Gaussien bi-dimensionnel et asymétrique, *E3* est un modèle de bulbe stellaire, *Shells* est un modèle de bulbe constitué d'anneaux concentriques et *H'* est un modèle de halo. *D0* et *D1* sont des modèles de disque mince et épais, respectivement. D'après Knödlseder *et al.* [2005].

Chapitre 3

Le milieu d'annihilation des positrons : le milieu interstellaire

Who are we ?

We find that we live on an insignificant planet
of a humdrum star lost in a galaxy.

C. Sagan, 1934-1996

3.1	Le milieu interstellaire dans la Galaxie	20
3.1.1	La phase chaude	21
3.1.2	La phase ionisée tiède	22
3.1.3	La phase atomique tiède	22
3.1.4	La phase atomique froide	22
3.1.5	La phase moléculaire	23
3.1.6	La distribution spatiale du gaz interstellaire dans le disque Galactique	23
3.2	Le contenu en gaz du bulbe Galactique	25
3.2.1	Le gaz ionisé	28
3.2.2	Le gaz atomique	29
3.2.3	Le gaz moléculaire	30
3.3	La distribution spatiale du milieu interstellaire dans le bulbe Galactique	31
3.3.1	Le gaz ionisé	32
3.3.2	La zone centrale moléculaire	34
3.3.3	La barre Galactique <i>gazeuse</i>	36
3.3.4	Les profils de densité du gaz	39

Au cours de la Sect. 5.2, nous verrons que la distribution en énergie des photons émis lors de l'annihilation des positrons dépend des propriétés physiques (densité, température,

abondance, ...) du milieu dans lequel s'annihilent les positrons. Le présent chapitre a pour but de décrire le milieu interstellaire de notre Galaxie et, plus particulièrement, les régions centrales de notre Galaxie où la majorité des positrons semblent s'annihiler.

3.1 Le milieu interstellaire dans la Galaxie

Depuis des millénaires, la Voie Lactée (notre Galaxie), cette bande lumineuse qui parcourt le ciel nocturne, a éveillé la curiosité des astronomes. Démocrite [460-370 Av. J.C] fut le premier à décrire la Voie Lactée comme étant un regroupement d'étoiles suffisamment proches les unes des autres pour être indiscernables à l'oeil nu et paraître comme une tache diffuse. Cette idée sera abandonnée pendant de nombreuses années jusqu'à ce que Galiléo Galilée [1564-1642] pointe sa lunette sur la Voie Lactée pour s'apercevoir qu'elle se compose de milliers d'étoiles. L'intérêt *scientifique* pour notre Galaxie fut initié par W. Herschel [1780-1820] avec ses études observationnelles qui permirent de dresser l'une des premières cartes de la distribution spatiale des étoiles dans la Galaxie. De nombreux astronomes ont alors tenté de définir la nature de notre Galaxie ainsi que ses dimensions (voir Chabert, 2003) en se basant sur l'observation du ciel (Wright [1711-1786]), des études statistiques des populations stellaires (Struve [1793-1864]; Kapteyn [1851-1922]; Charlier [1862-1934]; Eddington [1882-1944]; Shapley [1885-1972]; Pannekoek [1873-1960]) ou la détermination des vitesses de rotation des étoiles dans notre Galaxie (Jeans [1877-1946]; Lindblad [1895-1965]; Oort [1900-1992]). Il faudra cependant attendre les années 1930 pour que la communauté des astronomes se mette d'accord sur un modèle *standard* de notre Galaxie.

Les galaxies sont des ensembles autogravitants. D'une façon schématique, notre Galaxie se compose d'un *bulbe* et d'un *disque*. Ils sont tous deux contenus dans le *halo* Galactique. La partie centrale de la Galaxie, très lumineuse, se compose du bulbe Galactique qui peut être représenté par un ellipsoïde d'un demi grand axe de ~ 3 kpc. Le rayon du disque est d'environ 20 kpc et son épaisseur fait quelques centaines de parsecs. Enfin, le halo est un système sphéroïdal d'un rayon bien supérieur à celui du disque Galactique, mais ses limites exactes ne sont pas encore déterminées avec précision. Le Soleil se trouve dans le disque, à une distance d'environ 8.5 kpc du centre Galactique et à une hauteur d'environ 15 pc par rapport au plan du disque Galactique. Les composantes les plus visibles de notre Galaxie sont les étoiles. Mais la Voie Lactée n'est pas uniquement composée d'étoiles.

L'espace qui sépare les étoiles est occupé par le *milieu interstellaire*. Le milieu interstellaire est distribué de manière irrégulière, inhomogène, et se compose de gaz et de grains de poussière. Les observations réalisées à différentes longueurs d'onde montrent que l'essentiel du milieu interstellaire se concentre au voisinage du plan Galactique. La masse du milieu interstellaire représente $\sim 10\%$ à 15% de la masse totale du disque Galactique [Ferrière 2001]. Environ 50% de la masse du milieu interstellaire est distribuée dans des nuages denses qui n'occupent qu'une fraction négligeable du volume total ($\sim 1\%$ à 2%). L'autre moitié est distribuée dans un milieu diffus, moins dense, que l'on appellera par la suite le milieu *inter-nuage*. Au voisinage du Soleil, le milieu interstellaire se compose

à ~ 90 % d'hydrogène, ~ 10 % d'hélium et ~ 0.1 % de métaux¹. Notons que le milieu interstellaire se présente essentiellement sous la forme de gaz. Toutefois, ~ 0.5 % à 1 % de la masse totale du milieu interstellaire est condensée sous forme de grains de poussière. Le milieu interstellaire est agité de mouvements macroscopiques provoqués par les vents stellaires et les explosions de supernova (voir Chapitre 6).

L'un des premiers modèles du milieu interstellaire fut présenté par McKee & Ostriker [1977]. Depuis la publication de ce modèle, notre compréhension du milieu interstellaire a beaucoup progressé et les modèles décrivant la physique du milieu interstellaire ont beaucoup évolué. Aujourd'hui, nous savons que le milieu interstellaire se compose d'au moins cinq phases : la phase chaude (HM pour *Hot Medium*), la phase ionisée tiède (WIM pour *Warm Ionized Medium*), la phase atomique tiède (WNM pour *Warm Neutral Medium*), la phase atomique froide (CM pour *Cold Medium*) et la phase moléculaire (MM pour *Molecular Medium*). On qualifie ces différents milieux de *phase* car chacun d'eux se trouve grossièrement à l'équilibre de pression. Cependant, le milieu moléculaire est un cas particulier car le gaz moléculaire se regroupe sous la forme de nuages denses et compacts dans lesquels la force gravitationnelle joue un rôle important.

3.1.1 La phase chaude

L'existence d'un gaz chaud ($\sim 10^6$ K) fut proposée par Spitzer [1956] pour expliquer la stabilité des bras spiraux et des nuages présents dans le halo Galactique. Le gaz chaud exerce une pression à la surface des nuages atomiques présents dans le halo, leur permettant de ne pas se dilater jusqu'à l'évaporation. En général, on étudie le gaz chaud à partir de son émission thermique détectable dans le domaine des rayons X. Cette émission thermique X, due au rayonnement de bremsstrahlung et aux interactions entre électrons libres et liés, permet d'estimer sa température de $\sim 0.7 \times 10^6$ K à 2×10^6 K [Heiles 2001]. Il doit également exister une composante du gaz chaud à des températures $\lesssim 0.7 \times 10^6$ K car le gaz chaud se refroidit avec le temps. Cependant, à des températures plus basses, le gaz chaud ne peut être détecté par son émission X. En raison de sa température élevée, le gaz chaud est fortement ionisé avec une fraction d'ionisation de $\simeq 1$. D'une façon générale, la fraction d'ionisation est définie par :

$$f_{\text{ion}} = \frac{n_{\text{i}}}{n_{\text{i}} + n_{\text{n}}} \quad , \quad (3.1)$$

où n_{i} est la densité en ions et n_{n} est la densité en neutres.

Le gaz chaud est un milieu peu dense (quelques 10^{-3} cm⁻³) et très ténu qui occupe une grande fraction du volume de notre Galaxie. Dans le disque Galactique, au niveau de l'orbite Solaire, le gaz chaud occupe ~ 30 % du volume total du milieu interstellaire [Ferrière 1998b]. Cette valeur augmente rapidement en s'éloignant du plan du disque pour atteindre des valeurs $\sim 80 - 90$ % à une hauteur de 2 kpc.

¹Ici, l'appellation *métaux* désigne l'ensemble des éléments chimiques plus *lourds* que l'hélium.

3.1.2 La phase ionisée tiède

En plus d'un milieu chaud, il existe une seconde composante qui contient une grande fraction du gaz ionisé : la *phase ionisée tiède*. Le scintillement des étoiles témoigne de l'existence d'un milieu ionisé diffus le long de la ligne de visée. Les mesures de dispersion du rayonnement radio des pulsars permettent d'estimer la densité en électrons libres présents le long de la ligne de visée [Cordes *et al.* 1991; Cordes & Lazio 1993, 2003]. Cependant, cette méthode ne permet pas de faire la distinction entre le gaz chaud et le gaz ionisé tiède. Le recours à la détection de l'émission X est alors nécessaire pour identifier la composante chaude.

L'observation de la raie de recombinaison $H\alpha$ reste la meilleure méthode pour étudier le milieu ionisé tiède. La température du milieu ionisé tiède est obtenue grâce à une analyse spectrale permettant de déterminer l'élargissement des raies d'émission $H\alpha$ et de S_{II} . Les élargissements de ces deux raies sont dus à un effet Doppler provoqué par l'agitation thermique des particules du gaz et les mouvements turbulents du milieu. La température d'équilibre du gaz ionisé tiède est ~ 8000 K. Dans le disque Galactique, le milieu ionisé tiède occupe ~ 12 % du volume interstellaire total [Ferrière 1998b].

3.1.3 La phase atomique tiède

Le gaz atomique est le composant le plus abondant, en masse, du milieu interstellaire. Il se répartit en deux phases : la phase atomique tiède et la phase atomique froide (Sect. 3.1.4).

A l'état fondamental, la structure hyperfine de l'atome d'hydrogène peut se trouver dans deux états de spins différents : (1) les spins de l'électron et du proton sont parallèles et (2) les spins de l'électron et du proton sont antiparallèles. L'état de spins parallèles est l'état de plus haute énergie. La différence des niveaux d'énergie entre les deux états de spins est 6×10^{-6} eV. L'atome d'hydrogène peut passer d'un état à l'autre en émettant ou en absorbant un photon d'une longueur d'onde de 21 cm.

L'hydrogène atomique dans la Galaxie est détectable grâce à sa raie d'émission à une longueur d'onde de 21 cm. Cette raie d'émission présente généralement deux composantes distinctes : une raie large et une raie fine. La raie large est associée au milieu atomique tiède, d'une température d'équilibre ~ 8000 K. La température de la phase atomique tiède est trop élevée pour que le gaz tiède présente des raies d'absorption (notons toutefois une exception avec la détection d'une raie d'absorption du milieu ionisé tiède par Mebold & Hills [1975]). On peut alors combiner les mesures en émission avec des mesures en absorption pour identifier et soustraire la composante froide (voir Sect. 3.1.4).

Le gaz atomique tiède est une composante diffuse du milieu interstellaire. La fraction du volume occupée par la phase atomique tiède représente ~ 60 % du volume interstellaire dans le disque [Ferrière 1998b].

3.1.4 La phase atomique froide

Le milieu atomique froid est détectable grâce aux raies d'émission **et** d'absorption de la structure hyperfine de l'atome d'hydrogène (voir Sect. 3.1.3). La phase atomique froide est

responsable de la raie fine centrée à 21 cm qui est observée dans le spectre en émission. Le milieu atomique froid est également détectable avec la raie d'absorption centrée à 21 cm. L'intensité de la raie d'absorption permet d'estimer la densité de colonne de H I présent dans la phase atomique froide, à condition de connaître la température. La mesure de la largeur de la raie d'absorption à 21 cm permet d'estimer une température du milieu froid variant entre ~ 60 K et 100 K.

Le milieu atomique froid est extrêmement inhomogène. Il se présente sous la forme de nuages denses ($\sim 20 \text{ cm}^{-3}$ – 50 cm^{-3} au voisinage du Soleil) et occupe seulement ~ 1 % du volume interstellaire dans le disque Galactique [Ferrière 1998b].

3.1.5 La phase moléculaire

La molécule de dihydrogène (H_2) présente dans le milieu interstellaire est produite à la surface des grains de poussière qui jouent un rôle de catalyseur et protègent la molécule des rayonnements ultraviolets (UV) environnants. Une fois formée, la molécule de H_2 peut se présenter sous deux états de spins différents (spins antiparallèles et spins parallèles). Les transitions entre ces deux niveaux de spins sont fortement improbables et la molécule est pratiquement *gelée* dans son état de spins [Lequeux *et al.* 2002]. Les transitions électroniques de la molécule de H_2 produisent des raies d'émission qui sont observables dans le domaine de l'UV. Malheureusement, le rayonnement UV est fortement absorbé par le gaz neutre du milieu interstellaire. Il est donc très difficile de détecter directement la molécule de H_2 . La méthode indirecte la plus communément utilisée pour sonder la phase moléculaire consiste à étudier les raies d'émission de la molécule de CO.

La molécule de monoxyde de carbone (CO) est la molécule la plus abondante dans le milieu interstellaire après la molécule de H_2 . La transition rotationnelle $\text{CO}(J = 1 \rightarrow 0)$ produit une raie en émission centrée à une longueur d'onde de 2.6 mm. Sous l'hypothèse que les molécules de CO et H_2 coexistent dans les mêmes milieux, il est possible d'estimer la densité de colonne de H_2 [$N(\text{H}_2)$] à partir de l'intensité mesurée de la raie à 2.6 mm (I_{CO}) :

$$N(\text{H}_2) = X_{\text{CO}} \times I_{\text{CO}} \quad , \quad (3.2)$$

avec X_{CO} un facteur de conversion. La Galaxie possède un gradient de métallicité radial centripète avec, au niveau de l'orbite solaire, $X_{\text{CO}} \simeq 2.2 \times 10^{20} \text{ H}_2 \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$. Notons qu'il y a encore des incertitudes sur la détermination de la densité de colonne de H_2 car il n'est pas certain que les molécules de H_2 coexistent systématiquement avec les molécules de CO [Grenier *et al.* 2005].

A petites échelles, le gaz moléculaire est confiné dans des nuages discrets, denses ($\sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$ – 10^6 cm^{-3}) et massifs ($\sim 0.3 M_{\odot}$ – $10^6 M_{\odot}$), d'une température avoisinant les ~ 20 K. Le volume occupé par la phase moléculaire est extrêmement petit ($\ll 1$ %) dans le disque Galactique [Ferrière 1998b].

3.1.6 La distribution spatiale du gaz interstellaire dans le disque Galactique

La Fig. 3.1 présente la distribution radiale de la densité de colonne des trois états, ionisé (H II), neutre (H I) et moléculaire (H_2), du gaz interstellaire dans le disque Galactique. Nous

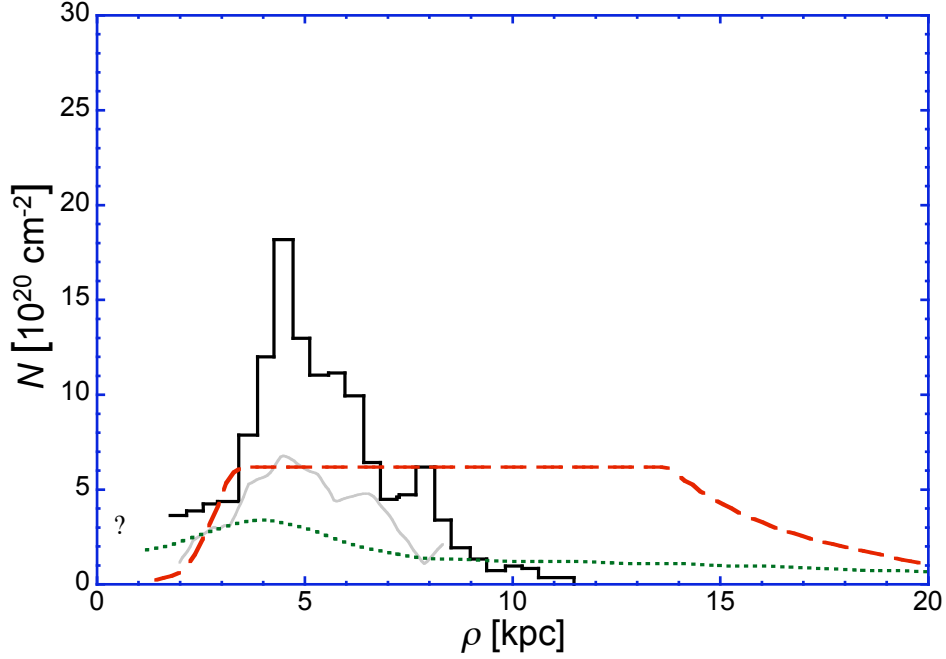


FIG. 3.1: Densité de colonne des noyaux d'hydrogène présents dans le disque Galactique sous la forme de HII (*trait pointillé*), HI (*trait tireté*) et H₂ [d'après Bronfman *et al.*, 1988 (*trait continu épais*) et d'après Clemens *et al.*, 1988 (*trait continu fin*)] en fonction du rayon Galactocentrique ρ . D'après Ferrière [2001].

invitons les lecteurs à consulter les articles de Ferrière [2001] et de Cordes & Lazio [2003] pour avoir une description plus précise des modèles de distribution spatiale des phases du milieu interstellaire dans le disque Galactique. La Table 3.1 résume quelques propriétés physiques des cinq phases du milieu interstellaire.

La distribution spatiale des régions HII suit à peu près la distribution spatiale des étoiles jeunes et chaudes qui ionisent le milieu interstellaire avec leur rayonnement UV. La distribution radiale de la densité de colonne du gaz ionisé présente un maximum à un rayon Galactocentrique de ~ 4.5 kpc. L'échelle de hauteur de ces régions HII est de ~ 150 pc [Cordes *et al.* 1991; Taylor & Cordes 1993]. Cependant, les mesures de dispersion

Phase	Température [K]	Densité vraie en hydrogène [cm ⁻³]	Masse totale [M _⊙]
Chaude	$\sim 10^6$	quelques 10^{-3}	
Tiède ionisée	~ 8000	0.2 – 0.5	$\gtrsim 1.6 \times 10^9 M_{\odot}$
Tiède atomique	6000 – 10^4	0.2 – 0.5	} $\gtrsim 6.0 \times 10^9 M_{\odot}$
Froide atomique	50 – 100	20 – 50	
Moléculaire	10 – 20	10^2 – 10^6	$(1.3 - 2.5) \times 10^9 M_{\odot}$

TAB. 3.1: Propriétés physiques des différentes phases du milieu interstellaire dans le disque Galactique. D'après Ferrière [2001].

réalisées sur le rayonnement radio émis par des pulsars ont permis de mettre en évidence la présence d'un milieu diffus ionisé non corrélé aux régions HII avec une échelle de hauteur de ~ 1 kpc [Cordes *et al.* 1991].

Dans le disque Galactique, la distribution radiale du gaz atomique est approximativement uniforme à l'intérieur de l'orbite solaire. La distribution du gaz atomique dans le disque Galactique peut être modélisé à partir de trois disques avec des échelles de hauteur de ~ 127 pc, ~ 318 pc et ~ 430 pc [Dickey & Lockman 1990].

Dans le disque Galactique, la distribution du milieu moléculaire suit approximativement celle du gaz ionisé, la densité de colonne est maximale à un rayon Galactocentrique ~ 4.5 kpc. Cette sur-densité en gaz moléculaire constitue ce que l'on appelle l'*anneau moléculaire*. Dans le disque Galactique, l'échelle de hauteur du gaz moléculaire, au niveau de l'orbite solaire, est ~ 70 pc – 80 pc [Bronfman *et al.* 1988; Clemens *et al.* 1988].

3.2 Le contenu en gaz du bulbe Galactique

C'est lorsqu'on regarde vers le centre de notre Galaxie que la quantité de matière (gaz, poussière, étoiles) présente le long de la ligne de visée est la plus importante. Cette matière, responsable de l'extinction interstellaire, rend difficile notre *exploration* des régions centrales de notre Galaxie. Heureusement les progrès technologiques et scientifiques réalisés ces dix dernières années nous ont permis de pénétrer plus en profondeur le milieu interstellaire et d'améliorer nos connaissances concernant le gaz interstellaire dans le bulbe Galactique.

Le bulbe Galactique représente la zone de notre Galaxie qui se situe à l'intérieur d'un rayon Galactocentrique de ~ 3 kpc. De nombreuses observations indiquent que les régions externes du bulbe Galactique ($1.5 \text{ kpc} < \rho < 3 \text{ kpc}$) sont très pauvres en matière interstellaire. On observe cependant une forte concentration de gaz interstellaire dans les régions internes ($\rho \lesssim 0.3 \text{ kpc}$) du bulbe [Mezger *et al.* 1996; Morris & Serabyn 1996]. Le gaz atomique semble être distribué dans un disque incliné pouvant s'étendre jusqu'à un rayon de ~ 1.5 kpc [Burton & Liszt 1978; Liszt & Burton 1980]. Une grande fraction du gaz moléculaire est concentrée dans une région centrale que l'on appelle *zone centrale moléculaire* (CMZ pour *Central Molecular Zone*) et qui se situe à l'intérieur d'un rayon Galactocentrique de ~ 200 pc. La CMZ serait elle même composée d'un disque interne entouré par un anneau d'un rayon moyen de ~ 180 pc (par la suite, on nommera cet anneau *l'anneau à 180 pc*).

Selon Launhardt *et al.* [2002], ~ 90 % de la masse totale d'hydrogène présent dans la CMZ (estimée à $\sim 6 \times 10^7 M_{\odot}$ à partir de l'émission infrarouge de la poussière mesurée par *IRAS* et *COBE DIRBE*) est condensée sous la forme de nuages moléculaires compacts occupant une faible fraction du volume total de la CMZ. Les 10 % restants sont distribués dans le milieu inter-nuage d'une densité moyenne, en hydrogène, de $\sim 10 \text{ cm}^{-3}$. Ce milieu inter-nuage est chauffé, et certainement ionisé, par le rayonnement UV des étoiles présentes dans la CMZ.

L'ensemble des observations réalisées à différentes longueurs d'onde indiquent que le gaz interstellaire n'est pas distribué de manière symétrique par rapport au centre Galactique. De plus, les études de la distribution des nuages, en termes de distributions spatiale

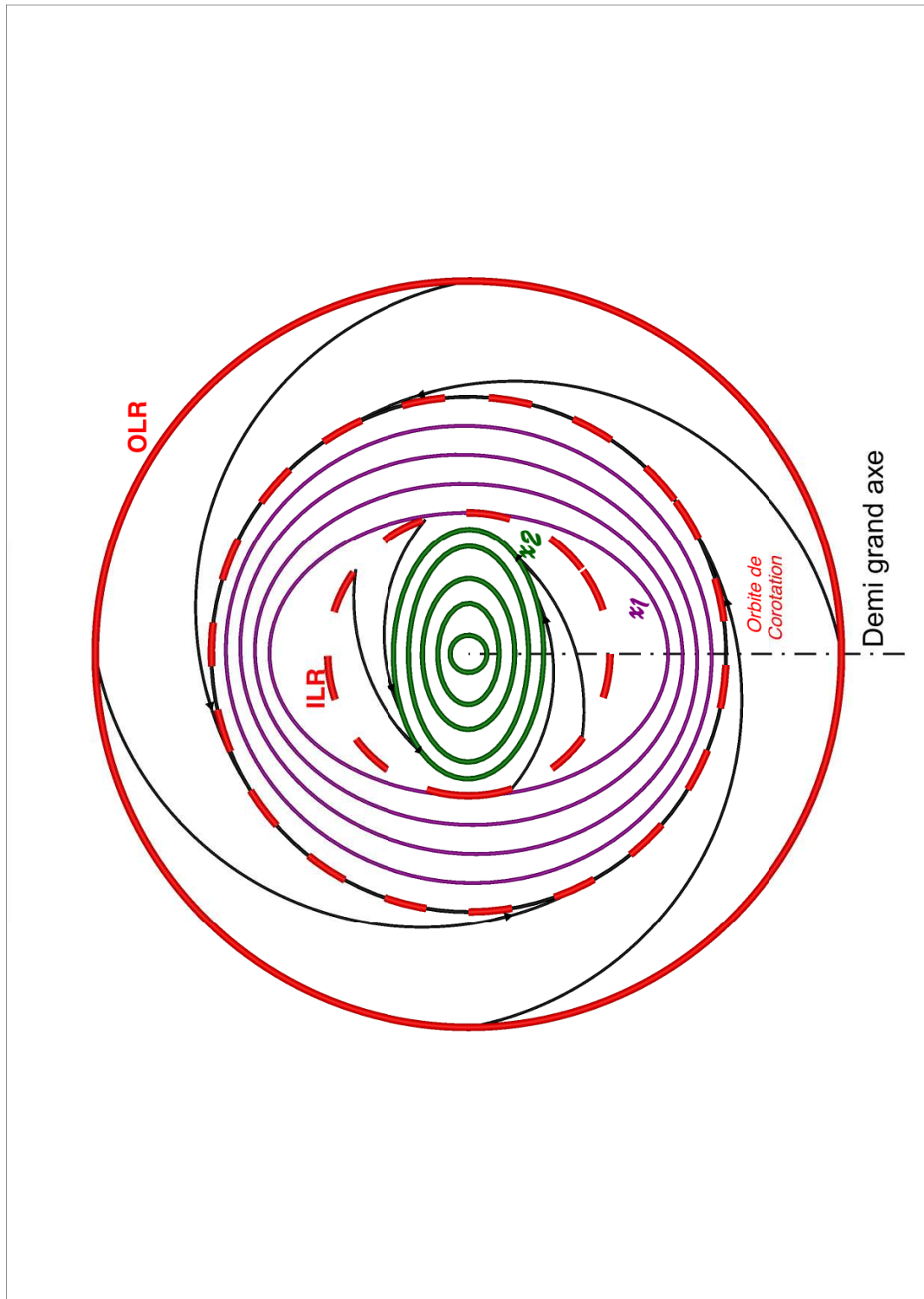


FIG. 3.2: Vue schématique, non à l'échelle, des différentes orbites du gaz interstellaire au voisinage du centre Galactique. Depuis l'extérieur vers l'intérieur, les orbites de couleur *rouge* représentent les orbites OLR, de corotation et ILR, respectivement. Les orbites x_1 sont représentées en *mauve*. Les orbites x_2 sont représentées en *vert*.

et de vitesses, montrent que le gaz interstellaire évolue autour du centre Galactique sur des orbites non circulaires. A partir de ces deux constats – une distribution non symétrique et des orbites non circulaires – il fut déduit que le gaz interstellaire évolue dans le potentiel gravitationnel d'une *barre Galactique*.

En effet, les calculs théoriques et les simulations numériques montrent que les particules du gaz interstellaire, tournant autour du centre Galactique à la vitesse angulaire Ω_0 et soumis au potentiel gravitationnel d'une barre tournant à la vitesse angulaire Ω_b , se positionnent sur deux familles d'orbites stables : les orbites dites x_2 et les orbites dites x_1 . On distingue également trois orbites particulières : l'orbite de *résonance interne de Lindblad* (ILR pour *Inner Lindblad Resonance*) sur laquelle $\Omega_b = \Omega_0 - \kappa_0/2$, l'orbite de *co-rotation* sur laquelle $\Omega_b = \Omega_0$ et l'orbite de *résonance externe de Lindblad* (OLR pour *Outer Lindblad Resonance*) sur laquelle $\Omega_b = \Omega_0 + \kappa_0/2$. Ici, κ_0 est la fréquence épicyclique² du gaz.

Les orbites x_2 , vraisemblablement associées à la CMZ, se situent à l'intérieur de l'ILR. Elles sont elliptiques avec leur grand axe orienté perpendiculairement au grand axe de la barre Galactique. Les orbites x_1 , vraisemblablement associées à la barre Galactique, sont également elliptiques et se situent à l'extérieur de l'ILR. Généralement, leur grand axe est parallèle au grand axe de la barre Galactique. Entre l'orbite de co-rotation et l'OLR, les orbites x_1 sont instables [Contopoulos & Mertzaniades 1977; Contopoulos & Papayannopoulos 1980; Athanassoula 1992]. La Fig. 3.2 schématise les différentes orbites du gaz interstellaire dans le potentiel gravitationnel d'une barre Galactique.

Le gaz interstellaire, soumis au potentiel gravitationnel de la barre Galactique, évolue sur les orbites x_1 stables. A cause de processus de dissipation d'énergie, le gaz migre lentement vers des orbites x_1 internes, de plus petites dimensions, qui nécessitent moins d'énergie pour maintenir le mouvement du gaz autour du centre Galactique. Lorsque le gaz passe sur des orbites x_1 internes à l'ILR, il se retrouve sur des orbites instables où les processus de dissipation d'énergie sont plus importants. C'est alors que le gaz interstellaire chute rapidement dans la direction du centre Galactique jusqu'à ce qu'il se positionne sur les orbites stables x_2 . Parce que les orbites x_2 sont plus circulaires que les orbites x_1 , les processus de dissipation d'énergie y sont moins importants et le gaz migre plus lentement vers le centre Galactique [Binney *et al.* 1991]. Ce phénomène permet d'expliquer la grande densité en gaz interstellaire observée dans la CMZ.

Plusieurs modèles simulant la dynamique de la Galaxie et la rotation du gaz dans le potentiel de la barre Galactique ont été développés pour reproduire la distribution de vitesses des nuages au voisinage du centre Galactique. Ces différents modèles ont été utilisés pour estimer les dimensions spatiales de la barre Galactique et de la CMZ. Nous n'en ferons pas la description ici mais nous invitons les lecteurs à consulter l'article de Ferrière *et al.* [2007] (présenté en Annexe A) pour prendre connaissance de ces différents modèles.

Nous allons maintenant nous intéresser au contenu en gaz du bulbe Galactique.

²fréquence à laquelle une masse en orbite oscille radialement.

3.2.1 Le gaz ionisé

A partir de mesures de dispersion de l'émission radio de l'ensemble des pulsars et des sources radios Galactiques et extragalactiques connues en 2001, Cordes & Lazio [2002, 2003] établirent un modèle (par la suite appelé NE2001) non axisymétrique de la distribution des électrons libres dans notre Galaxie, améliorant ainsi les précédents modèles présentés par Cordes *et al.* [1991] et Taylor & Cordes [1993]. Le modèle NE2001 se compose d'une composante moyenne à grande échelle (elle même constituée de deux disques axisymétriques, de cinq bras spiraux et d'une composante décrivant le *centre Galactique*), du milieu interstellaire local et de régions de sur-densités et de sous-densités en électrons libres. Les dimensions du bulbe Galactique étant limitées à ~ 3 kpc, nous ne nous intéresserons ici qu'aux composantes à grande échelle, modélisant la distribution des électrons libres à l'intérieur d'un rayon de 3 kpc (voir Eq.[7], [8], [9] et [10] dans Ferrière *et al.*, 2007, Annexe A). Notons que la densité moyenne des électrons libres de la composante *centre Galactique* n'est dominante qu'au voisinage du plan Galactique, à l'intérieur d'un rayon de ~ 340 pc. Au-delà, la densité des électrons libres présents dans le bulbe Galactique est dominée par les deux disques. Ces deux disques ne sont que les prolongations des disques Galactiques de HII dans les régions internes du bulbe.

Le gaz ionisé peut se répartir dans la phase ionisée tiède et la phase chaude. En première approximation, on suppose que l'hydrogène est totalement ionisé et que l'hélium est neutre dans la phase ionisée tiède. Dans la phase chaude, on suppose que l'hydrogène et l'hélium sont tous deux totalement ionisés. Sachant que le milieu interstellaire contient ~ 10 % d'hélium, on peut estimer la densité moyenne de HII ($\langle n_{\text{H}^+} \rangle$) à partir de la densité moyenne des électrons libres ($\langle n_{e^-} \rangle$) du modèle NE2001 :

$$\langle n_{\text{H}^+} \rangle = \frac{\langle n_{e^-} \rangle}{1 + 0.2f_{\text{HM}}} \quad , \quad (3.3)$$

où f_{HM} est la fraction de gaz ionisé présent dans la phase chaude. La valeur de cette fraction n'est malheureusement pas connue. La fraction f_{HM} est comprise dans l'intervalle $0 - 1$ et la densité moyenne de HII est comprise entre $\langle n_{e^-} \rangle$ (pour $f_{\text{HM}} = 0$) et $0.83\langle n_{e^-} \rangle$ (pour $f_{\text{HM}} = 1$).

L'intégration volumique des Eqs. [8], [9] et [10] données par Ferrière *et al.* [2007] (Annexe A) combinée à l'Eq. [3.3] permet d'estimer la masse de HII contenu dans le bulbe Galactique. En supposant que l'ensemble du gaz ionisé est distribué dans la phase ionisée tiède ($f_{\text{HM}} = 0$), la masse de HII contenu à l'intérieur d'un rayon de 3 kpc est $\sim 7.3 \times 10^7 M_{\odot}$. La masse de HII est de $\sim 2.6 \times 10^6 M_{\odot}$ à l'intérieur d'un rayon de 500 pc, et elle est de $\sim 6.6 \times 10^5 M_{\odot}$ à l'intérieur d'un rayon de 150 pc. Notons que la masse de la composante *centre Galactique* de NE2001 est de $\sim 7.5 \times 10^5 M_{\odot}$ à l'intérieur d'un rayon de 500 pc et est négligeable à l'extérieur.

Les mesures réalisées par *ROSAT* mirent en évidence l'existence d'une émission diffuse X dans la direction du centre Galactique. Dans un premier temps, l'étude de la composante thermique de cette émission permit à Snowden *et al.* [1997] d'associer cette émission X à du gaz chaud d'une température de $\sim 4 \times 10^6$ K. Après avoir corrigé les données de *ROSAT* de l'absorption de l'émission X due à la présence de gaz HI et H₂, Snowden *et al.* [1997] réalisèrent un modèle simple de distribution spatiale du gaz chaud à partir duquel on peut déduire une masse en HII de $\sim 8 \times 10^6 M_{\odot}$ à l'intérieur d'un rayon de 3 kpc.

Par la suite, en étudiant l’obscurcissement de l’émission diffuse X (mesurée entre 0.75 keV et 1.5 keV par *ROSAT*) par les complexes de nuages moléculaires du centre Galactique, Almy *et al.* [2000] confirmèrent l’existence de ce gaz chaud. Ils supposèrent que ce gaz chaud était dans un état polytropique ($P \propto \rho_m^{5/3}$, avec P la pression et ρ_m la densité massique du gaz) à l’équilibre hydrostatique, dans le potentiel gravitationnel de notre Galaxie (décrit par le modèle de Wolfire *et al.* [1995]). Un ajustement des données de *ROSAT* par des simulations d’émission X du gaz leur permit de déduire la température électronique ($\sim 8.2 \times 10^6$ K) et la densité électronique ($\sim 1.1 \times 10^{-2}$ cm $^{-3}$) centrales. A partir du modèle d’Almy *et al.* [2000] et de l’Eq. [3.3], on déduit une masse de HII $\sim 1.2 \times 10^7 M_\odot$ à l’intérieur du volume $\rho \lesssim 3$ kpc, $|z| \lesssim 5$ kpc. Le modèle d’Almy *et al.* [2000] suggère que la composante chaude représente ~ 17 % de la masse totale du gaz ionisé.

Au voisinage du centre Galactique, les mesures du rayonnement X dur réalisées par le satellite *Ginga* mirent en évidence la présence d’un milieu ionisé très chaud ($\sim 10^8$ K) [Koyama *et al.* 1989]. Les observations réalisées par le satellite *ASCA* confirmèrent l’existence de ce plasma très chaud et permirent d’estimer une densité électronique de ~ 0.3 cm $^{-3}$ à 0.4 cm $^{-3}$ [Koyama *et al.* 1996]. En étudiant la distribution spatiale de la raie d’émission $K\alpha$ de l’ion FeXXV, centrée à une énergie de 6.7 keV, Yamauchi *et al.* [1990] conclurent que la distribution spatiale observée de la raie à 6.7 keV était compatible avec une Gaussienne 2D avec des FWHM ~ 270 pc \times 150 pc. En supposant que la densité électronique moyenne de $(0.3 - 0.4)$ cm $^{-3}$ est répartie selon un profil Gaussien 3D de $(270 \text{ pc})^2 \times 150$ pc (FWHM), une intégration sur le volume nous donne une masse en HII de la composante très chaude de $\sim (8 - 11) \times 10^4 M_\odot$ à l’intérieur d’un rayon de 150 pc ; ce qui représente ~ 7 % à 10 % de la masse totale du gaz ionisé.

3.2.2 Le gaz atomique

A partir des mesures réalisées par *NRAO* concernant la raie en émission à 21 cm de HI, Burton & Liszt [1978] et Liszt & Burton [1980] proposèrent des modèles de distribution spatiale du gaz HI à l’intérieur de $\rho \simeq 2$ kpc. Ces modèles furent obtenus en ajustant aux données observationnelles des simulations reproduisant l’émission à 21 cm, elles-mêmes réalisées à partir de modèles de distribution spatiale du gaz HI.

Dans un premier temps, Burton & Liszt [1978] distribuèrent le gaz HI dans un disque axisymétrique d’un rayon (remis à l’échelle³ pour $\rho_\odot = 8.5$ kpc) de ~ 1.3 kpc et d’une épaisseur de ~ 0.2 kpc contenant $\sim 1.1 \times 10^7 M_\odot$ de HI. La distribution spatiale de l’émission à 21 cm mesurée par *NRAO* conduisit Burton & Liszt [1978] à incliner le disque de $\sim 22^\circ$ par rapport au plan Galactique et de $\sim 78^\circ$ par rapport au plan du ciel.

En étudiant la cinématique du gaz au voisinage du centre Galactique, Liszt & Burton [1980] conclurent que le gaz HI évolue sur des orbites elliptiques. Ils développèrent donc

³A l’époque de Burton & Liszt [1978] et Liszt & Burton [1980], il était admis que le Soleil se trouvait à une distance de $\rho'_\odot = 10$ kpc du centre Galactique. Nous avons adopté une valeur plus récente qui situe le Soleil à une distance de $\rho_\odot = 8.5$ kpc du centre Galactique [Kerr & Lynden-Bell 1986]. Par conséquent, il est nécessaire de remettre à l’échelle l’ensemble des valeurs obtenues par le passé. Le facteur de conversion des distances est ρ_\odot/ρ'_\odot , celui des densités est ρ'_\odot/ρ_\odot et les masses sont remises à l’échelle en multipliant la masse par le facteur $(\rho_\odot/\rho'_\odot)^2$.

un modèle dans lequel le gaz est distribué dans un disque elliptique de demi grand axe ~ 1.6 kpc (remis à l'échelle pour $\rho_{\odot} = 8.5$ kpc), de demi petit axe ~ 0.52 kpc, avec une épaisseur ~ 0.2 kpc. Selon leur modèle, ce disque contient une masse totale de H I de $\sim 5.2 \times 10^6 M_{\odot}$. Pour reproduire les observations, le disque est incliné d'un angle de $\sim 13.5^{\circ}$ par rapport au plan Galactique et de $\sim 70^{\circ}$ par rapport au plan du ciel. L'angle entre la ligne de visée et le demi grand axe du disque elliptique est de $\sim 48.5^{\circ}$

A partir des spectres de la raie à 21 cm, mesurés en émission et en absorption à des longitudes $|l| \lesssim 1.5^{\circ}$ avec le télescope Effelsberg, Rohlfs & Braunsfurth [1982] purent étudier la distribution spatiale et la cinématique du gaz H I dans la CMZ. Selon Rohlfs & Braunsfurth [1982], le disque interne de la CMZ est pratiquement parallèle au plan Galactique et apparaît décentré par rapport au centre Galactique. Son rayon est de ~ 300 pc et son épaisseur est de ~ 90 pc. Rohlfs & Braunsfurth [1982] estimèrent que la masse totale en H I du disque est $\sim 2.3 \times 10^6 M_{\odot}$. Ils parvinrent également à détecter une émission à 21 cm dans l'anneau à 180 pc. A partir de cette émission, ils déduisirent que l'anneau à 180 pc a un rayon moyen de ~ 175 pc et une épaisseur de ~ 60 pc. La masse totale en H I de l'anneau à 180 pc est estimée à $8 \times 10^5 M_{\odot}$. On en déduit donc une masse totale de H I $\sim 3.1 \times 10^6 M_{\odot}$ pour l'ensemble de la CMZ.

3.2.3 Le gaz moléculaire

La méthode usuelle pour sonder le milieu moléculaire consiste à étudier la raie de la transition CO($J = 1 \rightarrow 0$) (Sect. 3.1.5). La densité en H₂ dépend de la valeur du facteur de conversion X_{CO} qui est lui même corrélé à la métallicité. Les travaux de Shaver *et al.* [1983], Afflerbach *et al.* [1997], Maciel & Quireza [1999] et Rolleston *et al.* [2000] mettent tous en évidence l'existence d'un gradient de métallicité centripète de $(0.06 - 0.07)$ dex pc⁻¹ dans les parties internes du disque Galactique. Une extrapolation de ce gradient au centre Galactique nous donne une métallicité au voisinage du centre Galactique 3 à 4 fois supérieure à celle mesurée au voisinage de Soleil. Par des méthodes différentes, Sodroski *et al.* [1995], Arimoto *et al.* [1996], Oka *et al.* [1998] et Strong *et al.* [2004] obtiennent des valeurs de X_{CO} comprises dans l'intervalle $(2 - 9) \times 10^{19}$ cm⁻²/(K km s⁻¹) lorsque $\rho \rightarrow 0$ (voir Ferrière *et al.*, 2007 en Annexe A). Par la suite, nous adopterons comme référence une valeur de $X_{\text{CO}} \sim 5 \times 10^{19}$ cm⁻²/(K km s⁻¹) [Ferrière *et al.* 2007] et nous donnerons les masses de H₂ par rapport à cette référence. Nous tenons à souligner que les estimations de la densité et de la masse de H₂ à partir de l'Eq. [3.2] restent imprécises en raison des incertitudes sur la valeur de X_{CO} .

L'étude de l'émission ¹²CO($J = 1 \rightarrow 0$) permet à Sanders *et al.* [1984] de modéliser la distribution spatiale du gaz moléculaire dans le bulbe Galactique par un disque incliné de $\sim 7^{\circ}$ par rapport au plan Galactique avec un rayon (mis à l'échelle pour $\rho_{\odot} = 8.5$ kpc) ~ 1.3 kpc et une épaisseur ~ 70 pc. A partir de leur modèle, avec $X_{\text{CO}} \simeq 5 \times 10^{19}$ cm⁻²/(K km s⁻¹), on déduit une masse de H₂ $\sim 1.3 \times 10^7 M_{\odot}$ pour $1.3 \text{ kpc} < \rho < 3 \text{ kpc}$, $\sim 2.9 \times 10^7 M_{\odot}$ pour $0.45 \text{ kpc} < \rho < 1.3 \text{ kpc}$ et $\sim 2.4 \times 10^7 M_{\odot}$ pour $0 < \rho < 0.45 \text{ kpc}$.

Les mesures réalisées par *AT&T Bell Laboratories* de la raie d'émission ¹³CO($J = 1 \rightarrow 0$) [Bally *et al.* 1987] au voisinage du centre Galactique ($\rho \lesssim 0.3$ kpc), où le gaz moléculaire semble s'accumuler, permirent à Sofue [1995a,b] d'étudier la distribution spa-

tiale du gaz H_2 dans la CMZ. Il mit en évidence la présence d'un disque entouré par deux *bras* qui, vus comme un ensemble, forment un anneau d'une épaisseur radiale de ~ 15 pc et d'un rayon moyen de ~ 120 pc. A l'intérieur d'un rayon de ~ 150 pc, avec $X_{CO} \simeq 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$, la masse de la structure observée par Sofue [1995a] est de $\sim 1.3 \times 10^7 M_\odot$. En examinant les données acquises par [Bally *et al.* 1987], Sofue [1995b] estima que l'anneau à 180 pc avait une épaisseur radiale de ~ 15 pc et une épaisseur verticale de ~ 100 pc. Pour $X_{CO} \simeq 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$, on estime la masse de l'anneau à 180 pc à $\sim 2.7 \times 10^6 M_\odot$.

Une autre méthode efficace pour sonder le gaz moléculaire consiste à comparer les raies d'émission produites par les transitions entre différents niveaux J de ^{12}CO . L'étude du rapport de luminosité $^{12}\text{CO}(J = 2 \rightarrow 1)/^{12}\text{CO}(J = 1 \rightarrow 0)$ permit à Oka *et al.* [1998] de montrer que l'émission du gaz moléculaire est dominée par une émission en provenance d'un milieu de relativement faible densité ($n_{H_2} \sim 10^{2.5} \text{ cm}^{-3}$) à l'intérieur d'un rayon de ~ 400 pc. Oka *et al.* [1998] ont alors suggéré que, dans la CMZ, le milieu moléculaire est distribué (1) dans des nuages *diffus* de faible densité ($n_{H_2} \lesssim 10^3 \text{ cm}^{-3}$) et (2) dans des nuages compacts ($n_{H_2} \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$). A partir des travaux d'Oka *et al.* [1998], avec $X_{CO} \simeq 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$, on déduit une masse de $H_2 \sim 4.2 \times 10^7 M_\odot$ à l'intérieur d'un rayon de ~ 375 pc.

L'ensemble des masses de H_2 listées dans la présente section diffèrent d'un facteur ~ 2 les unes des autres. Compte tenu des incertitudes sur le facteur de conversion X_{CO} , on peut conclure que l'ensemble de ces masses sont compatibles entre elles. De plus, la valeur de ces masses coïncide avec la masse totale d'hydrogène ($\sim 6 \times 10^7 M_\odot$) contenu dans la CMZ, confirmant l'hypothèse selon laquelle ~ 90 % du gaz interstellaire de la CMZ est condensé sous forme de nuages moléculaires [Launhardt *et al.* 2002].

3.3 La distribution spatiale du milieu interstellaire dans le bulbe Galactique

Cette section a pour but de présenter un modèle de distribution spatiale du gaz interstellaire dans le bulbe Galactique. Ce modèle a été établi à partir des observations décrites dans la Sect. 3.2. Pour résumer, le gaz ionisé est présent dans l'ensemble du bulbe Galactique et y représente ~ 50 % de la masse totale du gaz interstellaire. Le gaz atomique et le gaz moléculaire, eux, sont distribués dans deux structures : la CMZ, riche en gaz moléculaire (~ 90 % du gaz neutre y est sous forme moléculaire), qui est contenue à l'intérieur d'un rayon Galactocentrique ~ 300 pc et la barre *gazeuse* qui entoure la CMZ. Le gaz atomique et moléculaire sont peu présent dans le bulbe Galactique au delà d'un rayon ~ 1.5 kpc.

Dans cette section, les distributions spatiales seront données en fonction des coordonnées Galactocentriques (x, y, z) définies avec l'axe x orienté dans la direction du Soleil, l'axe y orienté dans la direction de $l = +90^\circ$ (avec l la longitude) et l'axe z orienté dans la direction du pôle nord Galactique. Le Soleil est positionné au point de coordonnées (x, y, z) = (8.5 kpc, 0, 0). Nous pourrons également faire références aux coordonnées Galactocentriques cylindriques définies par (ρ, θ, z), avec θ l'angle entre l'axe x et l'axe ρ , croissant dans le sens horaire depuis une vue faisant face au pôle nord Galactique (voir

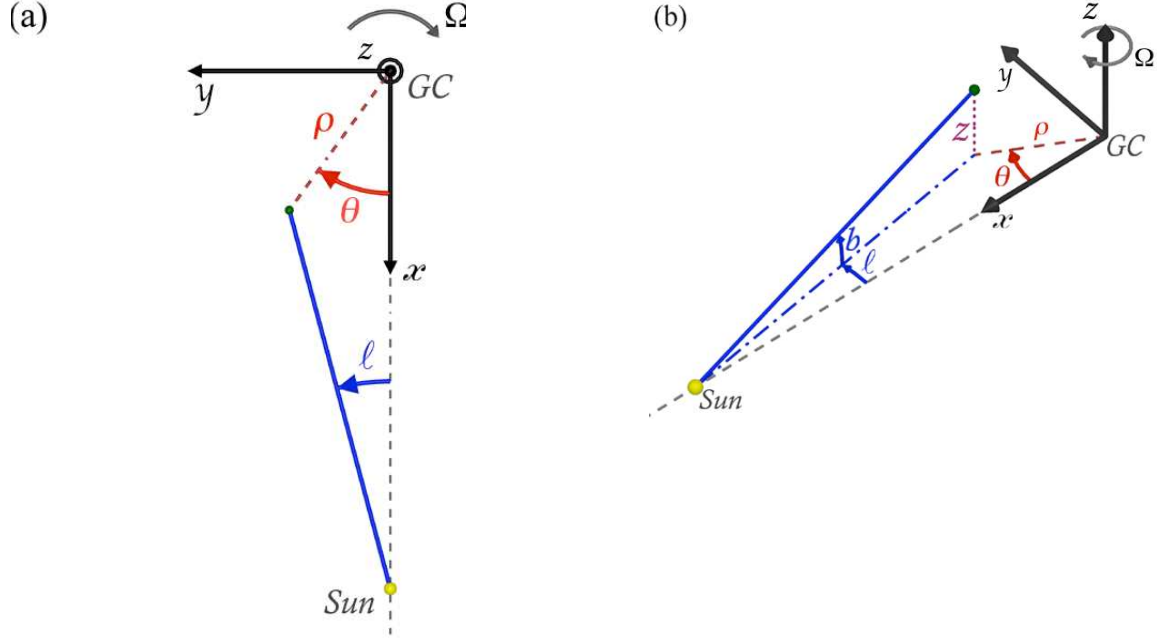


FIG. 3.3: Les systèmes de coordonnées Galactocentriques (x, y, z) et (ρ, θ, z) utilisés pour décrire la distribution spatiale du gaz interstellaire selon **(a)** une vue 2D faisant face au pôle nord Galactique et **(b)** une vue 3D orientée arbitrairement. Le Soleil (*Sun*) se situe à une distance $\rho_{\odot} = 8.5$ kpc du centre Galactique, au point de coordonnées $(x, y, z) = (8.5 \text{ kpc}, 0, 0)$ ou $(\rho, \theta, z) = (8.5 \text{ kpc}, 0, 0)$.

Fig. 3.3).

3.3.1 Le gaz ionisé

A l'intérieur d'un rayon de 3 kpc, nous utilisons le modèle NE2001 (voir Sect. 3.2.1) pour modéliser la distribution spatiale du gaz ionisé dans le bulbe Galactique. Précédemment, nous avons vu que le gaz ionisé se répartit entre la phase ionisée tiède et la phase chaude. Les contributions de chacune de ces phases sont

$$\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{WIM}} = \langle n_{\text{H}^+} \rangle \cdot f_{\text{WIM}} \quad (3.4)$$

et

$$\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{HM}} = \langle n_{\text{H}^+} \rangle \cdot f_{\text{HM}} \quad , \quad (3.5)$$

avec $\langle n_{\text{H}^+} \rangle$ la densité moyenne en HII donnée par l'Eq. [3.3] et f_{WIM} et f_{HM} les contributions de la phase ionisée tiède et de la phase chaude, respectivement.

Nous supposons que la phase ionisée tiède représente $\sim 83 \%$ (voir Sect. 3.2.1) de la masse totale de HII. En ne retenant que les composantes à grande échelle du modèle NE2001, nous déduisons le profil de densité moyenne en HII de la phase ionisée tiède dans

le bulbe Galactique :

$$\begin{aligned}
 \langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{WIM}} = (8.0 \text{ cm}^{-3}) \times & \left\{ \exp \left[-\frac{x^2 + (y - y_3)^2}{L_3^2} - \frac{(z - z_3)^2}{H_3^2} \right] \right. \\
 & + 0.009 \exp \left[-\left(\frac{\rho - L_2}{L_2/2} \right)^2 \right] \text{sech}^2 \left(\frac{z}{H_2} \right) \\
 & \left. + 0.005 \left[\cos \left(\pi \frac{\rho}{2L_1} \right) U(L_1 - \rho) \right] \text{sech}^2 \left(\frac{z}{H_1} \right) \right\} , \tag{3.6}
 \end{aligned}$$

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 paramètres du modèle NE2001. La fonction $U(x)$ est la fonction échelon de Heaviside définie par $U(x \lesssim 0) = 0$ et $U(x > 0) = 1$.

La distribution du gaz ionisé chaud nous est donnée par le modèle polytropique présenté par Almy *et al.* [2000]. Avec $\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{HM}} = \langle n_{\text{e}^-} \rangle_{\text{HM}}/1.2$, la densité moyenne en HII dans la phase chaude est :

$$\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{HM}} = \left\{ (9 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3})^{2/3} - (1.54 \times 10^{-17} \text{ cm}^{-4} \text{ s}^2) [\phi(\rho, z) - \phi(0, 0)] \right\}^{1.5} , \tag{3.7}$$

où $\phi(\rho, z)$, le potentiel gravitationnel de la Galaxie, est calculé à partir du modèle présenté par Wolfire *et al.* [1995] :

$$\begin{aligned}
 \phi(\rho, z) = - (225 \text{ km s}^{-1})^2 \times & \left\{ \frac{C_1}{\sqrt{\rho^2 + (a_1 + \sqrt{z^2 + b_1^2})^2}} + \frac{C_2}{a_2 + \sqrt{\rho^2 + z^2}} \right. \\
 & \left. - C_3 \ln \frac{\sqrt{1 + \frac{a_3^2 + \rho^2 + z^2}{\rho_h^2}} - 1}{\sqrt{1 + \frac{a_3^2 + \rho^2 + z^2}{\rho_h^2}} + 1} \right\} , \tag{3.8}
 \end{aligned}$$

avec $C_1 = 8.887$ kpc, $a_1 = 6.5$ kpc, $b_1 = 0.26$ kpc, $C_2 = 3.0$ kpc, $a_2 = 0.70$ kpc, $C_3 = 0.325$, $a_3 = 12$ kpc et $\rho_h = 210$ kpc.

A partir des analyses réalisées par Yamauchi *et al.* [1990] et Koyama *et al.* [1996], nous modélisons la distribution spatiale de la phase très chaude par un ellipsoïde dont le demi grand axe est incliné d'un angle $\alpha_{\text{vh}} = 21^\circ$ par rapport au plan de la Galaxie. On définit alors un référentiel (x, η, ζ) propre à l'ellipsoïde avec le changement de système

de coordonnées suivant :

$$\begin{cases} x = & x \\ \eta = & y \cos \alpha_{\text{vh}} + z \sin \alpha_{\text{vh}} \\ \zeta = & -y \sin \alpha_{\text{vh}} + z \cos \alpha_{\text{vh}} \end{cases} . \quad (3.9)$$

Nous attribuons à cet ellipsoïde un profil de densité Gaussien avec une densité centrale en électrons de 0.35 cm^{-3} et des largeurs à mi-hauteur $(270 \text{ pc})^2 \times 150 \text{ pc}$. Avec $\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{VHM}} = \langle n_{\text{e}^+} \rangle_{\text{VHM}}/1.2$, la densité moyenne en HII de la phase très chaude est

$$\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{VHM}} = (0.29 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[-\frac{x^2 + \eta^2}{L_{\text{vh}}^2} - \frac{\zeta^2}{H_{\text{vh}}^2} \right] . \quad (3.10)$$

$L_{\text{vh}} = (270 \text{ pc})/(2\sqrt{\ln 2}) = 162 \text{ pc}$ est l'échelle de longueur et $H_{\text{vh}} = (150 \text{ pc})/(2\sqrt{\ln 2}) = 90 \text{ pc}$ est l'échelle de hauteur du profil de densité de l'ellipsoïde.

3.3.2 La zone centrale moléculaire

Les travaux de Sawada *et al.* [2004] ont l'avantage de présenter une vue de face de la CMZ déduite uniquement de mesures en émission de la raie à 2.6 mm produite par la transition $^{12}\text{CO}(J = 1 \rightarrow 0)$ et de mesures en absorption de la raie de OH centrée à une longueur d'onde de 18 cm. Dans leur carte de la CMZ, le maximum de densité de surface est décalé par rapport à la position du centre Galactique. Sawada *et al.* [2004] détectent l'anneau à 180 pc, mais ce dernier n'apparaît pas comme étant une structure distincte des régions internes de la CMZ. L'anneau à 180 pc correspond à une région de la CMZ où le gaz évolue autour du centre Galactique sur des orbites elliptiques identifiées comme étant les orbites x_2 .

En se basant sur les travaux de Sawada *et al.* [2004], on définit la CMZ comme étant un disque elliptique, parallèle au plan Galactique, centré en $(x_c, y_c) = (-50 \text{ pc}, 50 \text{ pc})$ avec un demi grand axe 250 pc incliné de $\theta_c = 70^\circ$ par rapport à la ligne de visée et un demi petit axe 100 pc. En raison de l'inclinaison du disque, il est possible de définir le système de coordonnées (X, Y) , avec l'axe X parallèle au demi grand axe et l'axe Y parallèle au demi petit axe du disque elliptique (voir Fig. 3.4). Le passage du référentiel Galactocentrique au référentiel de la CMZ est

$$\begin{cases} X = & (x - x_c) \cos \theta_c + (y - y_c) \sin \theta_c \\ Y = & -(x - x_c) \sin \theta_c + (y - y_c) \cos \theta_c \end{cases} . \quad (3.11)$$

Dans la CMZ, le gaz moléculaire se distribue dans le disque elliptique parallèlement au plan Galactique [Heiligman 1987; Bally *et al.* 1988; Burton & Liszt 1992; Oka *et al.* 1998] avec une épaisseur à mi-hauteur de $\sim (15 - 30) \text{ pc}$. Cette épaisseur croît avec le rayon pour atteindre des valeurs maximales de $\sim 30 \text{ pc}$ à $\sim 60 \text{ pc}$ [Heiligman 1987; Bally

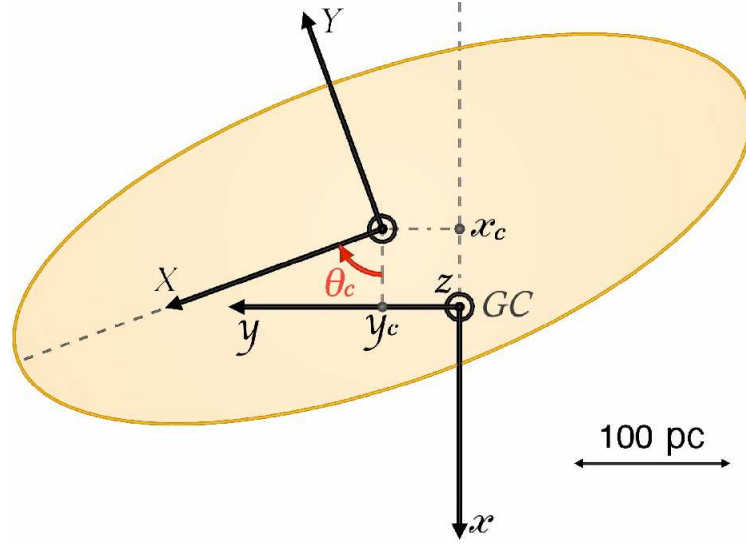


FIG. 3.4: Schéma de la CMZ vue de face. (x, y) est le système de coordonnées Galactocentrique, (X, Y) est le système de coordonnées dans le référentiel de la CMZ. La CMZ est un disque elliptique de $500 \text{ pc} \times 200 \text{ pc}$ centré en $(x_c, y_c) = (-50 \text{ pc}, 50 \text{ pc})$ qui est incliné de $\theta_c = 70^\circ$ par rapport à la ligne de visée.

et al. 1988; Sofue 1995a; Oka *et al.* 1998]. Par souci de simplicité, nous adopterons ici une échelle de hauteur constante $H_c = (30 \text{ pc}) / (2\sqrt{\ln 2}) = 18 \text{ pc}$.

A partir des travaux menés par Sofue [1995a,b], qui décrivent une région similaire à celle que nous avons adoptée ($\rho \lesssim 200 \text{ pc}$), on déduit une masse totale de H_2 , contenu dans notre modèle de CMZ, $\sim 1.9 \times 10^7 M_\odot$. Cette valeur est compatible avec la masse de H_2 , $\sim (4.2 - 4.4) \times 10^7 M_\odot$, qui est contenu à l'intérieur d'un rayon $\sim 375 \text{ pc}$ [Sodroski *et al.* 1995; Oka *et al.* 1998]. La masse totale en H_2 est également compatible avec la masse totale de H ($\sim 2 \times 10^7 M_\odot$) contenu à l'intérieur d'un rayon de 230 pc de la CMZ [Launhardt *et al.* 2002]. La distribution spatiale en densité moyenne de la molécule de H_2 dans la CMZ est donnée par :

$$\langle n_{\text{H}_2} \rangle_{\text{CMZ}} = (150 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[- \left(\frac{\sqrt{X^2 + (2.5Y)^2} - X_c}{L_c} \right)^4 \right] \exp \left[- \left(\frac{z}{H_c} \right)^2 \right], \quad (3.12)$$

avec $X_c = 125 \text{ pc}$ le rayon moyen du disque dans la direction X , $L_c = 137 \text{ pc}$ l'échelle de longueur et $H_c = 18 \text{ pc}$ l'échelle de hauteur. La densité maximale de 150 cm^{-3} est obtenue en fixant le nombre total de H_2 contenu dans le volume total de la CMZ (obtenue en intégrant sur le volume l'Eq. [3.12]) à $(1.9 \times 10^7 M_\odot) / m_{\text{H}_2}$, avec m_{H_2} la masse d'une molécule de H_2 .

Comme nous l'avons vu dans la Sect. 3.2.3, il est possible que le gaz moléculaire soit distribué dans un anneau plutôt qu'un disque [Sofue 1995a]. Cependant, en raison des incertitudes sur la distribution du gaz, nous retiendrons ici le modèle du disque elliptique. Notons que notre modèle est paramétrable et qu'une modification de la valeur des

paramètres L_c et X_c permet de reproduire l'anneau décrit par Sofue [1995a].

Nous avons vu dans la Sect. 3.2.2 que la masse de H I de la CMZ est très incertaine. En effet, il y a un facteur 5 de différence entre les estimations de masse de Burton & Liszt [1978] et celles de Rohlfs & Braunsfurth [1982]. Néanmoins, les travaux réalisés par Rohlfs & Braunsfurth [1982] décrivent une région dont les dimensions sont comparables aux dimensions que nous avons adoptées pour la CMZ. Nous allons donc nous baser sur leurs travaux pour estimer la masse de H I contenu dans notre modèle de CMZ.

Rohlfs & Braunsfurth [1982] estiment que la masse de H I contenu à l'intérieur d'un rayon de 300 pc est $\sim 3.1 \times 10^6 M_\odot$. Nous en déduisons une masse de H I $\sim 1.4 \times 10^6 M_\odot$ à l'intérieur d'un rayon de 200 pc. Dans cette même région, la masse de H₂ (obtenue en intégrant sur le volume l'Eq. [3.12]) est $\sim 1.6 \times 10^7 M_\odot$. Par conséquent, la masse de H I représente 8.8 % de la masse totale de H₂ contenu à l'intérieur d'un rayon de 200 pc. Avec une échelle de hauteur de 90 pc [Rohlfs & Braunsfurth 1982], trois fois supérieure à celle de H₂, la densité numérique du gaz atomique ne représente que 5.8 % de la densité numérique du gaz moléculaire. On en déduit donc la distribution spatiale de H I dans la CMZ :

$$\langle n_{\text{HI}} \rangle_{\text{CMZ}} = (8.8 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[- \left(\frac{\sqrt{X^2 + (2.5.Y)^2} - X_c}{L_c} \right)^4 \right] \exp \left[- \left(\frac{z}{H'_c} \right)^2 \right], \quad (3.13)$$

avec $X_c = 125$ pc, $L_c = 137$ pc et $H'_c = (90 \text{ pc}) / (2\sqrt{\ln 2}) = 54$ pc l'échelle de hauteur du gaz atomique.

3.3.3 La barre Galactique *gazeuse*

A l'extérieur de la CMZ, les orbites stables x_1 entourent les orbites x_2 (identifiées comme faisant partie de la CMZ). Ces orbites x_1 stables forment une structure comparable à un anneau allongé dans la direction de la barre Galactique. Certaines simulations hydrodynamiques modélisant la rotation du gaz interstellaire dans le potentiel gravitationnel de la barre Galactique indiquent que les orbites stables x_1 les plus internes sont en contact avec les orbites x_2 les plus externes.

Pour modéliser la barre Galactique *gazeuse*, nous nous inspirons du modèle présenté par Liszt & Burton [1980] dans lequel le H I est distribué sous la forme d'un disque elliptique de demi grand axe ~ 1.6 kpc avec un rapport entre le demi grand axe et le demi petit axe ~ 3.1 . Pour prendre en compte l'effet des orbites instables x_1 , sur lesquelles le gaz chute dans la direction des orbites x_2 , nous introduisons un *trou* dans le disque modélisé par Liszt & Burton [1980]. Notre barre *gazeuse* prend alors l'apparence d'un anneau allongé dont les dimensions internes sont de $0.8 \text{ kpc} \times 0.26 \text{ kpc}$ selon le demi grand axe et le demi petit axe, respectivement. Ces dimensions sont compatibles avec les simulations numériques qui prédisent des rayons de $(750 \pm 50) \text{ pc} \times (400 \pm 50) \text{ pc}$ pour les dernières orbites x_1 stables [Jenkins & Binney 1994]. Un rapport entre le demi grand axe et le demi petit axe de 3.1 est également compatible avec les simulations numériques.

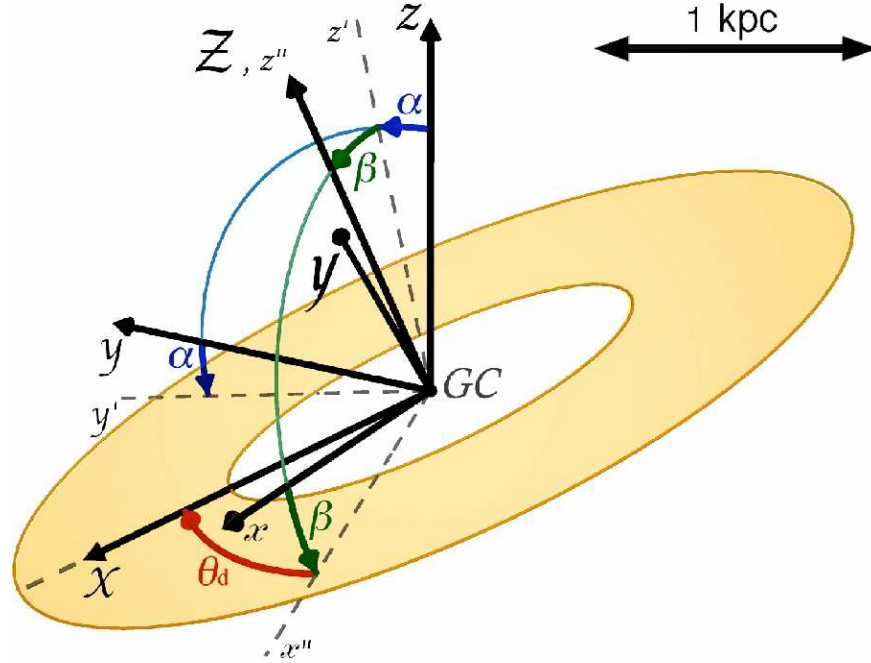


FIG. 3.5: Vue schématique 3D de la barre *gazeuse*. (x, y, z) est le repère Galactocentrique avec le Soleil positionné au point de coordonnées $(x, y, z) = (8.5 \text{ kpc}, 0, 0)$. $(\mathcal{X}, \mathcal{Y}, \mathcal{Z})$ est le système de coordonnées dans le référentiel de la barre *gazeuse* avec l'axe \mathcal{X} parallèle au demi grand axe, l'axe \mathcal{Y} parallèle au demi petit axe et l'axe \mathcal{Z} orienté selon la normale au plan de la barre *gazeuse*. (x', y', z') est le système de coordonnées intermédiaire obtenu après une rotation d'angle α autour de l'axe x . (x'', y'', z'') est un système de coordonnées intermédiaire obtenu après une rotation d'angle $\beta = 90^\circ - i$ autour de l'axe y' . θ_d est l'angle entre l'axe x'' et l'axe \mathcal{X} .

Selon Liszt & Burton [1980], la barre *gazeuse* est inclinée d'un angle $\alpha = 13.5^\circ$ par rapport au plan Galactique (rotation d'un angle α anti-horaire autour de l'axe x) et d'un angle $i = 70^\circ$ par rapport au plan du ciel (rotation d'un angle $\beta = 90^\circ - i$ anti-horaire autour de l'axe y' ⁴). Enfin, l'angle entre le demi grand axe de la barre et sa projection orthogonale sur le plan défini par l'axe x et la normale au plan de la barre est $\theta_d = 48.5^\circ$. On définit le référentiel de la barre *gazeuse* $(\mathcal{X}, \mathcal{Y}, \mathcal{Z})$ avec l'axe \mathcal{X} parallèle au demi grand axe de la barre, l'axe \mathcal{Y} parallèle au demi petit axe de la barre et l'axe \mathcal{Z} orienté suivant la normale au plan de la barre *gazeuse* (voir Fig. 3.5). Le passage du référentiel Galactocentrique au référentiel de la barre se fait grâce aux relations :

⁴L'axe y' est l'image de l'axe y après la rotation d'angle α

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{X} = x \cos \beta \cos \theta_d \\ \quad - y (\sin \alpha \sin \beta \cos \theta_d - \cos \alpha \sin \theta_d) \\ \quad - z (\cos \alpha \sin \beta \cos \theta_d + \sin \alpha \sin \theta_d) \\ \mathcal{Y} = - x \cos \beta \sin \theta_d \\ \quad + y (\sin \alpha \sin \beta \sin \theta_d + \cos \alpha \cos \theta_d) \\ \quad + z (\cos \alpha \sin \beta \sin \theta_d - \sin \alpha \cos \theta_d) \\ \mathcal{Z} = x \sin \beta \\ \quad + y \sin \alpha \cos \beta \\ \quad + z \cos \alpha \cos \beta \end{array} \right. \quad (3.14)$$

Sanders *et al.* [1984] estiment que la masse en H_2 dans la totalité du bulbe est de $\sim 5.3 \times 10^7 M_\odot$ alors que la masse de H_2 contenu dans la CMZ est $\sim 1.9 \times 10^7 M_\odot$ (voir Sect. 3.3.2). Par une soustraction, on déduit que la masse de H_2 contenu dans la barre *gazeuse* est de l'ordre de $\sim 3.4 \times 10^7 M_\odot$. Notons que par cette méthode, l'estimation de la masse de H_2 dans la barre *gazeuse* est incertaine. D'autant plus que Sanders *et al.* [1984] distribuent le gaz moléculaire dans un disque axisymétrique, d'épaisseur ~ 70 pc et de rayon ~ 1.3 kpc, ayant une surface deux fois plus grande que celle de notre modèle de barre. Nous surestimons donc la masse de la barre *gazeuse* d'un facteur ~ 2 . Rappelons toutefois que les masses données par Sodroski *et al.* [1995] et Oka *et al.* [1998] (voir Sect. 3.2.3) sont plus élevées. Nous en concluons que Sanders *et al.* [1984] sous-estiment la masse de H_2 d'un facteur ~ 2 , ce qui réduit notre erreur induite par la soustraction. La distribution spatiale de la densité moyenne de H_2 dans la barre *gazeuse* est donnée par

$$\langle n_{\text{H}_2} \rangle_{\text{bar}} = (4.8 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[- \left(\frac{\sqrt{\mathcal{X}^2 + (3.1\mathcal{Y})^2} - \mathcal{X}_d}{L_d} \right)^4 \right] \exp \left[- \left(\frac{\mathcal{Z}}{H_d} \right)^2 \right], \quad (3.15)$$

avec $\mathcal{X}_d = 1.2$ kpc le rayon moyen de la barre *gazeuse* dans la direction \mathcal{X} , $L_d = \Delta\mathcal{X}/(2\sqrt{\ln 2}) = 438$ pc l'échelle de longueur de l'anneau (avec $\Delta\mathcal{X} = 1.6$ kpc $-$ 0.8 kpc, son épaisseur radiale) et $H_d = (70 \text{ pc})/(2\sqrt{\ln 2}) = 42$ pc l'échelle de hauteur de l'anneau de H_2 . La densité numérique de (4.8 cm^{-3}) se calcule en fixant à $(3.4 \times 10^7 M_\odot)/m_{\text{H}_2}$ le nombre total de molécules de H_2 contenues dans l'anneau.

Liszt & Burton [1980] estiment que la masse totale en HI dans l'intégralité du bulbe Galactique est de $\sim 5.2 \times 10^6 M_\odot$ — après re-normalisation à $\rho_\odot = 8.5$ kpc. Une soustraction de la masse de HI contenu dans la CMZ nous donne une masse totale en HI de $\sim 3.5 \times 10^6 M_\odot$ pour la barre *gazeuse*. HI représente donc 10.3 % de la masse totale de H_2 dans la barre *gazeuse*. Selon le modèle de Liszt & Burton [1980], la barre de HI a une épaisseur de ~ 85 pc. Nous en déduisons donc la distribution en densité moyenne de HI dans la barre *gazeuse*

$$\langle n_{\text{HI}} \rangle_{\text{bar}} = (0.34 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[- \left(\frac{\sqrt{\mathcal{X}^2 + (3.1\mathcal{Y})^2} - \mathcal{X}_d}{L_d} \right)^4 \right] \exp \left[- \left(\frac{\mathcal{Z}}{H'_d} \right)^2 \right], \quad (3.16)$$

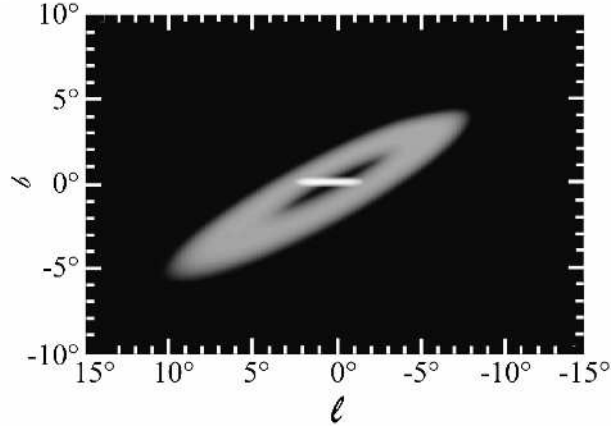


FIG. 3.6: Projection de la CMZ (surface brillante) et de la barre *gazeuse* (surface grisée) sur la sphère céleste.

avec $\mathcal{X}_d = 1.2$ kpc, $L_d = 438$ pc et $H'_d = \sqrt{2}(85 \text{ pc}) = 120$ pc l'échelle de hauteur de l'anneau de HI. La densité numérique de (0.34 cm^{-3}) se calcule en fixant à $(3.5 \times 10^6 M_\odot)/m_H$ le nombre total d'atomes HI contenus dans l'anneau.

Projetés sur la sphère céleste, le demi grand axe et le demi petit axe de la barre *gazeuse* sont de $2.94 \text{ kpc} \times 1.02 \text{ kpc}$ (voir Fig. 3.6). Le demi grand axe de la barre *gazeuse* est incliné d'un angle horaire de 47.6° par rapport à la ligne de visée. Cet angle est bien supérieur à celui mesuré pour la barre stellaire ($\sim 15^\circ - 35^\circ$) mais il est compatible avec les récentes mesures présentées par Benjamin *et al.* [2005] qui donnent un angle de $44^\circ \pm 10^\circ$.

3.3.4 Les profils de densité du gaz

Dans le bulbe Galactique, la densité moyenne totale en noyaux d'hydrogène est donnée par

$$\langle n_H \rangle = 2\langle n_{H_2} \rangle + \langle n_{HI} \rangle + \langle n_{H^+} \rangle \quad , \quad (3.17)$$

avec

$$\langle n_{H_2} \rangle = \langle n_{H_2} \rangle_{\text{CMZ}} + \langle n_{H_2} \rangle_{\text{disk}} \quad , \quad (3.18)$$

$$\langle n_{HI} \rangle = \langle n_{HI} \rangle_{\text{CMZ}} + \langle n_{HI} \rangle_{\text{disk}} \quad , \quad (3.19)$$

$$\langle n_{H^+} \rangle = \langle n_{H^+} \rangle_{\text{WIM}} + \langle n_{H^+} \rangle_{\text{HM}} + \langle n_{H^+} \rangle_{\text{VHM}} \quad . \quad (3.20)$$

La Fig. 3.7 nous donne la densité de colonne, moyennée sur le cercle de rayon ρ , de noyaux d'hydrogène présents dans le bulbe, sous la forme de HII, HI et H₂. Les Fig. 3.8.a.b.c nous donnent le profil vertical de la densité moyenne en noyaux d'hydrogène présents

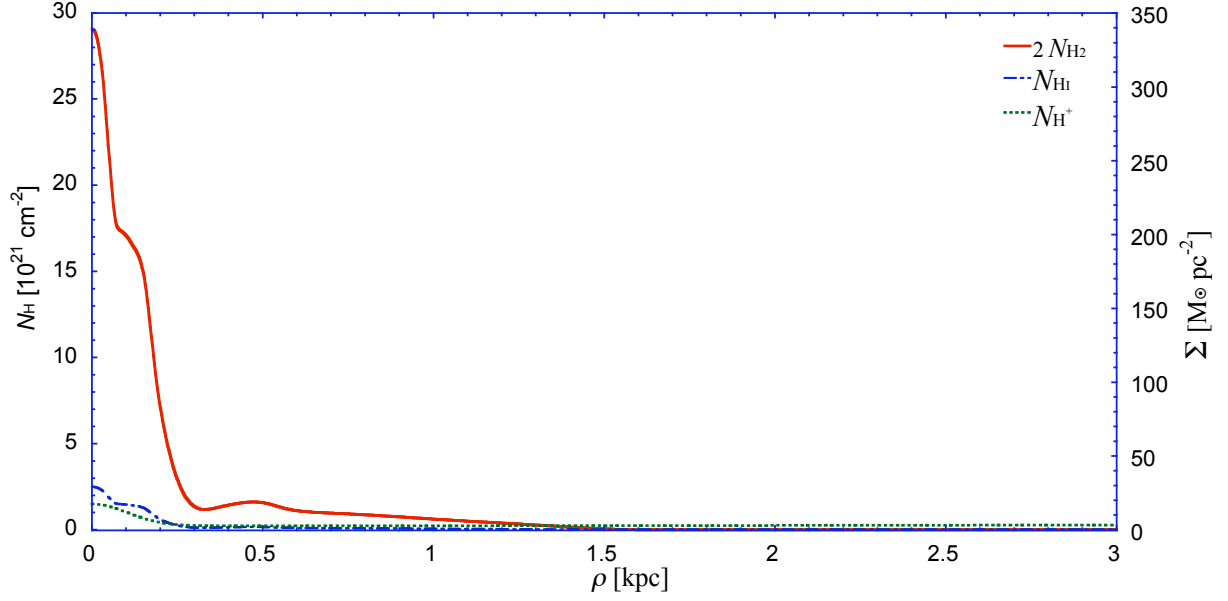


FIG. 3.7: Densité de colonne dans le plan Galactique ($z = 0$), moyennée sur le cercle de rayon ρ , de l'hydrogène interstellaire sous la forme de H_{II} (*trait pointillé*), H_{I} (*trait tireté-pointillé*) et H_2 (*trait continu*).

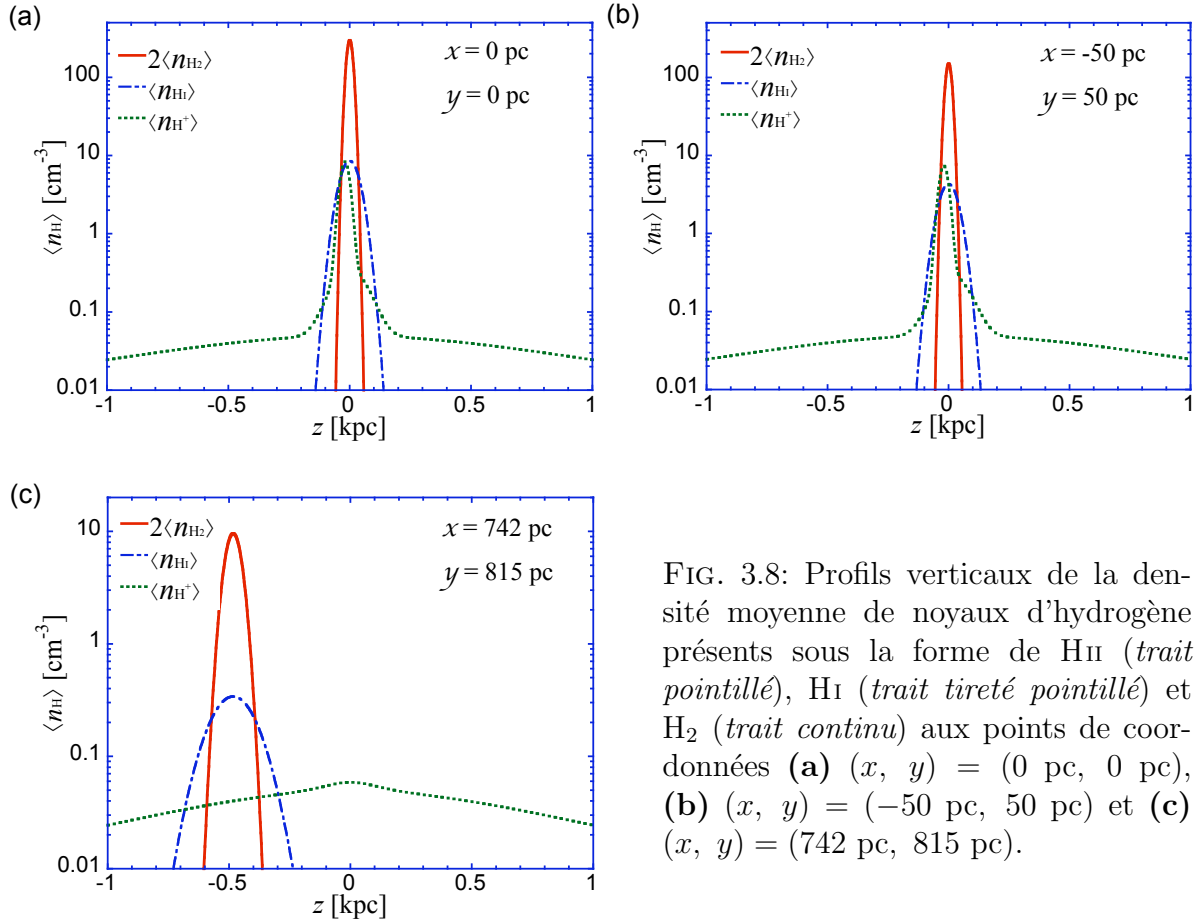


FIG. 3.8: Profils verticaux de la densité moyenne de noyaux d'hydrogène présents sous la forme de H_{II} (*trait pointillé*), H_{I} (*trait tireté pointillé*) et H_2 (*trait continu*) aux points de coordonnées **(a)** $(x, y) = (0 \text{ pc}, 0 \text{ pc})$, **(b)** $(x, y) = (-50 \text{ pc}, 50 \text{ pc})$ et **(c)** $(x, y) = (742 \text{ pc}, 815 \text{ pc})$.

dans les états HII, HI et H₂. On peut constater que la phase moléculaire est la plus abondante. Au centre, le gaz moléculaire est ~ 12 fois plus abondant que le gaz atomique et est ~ 20 fois plus abondant que le gaz ionisé. La distribution radiale nous montre un excès de la densité de colonne du gaz moléculaire au centre Galactique. Cette excès correspond à la CMZ. A un rayon de 470 pc on peut observer un petit excès marquant la présence de la barre *gazeuse*. Les profils de densité verticaux nous montrent que le gaz moléculaire et le gaz atomique sont distribués dans des structures d'une fine épaisseur. Cependant, l'épaisseur des structures dans lesquelles est distribué le gaz atomique est ~ 3 fois supérieure à celle des structures contenant le gaz moléculaire. Le gaz ionisé est mieux réparti dans l'espace.

Le rapport mesuré He^+/H^+ semble indiquer que le rapport de masse entre H et He est constant dans la Galaxie. Cependant, il est évident qu'il existe un gradient de métallicité dans notre Galaxie [Shaver *et al.* 1983; Afflerbach *et al.* 1997; Maciel & Quireza 1999; Rolleston *et al.* 2000; Strong *et al.* 2004]. En adoptant une métallicité au centre Galactique $Z_{\text{GC}} = 2 \times Z_{\odot}$ [Launhardt *et al.* 2002] (avec Z_{\odot} la métallicité au voisinage du Soleil) et un rapport de masse hélium-hydrogène dans le bulbe Galactique $Y_{\text{GC}} = Y_{\odot} = 0.4$ [Ferrière *et al.* 2007] (avec Y_{\odot} le rapport de masse hélium-hydrogène au voisinage du Soleil), le facteur de conversion permettant d'estimer la masse totale du gaz interstellaire dans le bulbe Galactique à partir de la masse totale d'hydrogène est de $M_{\text{ISM}} = 1.453 \times M_{\text{H}}$.

Chapitre 4

La naissance des positrons Galactiques

The main problem here is not that we don't know
how to contain antimatter, which we don't ;
it is that we don't know how to obtain it.

O. Barney, 1909-1995

4.1	La décroissance β^+	44
4.1.1	Les novae	45
4.1.2	Les supernovae de type Ia	47
4.1.3	Les supernovae de type Ib, Ic, II	49
4.2	La décroissance du pion π^+	51
4.3	La création de paires électron-positron	53
4.3.1	Les pulsars	54
4.3.2	Les systèmes binaires X	56
4.4	D'autres sources possibles de positrons	58
4.4.1	Le trou noir central	58
4.4.2	La matière noire	59

Bien que la source des positrons Galactiques ne soit pas encore clairement identifiée (voir Sect. 2.4), quelques objets astrophysiques sont de bons candidats. Cette section a pour but d'énumérer les principales sources de positrons Galactiques. Nous nous baserons alors sur les contraintes observationnelles réalisées par SPI pour essayer de déterminer quel est le meilleur candidat. Le rapport B/D (compris entre 3 et 9) entre la luminosité de l'émission d'annihilation mesurée par SPI pour le bulbe et celle mesurée pour le disque Galactique [Knödlseher *et al.* 2005] sera notre plus forte contrainte sur l'identification des sources de positrons.

Dans la nature, on dénombre trois principaux processus physiques produisant des positrons : (1) la décroissance β^+ des éléments radioactifs, (2) les décroissances successives du pion π^+ et du muon μ^+ et (3) la création de paires, qui n'est autre que le processus

inverse de l'annihilation. Dans la présente section, nous énumérerons les principaux objets astrophysiques dans lesquels ces processus ont lieu.

4.1 La décroissance β^+

Lors d'une décroissance radioactive de type β^+ , un **proton** (p) est converti en un **neutron** (n), un **neutrino électronique** (ν_e) et un **positron**, par interaction faible dans un noyau d'atome. D'un point de vue plus fondamental, un des quarks¹ *up* du proton est converti en un quark *down* et un boson² W^+ . Par la suite, ce boson décroît en produisant un positron et un neutrino électronique.

Parce que la masse du neutron ($m_n \simeq 939.57 \text{ MeV}/c^2$) est supérieure à celle du proton ($m_p \simeq 938.27 \text{ MeV}/c^2$), un proton isolé ne peut être converti en neutron. La décroissance β^+ n'est possible que si la différence en énergie de masse des atomes père et fils est supérieure à $m_e c^2$. La décroissance β^+ modifie la charge (Z) du noyau sans modifier son nombre de nucléons (A) :

$${}^A Z \rightarrow {}^A (Z - 1) + \nu_e + e^+ \quad . \quad (4.1)$$

Lors de la décroissance β^+ , le positron et le neutrino se partagent l'excédent d'énergie ($E + m_p c^2 - m_n c^2 - m_e c^2$) sous forme d'énergie cinétique. La théorie de Fermi [Fermi 1934; Konopinski 1943; Wu 1950] permet d'estimer le nombre de positrons $\frac{dN_e(E_{e^+})}{dE_{e^+}}$ émis avec une énergie cinétique comprise entre E_{e^+} et $E_{e^+} + dE_{e^+}$ [Evans 1975]

$$\frac{dN_e(E_{e^+})}{dE_{e^+}} = \left(\frac{16\pi^2 m_e^5 c^4}{h^6} \right) \eta^2 (\gamma_0 - \gamma)^2 F(Z, \eta) \quad , \quad (4.2)$$

avec $E_{e^+,0} = m_e c^2 (\gamma_0 - 1)$ l'énergie maximale que peut emporter le positron, $\eta = \sqrt{\gamma^2 - 1}$ et γ le facteur de Lorentz. La fonction $F(Z, \eta)$ corrige les effets Coulombiens entre les charges du noyau et du positron [Evans 1975]

$$F(Z, \eta) = \left[\frac{4(1+s/2)}{\Gamma^2(3+2s)} \left(\frac{2R m_e c}{\hbar} \right)^{2s} \right] \left[\eta^{2s} \exp(\pi y) |\Gamma(1+s+iy)|^2 \right] \quad , \quad (4.3)$$

avec $s = \sqrt{1 - (Z\alpha)^2} - 1$, $y = -Z\alpha/\beta$, α la constante de structure fine, $\beta = \frac{v}{c}$ et $\Gamma(x)$ la fonction gamma de variable x . L'énergie moyenne des positrons produits par décroissance β^+ varie entre $\sim 400 \text{ keV}$ et $\sim 1 \text{ MeV}$ suivant l'isotope radioactif.

Sur Terre, la production de positrons par la décroissance β^+ s'observe grâce à la radioactivité naturelle des éléments radioactifs présents dans la matière environnante et les

¹Un quark est une particule élémentaire. On dénombre six quarks appelés *up*, *down*, *strange*, *charm*, *beauty/bottom* et *truth/top*. Les quarks sont les constituants élémentaires à la *fabrication* d'autres particules telles que le proton (formé de 2 *up*, 1 *down*) et le neutron (formé de 1 *up* et 2 *down*).

²Les bosons sont les particules véhiculant les quatre forces élémentaires de la physique (gravitation, électromagnétique, nucléaire faible et nucléaire forte). Notons que le *graviton*, le boson véhiculant la force gravitationnelle, n'est encore qu'une particule hypothétique car il n'a pas encore été détecté expérimentalement.

êtres vivants (comme le potassium 40, ^{40}K). Les éléments radioactifs présents sur Terre furent produits en majorité par les générations d'étoiles antérieures à la formation de la Terre. Plus précisément, les phases de nucléosynthèse explosive des novae et supernovae génèrent des éléments radioactifs. Certains d'entre eux produisent des positrons par décroissance β^+ . Par la suite, nous appellerons ces éléments radioactifs des β^+ -émetteurs.

4.1.1 Les novae

Les novae se produisent dans un système binaire composé d'une naine blanche³ et d'une étoile compagnon qui remplit son lobe de Roche⁴. La matière de l'atmosphère externe du compagnon est alors accrétée par la naine blanche sous la forme d'un disque. La matière accrétée est fortement comprimée et chauffée à la surface de la naine blanche. Lorsque la température et la pression sont suffisamment élevées, des réactions de fusion nucléaire sont amorcées, produisant certains β^+ -émetteurs. S'ensuit alors une importante augmentation de la luminosité de la naine blanche ($\gtrsim 6$ ordres de grandeur) et une éjection d'une partie de l'enveloppe de la naine blanche.

Notons qu'il existe deux classes de novae : (1) les novae de type O-Ne lorsque la naine blanche se compose de O et de Ne et (2) les novae de type C-O lorsque la naine blanche est constituée de C et de O. 10 % à 30 % des novae sont de type O-Ne [Livio & Truran 1994].

À partir de simulations hydrodynamiques à la surface de la naine blanche, Leising & Clayton [1987] estimèrent l'abondance des β^+ -émetteurs produits lors de la nucléosynthèse explosive des novae. Nous ne retiendrons ici que les quatre principaux β^+ -émetteurs qui sont ^{13}N ($\tau = 598$ s), ^{18}F ($\tau = 110$ min), ^{22}Na ($\tau = 2.6$ ans) et ^{26}Al ($\tau = 7.17 \times 10^5$ ans) (avec τ leur demi-vie) susceptibles de produire des positrons en nombre suffisant. Le taux de positrons produits par chacun de ces éléments dans la Galaxie est :

$$Q_e = M_A \frac{\mathcal{N}_a}{\mathcal{M}_A} \beta_{e+} \times \eta_{\text{esc}} \nu \quad , \quad (4.4)$$

avec M_A la masse totale du β^+ -émetteur A produit lors de l'explosion et \mathcal{M}_A sa masse atomique. β_{e+} est la probabilité de décroissance β^+ (également appelée *rapport de branchement*) du β^+ -émetteur et \mathcal{N}_a est le nombre d'Avogadro. Il reste encore deux paramètres essentiels, η_{esc} et ν , qui représentent respectivement la fraction de positrons s'échappant de l'éjecta et la fréquence des novae dans la Galaxie. Malheureusement, ces deux paramètres sont encore mal connus.

L'extinction interstellaire présente le long de la ligne de visée rend très difficile l'estimation de la fréquence des novae dans notre Galaxie. Cette difficulté est d'autant plus importante dans la direction du centre Galactique où la densité de matière absorbante le long de la ligne de visée est la plus importante et où la luminosité des novae est *noyée* dans la luminosité du bulbe Galactique. Ainsi, l'étude des novae dans d'autres galaxies, d'une

³Une naine blanche représente le stade final de la vie d'une étoile de type solaire.

⁴Le lobe de Roche d'un système binaire est une limite mathématique autour de chaque étoile à l'intérieur de laquelle la matière d'une étoile est gravitationnellement liée à son étoile. Si le rayon d'une des étoiles dépasse cette limite, la matière de cette étoile se retrouve gravitationnellement liée à l'autre étoile et est accrétée par cette autre étoile.

morphologie semblable à celle de la Voie Lactée, semble être la meilleure solution pour calibrer la fréquence des novae dans les galaxies et d'en prédire celle de notre Galaxie. A partir de l'étude d'un échantillon de galaxies, Ciardullo *et al.* [1990] prédirent un taux de novae de $(11 - 45) \text{ an}^{-1}$ et della Valle & Livio [1994] estimèrent un taux de novae de $\sim 20 \text{ an}^{-1}$. Enfin, en analysant de nouveau les bases de données des novae dans notre Galaxie, Shafter [1997] évalua une fréquence de novae de $(35 \pm 11) \text{ an}^{-1}$, en accord avec les simulations Monte-Carlo de ? qui prédirent un taux de $(41 \pm 20) \text{ an}^{-1}$. Nous adopterons par la suite un taux de novae de 35 an^{-1} .

Les demi-vies de ^{13}N et ^{18}F sont très courtes ($\lesssim 110 \text{ min}$). Les positrons émis lors de leur décroissance radioactive s'annihilent vraisemblablement dans l'éjecta de la nova. Il devrait alors en résulter une émission prompte à 511 keV , qui n'a malheureusement jamais été observée à ce jour [Leising & Clayton 1987; Hernanz *et al.* 1999]. On peut donc conclure que les β^+ -émetteurs ^{13}N et ^{18}F produits lors des novae ne semblent pas être à l'origine des positrons Galactiques.

Les β^+ -émetteurs ^{22}Na et ^{26}Al , avec une demi-vie plus longue, semblent être de meilleurs candidats pour la production des positrons Galactiques. Avec une demi-vie de 2.6 ans, la majeure partie des positrons produits par la décroissance du ^{22}Na s'échappent de l'éjecta. La demi-vie du ^{26}Al est, elle, bien supérieure à la durée de vie de l'éjecta. Par conséquent, le ^{26}Al , au moment de sa décroissance, se retrouve dans le milieu interstellaire.

La Table 4.1 présente les valeurs des paramètres de l'Eq. [4.4] qui permettent d'estimer le taux de production des positrons par les novae. On calcule alors un taux de production de positrons par le ^{26}Al dans la Galaxie de $\sim 5 \times 10^{40} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ par les novae de type O-Ne et $\sim 8 \times 10^{37} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ par les novae de type C-O. De même, en supposant que 100 % des positrons produits par le ^{22}Na s'échappent de l'éjecta, les novae de type O-Ne produisent $\sim 10^{41} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ et les novae de type C-O produisent $\sim 3 \times 10^{38} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$. La contribution des novae de type C-O à la production des positrons est inférieure à celle des novae de type O-Ne de 3 ordres de grandeur. Par conséquent, les novae de type C-O jouent un rôle négligeable dans l'enrichissement des positrons Galactiques. De plus, dans le meilleur des cas, les novae produisent au total $\sim 1.5 \times 10^{41} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$, ce qui est bien inférieur au taux

Isotope	τ	β_{e^+}	$M_A(\text{C} - \text{O})$	$M_A(\text{O} - \text{Ne})$	η_{esc}
^{13}N	598 s	100 %	$2.3 \times 10^{-8} M_\odot$	$2.9 \times 10^{-8} M_\odot$	0 %
^{18}F	110 min	96.9 %	$2.6 \times 10^{-9} M_\odot$	$5.9 \times 10^{-9} M_\odot$	0 %
^{22}Na	2.6 ans	90.4 %	$1.1 \times 10^{-11} M_\odot$	$6.4 \times 10^{-9} M_\odot$	~ 100 %
^{26}Al	7.2×10^5 ans	82 %	$3.3 \times 10^{-12} M_\odot$	$3.8 \times 10^{-9} M_\odot$	100 %

TAB. 4.1: Valeurs des différents paramètres de l'Eq. [4.4] pour les différentes classes de novae, avec τ la demi-vie des β^+ -émetteurs et β_{e^+} le rapport de branchement de leur décroissance β^+ . $M_A(\text{C} - \text{O})$ et $M_A(\text{O} - \text{Ne})$ donnent respectivement la masse des β^+ -émetteurs produits lors des novae de type C-O et O-Ne et η_{esc} est la fraction d'échappement des positrons. Les paramètres sont estimés pour des naines blanches ayant une masse $\simeq 1.15 M_\odot$ [Hernanz *et al.* 2002].

Chaîne de décroissance	τ	β_{e^+}
$^{57}\text{Ni} (\beta^+, \gamma) ^{57}\text{Co}$	36 h	40 %
$^{56}\text{Ni} (\gamma) ^{56}\text{Co} (\beta^+, \gamma) ^{56}\text{Fe}$	6.1 jrs ; 78.8 jrs	18 %
$^{44}\text{Ti} (\gamma) ^{44}\text{Sc} (\beta^+, \gamma) ^{44}\text{Ca}$	60 ans ; 3.93 ans	95 %
$^{26}\text{Al} (\beta^+, \gamma) ^{26}\text{Mg}$	7.2×10^5 ans	82 %

TAB. 4.2: Canaux de production des positrons dans les supernovae de type Ia, avec τ la demi-vie des isotopes radioactifs et β_{e^+} le rapport de branchement de la décroissance β^+ .

de production total des positrons attendu dans notre Galaxie [$(1.8 \pm 0.2) \times 10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$, Knödseder *et al.*, 2005] nécessaire pour expliquer le flux total de l'émission d'annihilation mesurée par SPI.

En plus de rendre difficile la détermination de la fréquence des novae dans notre Galaxie, l'extinction interstellaire ne permet pas de définir avec précision leur distribution spatiale. On trouve dans la littérature plusieurs modèles décrivant la distribution spatiale des novae dans le bulbe et le disque de la Galaxie. Par exemple, on peut citer les modèles de Higdon & Fowler [1987], van der Kruit *et al.* [1990], Kent *et al.* [1991] et Dawson & Johnson [1994], qui sont résumés dans l'article présenté par Jean *et al.* [2000]. Selon ces modèles, les novae Galactiques sont distribuées dans un disque et un bulbe Galactiques. La valeur du rapport B/D de la distribution des novae Galactiques est encore incertaine. Les simulations Monte-Carlo menées par Hatano *et al.* [1997a] indiquent que les novae se produisent essentiellement dans le disque Galactique. En ajustant le résultat de leurs simulations aux observations, Hatano *et al.* [1997a] estimèrent le rapport $B/D \sim 0.13$. Ce rapport est bien inférieur à celui déduit des observations de SPI. Par conséquent, il est peu probable que les novae soient la source des positrons Galactiques. Notons cependant qu'il existe encore de grandes incertitudes sur la fraction de novae du bulbe Galactique. En raison de la luminosité du bulbe et de l'extinction, il est difficile d'y détecter les novae. Les résultats des simulations de Hatano *et al.* [1997a] pourraient donc être biaisés par la *non-détection* de certaines novae dans le bulbe Galactique.

4.1.2 Les supernovae de type Ia

Selon les scénarios les plus en vogue, une supernova de type Ia (SNIa) résulte de l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche d'environ $1 M_{\odot}$. Comme pour les novae, les SNIa se produisent dans un système binaire serré et l'explosion thermonucléaire résulte de l'accrétion de matière sur la naine blanche. Cependant, dans le cas des SNIa, les réactions nucléaires produisent une énergie suffisante ($\sim 10^{51}$ erg) pour dissocier la naine blanche et entraîner l'éjection de matière à de grandes vitesses (5000 à 20000 km s^{-1}) [Khokhlov *et al.* 1993].

Les réactions de fusion nucléaire générées pendant cet événement produisent des β^+ -émetteurs. La Table 4.2 répertorie les chaînes de décroissance radioactive, sources de positrons, des principaux éléments radioactifs produits lors d'une explosion de SNIa.

Le taux de production des positrons par les SNIa dans notre Galaxie peut être calculé avec l'Eq. [4.4]. La masse de β^+ -émetteurs produits pendant une explosion de SNIa est estimée en ajustant les courbes de lumière simulées par les modèles aux courbes de lumière observées des SNIa. Il existe plusieurs modèles décrivant le phénomène de SNIa et la masse d'éléments radioactifs produits varie d'un modèle à l'autre. Ainsi, on trouve dans la littérature que la masse de ^{56}Ni produit par les SNIa varie entre $0.1 M_{\odot}$ et $1 M_{\odot}$ [Nomoto *et al.* 1984; Ruiz-Lapuente *et al.* 1993; Hoflich 1995; Hoflich *et al.* 1995; Nomoto *et al.* 1996; Hoefflich *et al.* 1998]. Selon les modèles, la masse de ^{57}Ni produit varie entre $(0.8 - 1.1) \times 10^{-2} M_{\odot}$, la masse de ^{44}Ti varie entre $(2 - 7) \times 10^{-5} M_{\odot}$ et celle de ^{26}Al est comprise dans l'intervalle $2.4 \times 10^{-5} M_{\odot}$ et $3 \times 10^{-6} M_{\odot}$ [Nomoto *et al.* 1984].

La fraction des positrons qui parviennent à s'échapper de l'éjecta d'une SNIa n'est pas encore bien déterminée. Cette fraction d'échappement dépend de l'évolution du profil en densité de l'éjecta, de l'énergie des positrons et de leur localisation dans l'éjecta au moment de leur production, de l'intensité et de la géométrie du champ magnétique [Colgate *et al.* 1980; Chan & Lingenfelter 1993; Ruiz-Lapuente & Spruit 1998]. Ces paramètres dépendent tous du modèle de SNIa considéré. Chan & Lingenfelter [1993] estimèrent que 0.5 % à 8 % des positrons peuvent survivre à la traversée de l'éjecta. Ils montrèrent également qu'un mélange de l'éjecta (par des mouvements de convection, par exemple), peut accroître la probabilité de survie des positrons à 5 % – 15 %. Plus récemment, en comparant les courbes de lumière simulées par différents modèles aux courbes de lumière mesurées lors des explosions de SNIa (SN 1991bg, SN 1990N, SN 1972E, SN 1991T, SN 1993L, SN 1937C, SN 1989B, SN 1986G et SN 1994D), Milne *et al.* [1999] conclurent que 0.1 % à 5 % des positrons produits après ~ 85 jrs par la décroissance du ^{56}Co parviennent à s'échapper de l'éjecta.

Le ^{57}Ni produit des positrons seulement 36 heures après le début de la SNIa. Après un tel intervalle de temps, l'éjecta de la SNIa est suffisamment dense ($\gtrsim 10^6 \text{ cm}^{-3}$) pour ralentir et arrêter les positrons. L'ensemble des positrons issus de la décroissance de ^{57}Ni s'annihilent donc dans l'enveloppe. La décroissance du ^{44}Ti produit des positrons après un temps supérieur à la demi-vie du ^{56}Co ($\tau = 78.8$ jrs). Par conséquent, on peut supposer que la majorité [Chan & Lingenfelter 1993] des positrons produits suite à la décroissance du ^{44}Ti parviennent à s'échapper de l'éjecta. Il est important de noter que lors de la traversée de l'éjecta, les positrons sont ralentis et perdent une fraction de leur énergie par des collisions avec les autres particules présentes dans l'éjecta. Les positrons qui parviennent à s'échapper sont alors injectés dans le milieu interstellaire avec une distribution en énergie différente de celle donnée par l'Eq. [4.2]. Chan & Lingenfelter [1993] et Milne *et al.* [1999] ont calculé cette distribution en énergie en considérant l'ensemble des processus de perte d'énergie des positrons dans l'enveloppe de la SNIa.

Enfin, le ^{26}Al a une grande durée de vie qui nous permet de supposer que, au moment de sa décroissance, le ^{26}Al s'est échappé du reste de la supernova. Ainsi, les positrons créés par le ^{26}Al sont directement injectés dans le milieu interstellaire.

La fréquence des SNIa dans notre Galaxie est aussi un paramètre difficile à estimer. En se basant sur des échantillons de galaxies extérieures, Tammann *et al.* [1994], Cappellaro *et al.* [1997]; Mannucci [2005] estimèrent un taux de SNIa Galactique compris entre 0.3 et 1.1 SNIa/siècle.

La Table 4.3 résume les différents paramètres permettant d'estimer le taux de pro-

Isotope	M_A [M_\odot]	η_{esc} [%]	Q_e [$10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$]
^{57}Ni	$\sim 10^{-2}$	~ 0	0
^{56}Co	0.1 – 1	0.1 – 5	(0.03 – 6.3)
^{44}Sc	$(2 - 7) \times 10^{-5}$	~ 100	$\lesssim 1 \times 10^{-2}$
^{26}Al	$(0.3 - 2.4) \times 10^{-5}$	~ 100	$\lesssim 3 \times 10^{-2}$

TAB. 4.3: Valeurs des paramètres de l’Eq. [4.4] pour des supernovae de type Ia, avec M_A la masse d’isotope produit lors d’une explosion et η_{esc} la fraction d’échappement des positrons. Le taux de production des positrons (Q_e) par les différents β^+ -émetteurs est calculé pour une fréquence Galactique de SNIa comprise entre 0.3 et 1.1 SNIa/siècle. Pour les valeurs des rapports de branchement (β_{e+}), se reporter à la Table 4.2.

duction des positrons Galactiques par les SNIa avec l’Eq. [4.4]. Une masse moyenne de ^{56}Co produit de $\sim 0.5 M_\odot$ par SNIa, un taux d’échappement des positrons de 5 % et une fréquence de SNIa de 0.5/siècle suffisent à expliquer la luminosité totale observée par SPI ($\sim 1.8 \times 10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$, Knödlseeder *et al.*, 2005). La contribution des autres isotopes radioactifs reste négligeable. Les SNIa sont donc de bons candidats pour expliquer l’origine des positrons Galactiques. Cependant, les études de la courbe de lumière de SN 2000cx, réalisées par Sollerman *et al.* [2004], montrent qu’aucun positron ne s’échappe de l’éjecta. Sollerman *et al.* [2004] expliquent que l’absence de correction bolométrique dans l’étude de Milne *et al.* [1999] est à l’origine de la surestimation de la fraction d’échappement des positrons. Il n’est toutefois pas exclu que SN 2000cx soit un cas particulier.

Les SNIa pourraient être une source idéale pour la production des positrons Galactiques à condition que les positrons puissent s’échapper de l’enveloppe. Rappelons toutefois que les SNIa et les novae se produisent toutes deux dans le même type d’objet astrophysique : un système binaire contenant une naine blanche. Il y a donc de fortes raisons de croire que les SNIa suivent la même distribution spatiale que les novae dans la Galaxie. Or, nous avons vu précédemment que le rapport de luminosité B/D déduit de la distribution spatiale des novae ne correspond pas à celui déduit de la distribution spatiale des sites d’annihilation. En se basant sur les taux de SNIa mesurés dans les galaxies de type Sb/c et E/S0, Prantzos [2006] estima le rapport B/D des SNIa à ~ 0.1 dans notre Galaxie, en accord avec celui estimé pour les novae [Shafter 1997]. Ainsi, dans l’hypothèse où une fraction suffisante de positrons parvient à s’échapper de l’éjecta, comment, avec un tel rapport B/D , les SNIa pourraient-elles reproduire la distribution de l’émission ($B/D \sim 1 - 3$, voir Sect. 2.4) ? Prantzos [2006] proposa une solution à ce problème en suggérant que les positrons produits dans le disque par les SNIa sont transportés vers le bulbe Galactique. Cette proposition sera discutée dans le Chapitre 6.

4.1.3 Les supernovae de type Ib, Ic, II

Ces autres classes de supernovae sont liées à la phase ultime des étoiles massives ($\gtrsim 8 M_\odot$). Au cours de la vie d’une étoile, les cycles successifs de réactions de fusion nucléaire transforment les éléments *légers* en des éléments plus *lourds* en fournissant de l’énergie à l’étoile. Ces cycles ont permis aux étoiles les plus massives de produire un cœur

de fer. Le fer étant l'élément le plus stable, les réactions de fusion et de fission nucléaires visant à transformer le fer consomment de l'énergie au lieu d'en produire. Privé de sa source d'énergie, le cœur de fer ne peut plus lutter contre la gravitation et il s'effondre sur lui-même sous l'effet de sa propre masse. Lorsque la pression thermique du cœur atteint le niveau de dégénérescence des nucléons, les couches les plus externes du cœur rebondissent sur les couches internes en soufflant les enveloppes externes de l'étoile à de grandes vitesses. Les étoiles à l'origine des supernovae de type II (SNII), Ib (SNIb) et Ic (SNIc) suivent la même évolution. Cependant, on parle de SNIb si l'étoile progénitrice de la supernova a perdu son enveloppe de H au cours de sa vie (par des vents stellaires ou suite à l'accrétion de son enveloppe sur un compagnon). On qualifie de SNIc les supernovae produites par des étoiles ayant perdu leur enveloppe de H et de He.

Au cours des explosions de SNII et SNIb/c, on retrouve les mêmes principales chaînes de décroissances radioactives produisant des β^+ -émetteurs que celles présentées pour les SNIa. Le taux de production de positrons par les supernovae dans la Galaxie est donné par l'Eq. [4.4]. Il est cependant très difficile d'estimer leur contribution car chaque événement produit des quantités différentes de β^+ -émetteurs [Woosley & Weaver 1995; Milne *et al.* 2002a]. Woosley & Weaver [1995] estimèrent que les SNII/Ib,c produisent entre $\lesssim 10^{-6} M_{\odot}$ et $2.3 \times 10^{-4} M_{\odot}$ de ^{44}Ti et entre $1.7 \times 10^{-5} M_{\odot}$ et $2.3 \times 10^{-4} M_{\odot}$ de ^{26}Al .

Il est possible d'utiliser les contraintes observationnelles sur le ^{44}Ti et le ^{26}Al pour affiner ces estimations. A partir de l'analyse du flux à 1.809 MeV résultant de la décroissance de $^{26}\text{Al}(\gamma)^{26}\text{Mg}$, Knödlseeder *et al.* [1999b] montrèrent que le ^{26}Al était produit par les étoiles massives au cours des phases Wolf-Rayet et lors de leur explosion. Le flux à 1.809 MeV mesuré suggère un taux de décroissance du ^{26}Al de $\sim 3 \times 10^{42}$ décroissances/s [Milne *et al.* 2002a]. En supposant un état stationnaire et avec un taux de SNII/Ib,c de 1.5 à 3.3/siècle [Hatano *et al.* 1997b; Cappellaro *et al.* 1997], les étoiles massives doivent produire de $6.5 \times 10^{-5} M_{\odot}$ à $1.42 \times 10^{-4} M_{\odot}$ de ^{26}Al pour maintenir la quantité de ^{26}Al constante. De même, l'évolution chimique de la Galaxie et l'abondance solaire du ^{44}Ca nécessitent une injection de $2 \times 10^{-6} M_{\odot}$ à $4 \times 10^{-6} M_{\odot}$ de ^{44}Ti par supernovae [Timmes *et al.* 1996]. A partir de simulations numériques, [Chan & Lingenfelter 1993] estimèrent que les SNII/Ib,c produisent entre $0.1 M_{\odot}$ et $0.3 M_{\odot}$ de ^{56}Co . La fraction d'échappement des positrons issus de la décroissance de ^{56}Co est très mal connue. Mais, compte tenu de l'épaisseur de l'enveloppe – bien plus massive que pour les SNIa – au moment de la décroissance du ^{56}Co , la fraction d'échappement des positrons doit être $\ll 1\%$ [Chan & Lingenfelter 1993; Dermer & Murphy 2001].

La Table 4.4 reporte les paramètres de l'Eq. [4.4] appliqués aux SNII/Ib,c ainsi que le taux de production des positrons par les SNII/Ib,c en supposant une fréquence de 1.5 à 3.3 SN/siècle. Le taux de production des positrons par ces classes de supernovae est insuffisant pour expliquer la luminosité totale de l'émission d'annihilation des positrons mesurée par SPI. Cependant, leur taux de production est compatible avec la luminosité de l'émission d'annihilation qui est mesurée dans le disque Galactique [$(0.3 \pm 0.2) \times 10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$, Knödlseeder *et al.*, 2005].

La distribution spatiale des SNII/Ib,c dans la Galaxie peut être modélisée par les modèles de Bronfman [1992] ou Bartunov *et al.* [1992] qui se basent sur la distribution spatiale des étoiles massives dans les galaxies. On peut également utiliser le modèle de distribution spatiale de ^{26}Al (voir Fig. 4.1) ajusté aux données de *COMPTEL* dans la

Isotope	M_A [M_\odot]	η_{esc}	Q_e [$e^+ \text{ s}^{-1}$]
^{56}Co	0.1 - 0.3	0 %	0
^{44}Sc	$(2 - 4) \times 10^{-6}$	100 %	$(0.2 - 1.0) \times 10^{41}$
^{26}Al	$(0.7 - 1.4) \times 10^{-4}$	100 %	$(1.1 - 4.9) \times 10^{42}$

TAB. 4.4: Valeurs des paramètres de l'Eq. [4.4] pour des supernovae de type II et Ib,c, avec M_A la masse d'isotope radioactif produit lors d'une explosion et η_{esc} la fraction d'échappement des positrons. Le taux de production des positrons (Q_e) est calculé pour une fréquence Galactique de SNII/Ib,c comprise entre 1.5 et 3.3 supernovae/siècle. Pour les valeurs des rapports de branchement (β_{e^+}), se reporter à la Table 4.2.

raie à 1.8 MeV [Knödlseeder *et al.* 1999b]. Les SNII/Ib,c sont majoritairement distribuées dans le disque Galactique avec un rapport $B/D \lesssim 1$ et ne peuvent expliquer à elles seules la production des positrons dans la Galaxie. Cependant, l'émission d'annihilation des positrons mesurée dans le disque peut être expliquée par la décroissance de ^{44}Ti et de ^{26}Al [Knödlseeder *et al.* 2005]. Les SNII/Ib,c pourraient bien être la source des positrons du disque Galactique.

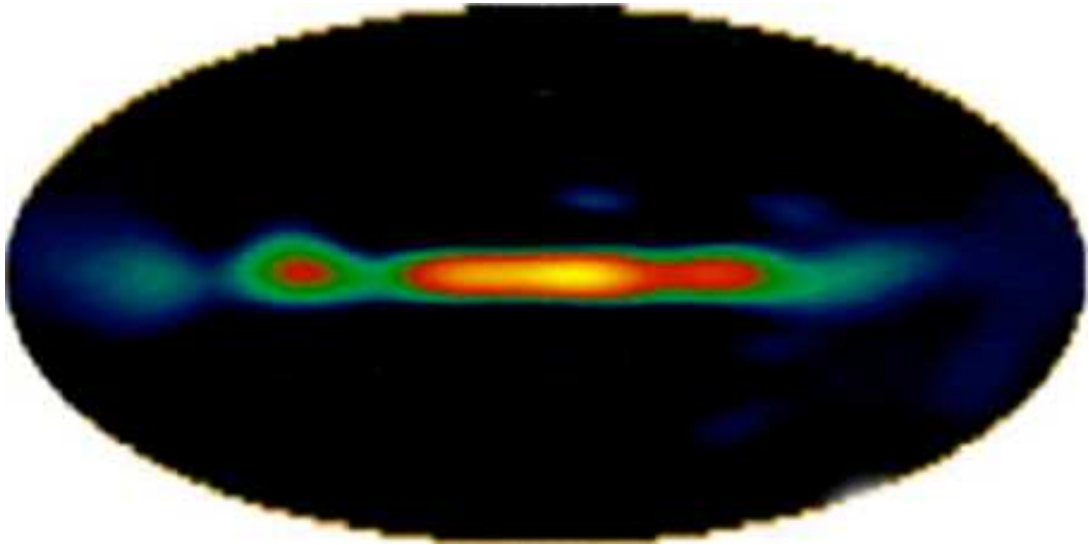


FIG. 4.1: Distribution spatiale de ^{26}Al déduite de la carte du ciel mesurée à 1.8 MeV par *COMPTEL*. D'après Knödlseeder *et al.* [1999a].

4.2 La décroissance du pion π^+

Pion (diminutif de *pi meson*) est le nom commun donné à trois particules subatomiques (π^- , π^0 , π^+) appartenant à la classe des mesons⁵. Le pion π^+ se compose d'un

⁵Les mesons sont les particules véhiculant la force forte entre nucléons. Leur existence fut prédite théoriquement par Yukawa en 1935. Ils ne furent découverts qu'en 1947 par Lattes *et al.*

quark *up* et d'un anti-quark *down*. Sa masse vaut $139.6 \text{ MeV}/c^2$ et sa demi-vie est de $2.6 \times 10^{-8} \text{ s}$. Sa principale voie de décroissance ($\sim 99.99 \%$) aboutit à la production d'un anti-muon (μ^+) et d'un neutrino muonique (ν_μ) :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad . \quad (4.5)$$

L'anti-muon est une anti-particule élémentaire, instable, d'une demi-vie de $2.2 \times 10^{-6} \text{ s}$, qui se transforme en un positron, un neutrino électronique et un anti-neutrino muonique lors de sa décroissance :

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad . \quad (4.6)$$

Notons que, dans $\sim 0.01 \%$ des cas, le pion π^+ peut décroître en produisant directement un positron [Britton *et al.* 1994],

$$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e \quad , \quad (4.7)$$

et que le pion π^0 , lors de sa décroissance, peut émettre une paire électron-positron dans 1.2% des cas via

$$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma \quad . \quad (4.8)$$

Suite aux décroissances successives d'un pion π^+ , d'une énergie E_{π^+} , et d'un anti-muon (réactions [4.5] puis [4.6]), la probabilité d'obtenir un positron d'énergie comprise entre E_{e^+} et $E_{e^+} + dE_{e^+}$ est donnée par :

$$\frac{dN_{e^+}(E_{e^+}, E_{\pi^+})}{dE_{e^+}} = \int_{E_{\mu^+}^{\min}}^{E_{\mu^+}^{\max}} \frac{dN_{\mu^+}(E_{\mu^+}, E_{\pi^+})}{dE_{\mu^+}} \times \frac{dN_{e^+}(E_{e^+}, E_{\mu^+})}{dE_{e^+}} dE_{\mu^+} \quad , \quad (4.9)$$

avec $\frac{dN_{\mu^+}(E_{\mu^+}, E_{\pi^+})}{dE_{\mu^+}}$ la fonction de distribution en énergie des μ^+ produits lors de la décroissance du π^+ et $\frac{dN_{e^+}(E_{e^+}, E_{\mu^+})}{dE_{e^+}}$ la fonction de distribution en énergie des positrons produits par la décroissance d'un μ^+ d'énergie E_{μ^+} . Cette intégrale possède une solution analytique qui fut calculée par Dermer [1986] et Moskalenko & Strong [1998]. Nous invitons les lecteurs intéressés à se reporter à ces deux articles ainsi qu'à l'Annexe B pour prendre connaissance de la solution de l'Eq. [4.9].

Sur Terre, les π^+ s'observent dans la haute atmosphère. Les rayons cosmiques incidents qui entrent en collisions avec les atomes de notre atmosphère produisent des gerbes de particules dans lesquelles on peut détecter des pions. Le même phénomène se produit dans le milieu interstellaire. Lorsqu'un proton du rayonnement cosmique entre en interaction avec un proton du gaz interstellaire, il peut y avoir création de pions π^+ via les réactions

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+ \quad , \quad (4.10)$$

$$p + p \rightarrow d + \pi^+ \quad , \quad (4.11)$$

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^- \quad , \quad (4.12)$$

avec d le noyau de deutérium. L'énergie moyenne des positrons produits par les rayons cosmiques est de 30 MeV.

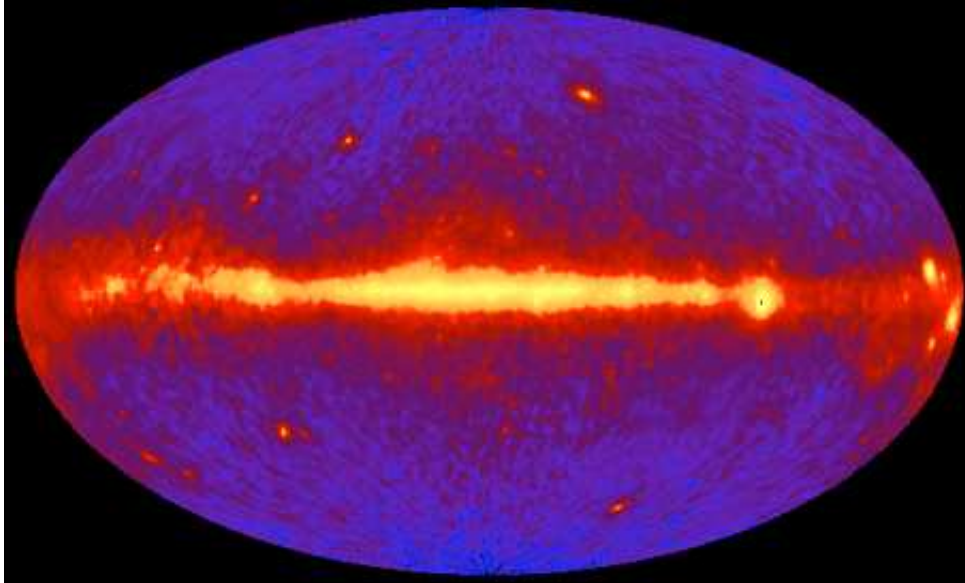


FIG. 4.2: Carte du ciel obtenue à partir des mesures réalisées au-dessus de 100 MeV avec *EGRET*.

Les interactions entre les rayons cosmiques et les protons du gaz interstellaire produisent également des pions π^0 , dont la décroissance se traduit par l'émission de deux photons de haute énergie. Les observations de *COS-B* impliquent que la luminosité totale de l'émission diffuse Galactique, pour des photons d'une énergie > 100 MeV, est de l'ordre de $2.5 \times 10^{42} \gamma \text{ s}^{-1}$ [Bloemen *et al.* 1984]. Les sections efficaces de production des pions π^+ et π^0 dans le milieu interstellaire sont sensiblement les mêmes [Dermer & Murphy 2001]. Par conséquent, sachant que deux photons sont émis lors de la décroissance du pion π^0 , on déduit une limite supérieure au taux de production des positrons par les rayons cosmiques de $\lesssim 1.3 \times 10^{42} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$. Ce taux est insuffisant pour expliquer l'origine des positrons Galactiques. Cependant, une telle luminosité nous laisse penser que les rayons cosmiques contribuent à la production de positrons Galactiques, qui, nous le rappelons, s'annihilent à raison de $(1.8 \pm 0.2)10^{43}$ annihilations/s [Knödlseeder *et al.* 2005].

La carte du ciel réalisée par *EGRET* représentant la distribution spatiale des photons d'une énergie > 100 MeV est un bon traceur de la distribution spatiale des sites de production des positrons par les rayons cosmiques. Cette carte, représentée dans la Fig. 4.2, indique que cette émission est concentrée dans le disque Galactique. La comparaison de cette carte avec les cartes de la distribution spatiale de l'émission d'annihilation mesurée par SPI [Knödlseeder *et al.* 2005; Weidenspointner *et al.* 2006] ne favorise pas ce scénario pour la production des positrons du bulbe Galactique.

4.3 La création de paires électron-positron

Le troisième processus de production de positrons est connu sous le nom de *création de paires*. Un photon incident d'énergie suffisante peut se matérialiser par une paire électron-

positron au contact d'un troisième corps A :

$$\gamma + A \rightarrow e^- + e^+ + A \quad . \quad (4.13)$$

Les conservations de l'énergie et de la quantité de mouvement impliquent que ce processus a une énergie seuil en dessous de laquelle il n'est plus possible de produire des paires électron-positron. Dans le cas où A est une particule de masse M, l'énergie seuil est :

$$h\nu_s = E_s = 2 \frac{m_e c^2 M c^2 + (m_e c^2)^2}{M c^2} \quad . \quad (4.14)$$

avec ν_s la *fréquence seuil* du photon incident. Dans ce cas, en négligeant l'énergie de recul de A, l'énergie totale de la paire électron-positron produite est égale à :

$$h\nu = (E_{e^-} + m_e c^2) + (E_{e^+} + m_e c^2) \quad . \quad (4.15)$$

avec E_{e^-} et E_{e^+} les énergies cinétiques de l'électron et du positron, respectivement.

Si A est un photon d'énergie $h\nu_A$, l'interaction convertit les deux photons en une paire électron-positron et l'énergie seuil est donnée par

$$h\nu_s = E_s = 2 \frac{(m_e c^2)^2}{h\nu_A (1 - \cos \theta)} \quad , \quad (4.16)$$

avec θ l'angle entre les deux photons incidents. Dans ce cas, l'énergie totale de la paire électron-positron produite est égale à :

$$h\nu + h\nu_A = (E_{e^-} + m_e c^2) + (E_{e^+} + m_e c^2) \quad . \quad (4.17)$$

Sur Terre, la création de paires s'observe principalement lorsqu'un photon de haute énergie se trouve au voisinage d'une particule chargée. Du point de vue astrophysique, la création de paires s'effectue en présence d'un champ magnétique intense ou dans un champ de photons que l'on trouve essentiellement au voisinage des objets compacts.

4.3.1 Les pulsars

Les pulsars, tout comme les trous noirs stellaires, sont issus de l'explosion en supernova (de type Ib, Ic ou II) d'une étoile massive. Une fois que l'étoile progénitrice de la SN est débarrassée de ses enveloppes externes, le cœur de l'étoile peut soit poursuivre son effondrement gravitationnel pour former un trou noir si sa masse dépasse $\simeq 5.7 M_\odot$, soit stopper son effondrement pour former une étoile à neutrons si sa masse est inférieure à $\simeq 5.7 M_\odot$. Lors de l'effondrement du cœur, la conservation du moment cinétique permet de former un objet compact (trou noir ou étoile à neutrons) avec une grande vitesse de rotation. Dans le cas où l'objet compact est une étoile à neutrons en rotation rapide avec un champ magnétique intense, on parle de pulsars. La période de rotation des pulsars est mesurée entre 1.5 ms et 6.8 s [Young *et al.* 1999; Lyne *et al.* 1985]. Dans cette section, nous nous concentrerons sur la production de positrons dans le cas des pulsars.

Les pulsars ont également la caractéristique de posséder un intense champ magnétique ($B \gtrsim 10^{12}$ G). Les électrons présents dans ce champ magnétique se propagent le long

des lignes du champ magnétique et perdent de l'énergie par rayonnement synchrotron en émettant des photons dans la direction de leur mouvement. Proche de la surface de l'étoile à neutrons, les photons d'une énergie de ~ 1 GeV en mouvement dans un champ magnétique de $\sim 10^{12}$ G peuvent produire des paires électron-positron ultra-relativistes [Erber 1966] via

$$B + \gamma \rightarrow B + e^+ + e^- . \quad (4.18)$$

Les positrons et les électrons ainsi formés se propagent le long des lignes de champ magnétique en perdant de l'énergie par rayonnement synchrotron. Les photons émis par les paires peuvent à leur tour produire des paires électron-positron. Des réactions en cascade viennent accroître le nombre de positrons. Certains positrons/électrons peuvent être *piégés* dans la magnétosphère de l'étoile à neutrons, alors que certains autres parviennent à s'en échapper. En supposant que la moitié des photons peuvent être transformés en paires électron-positron, Sturrock [1971] estima le nombre de positrons s'échappant de la magnétosphère d'un pulsar à :

$$J_{e^+}(t) = (10^{33.9} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}) \times \left(\frac{B(t)}{10^{12} \text{ G}} \right)^3 \left(\frac{R}{10^6 \text{ cm}} \right)^{13/2} \left(\frac{P(t)}{1 \text{ s}} \right)^{-9/2} , \quad (4.19)$$

avec R le rayon de l'étoile à neutrons, B le champ magnétique moyen à la surface et P sa période de rotation. Cependant, Sturrock [1971] démontra que la création de paires par un pulsar n'est possible que si la période de rotation du pulsar vérifie l'inégalité

$$P \lesssim (0.93 \text{ s}) \times \left(\frac{B}{10^{12} \text{ G}} \right)^{4/7} \left(\frac{R}{10^6 \text{ cm}} \right)^{9/7} . \quad (4.20)$$

Même si le temps de vie des étoiles à neutrons est virtuellement infini, les pulsars perdent une fraction de leur énergie par l'émission des photons. Cette perte d'énergie induit un ralentissement de la vitesse de rotation et une augmentation de la période de rotation du pulsar. Par conséquent, la production de paires par le pulsar s'arrête lorsque le pulsar est âgé d'environ 10^6 ans [Sturrock 1971]. Le nombre total de positrons émis par un pulsar durant sa vie s'obtient en intégrant l'Eq. [4.19] sur le *temps de vie* du pulsar (voir Sturrock & Baker, 1979). En multipliant cette intégrale par le taux de naissance ν_p des pulsars dans la Galaxie, on obtient le taux de production de positrons Q_e par l'ensemble des pulsars :

$$Q_e = (10^{33.1} \text{ e}^+) \nu_p \times \left(\frac{B}{10^{12} \text{ G}} \right)^3 \left(\frac{R}{10^6 \text{ cm}} \right)^{13/2} \left(\frac{P_0}{1 \text{ s}} \right)^{-9/2} \left(\frac{\tau_0}{1 \text{ s}} \right) . \quad (4.21)$$

où P_0 est la période de rotation au temps τ_0 . Avec un taux de naissance $\nu_p \lesssim 0.03 \text{ an}^{-1}$ [Lyne *et al.* 1985] et en supposant que l'ensemble des pulsars Galactiques possèdent un champ $B = 10^{12}$ G, un rayon $R = 10^6$ cm, un période $P_0 = 10^{-1.48}$ s au temps $\tau_0 = 10^{10.54}$ s, on trouve une limite supérieure au taux de production des positrons d'environ $\sim 2 \times 10^{41} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$. Notons que le modèle de Sturrock [1971] dépend fortement des valeurs choisies pour les différents paramètres des Eq. [4.19] et [4.21]. A partir du modèle présenté par Harding & Ramaty [1987] on peut estimer une limite supérieure au taux de production des positrons par la population des pulsars Galactiques de $\sim 10^{40} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$.

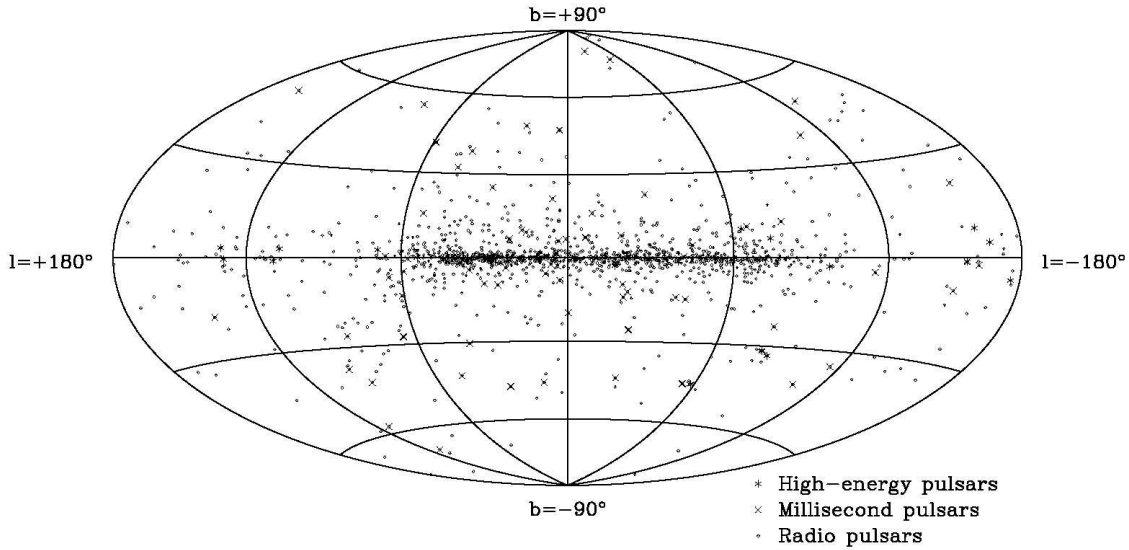


FIG. 4.3: Distribution spatiale des pulsars dans la Galaxie [Manchester *et al.* 2005].

Les pulsars sont produits par les étoiles massives au même moment que les SNII/Ib,c. Par conséquent, la distribution des pulsars (illustrée dans la Fig. 4.3) est concentrée dans le disque Galactique. Les pulsars ne sont donc pas les candidats idéaux pour la production des positrons Galactiques. D'autant plus que les positrons produits par les pulsars sont injectés dans le milieu interstellaire avec des énergies de 100 GeV à 5×10^4 GeV. A de telles énergies, le temps de thermalisation des positrons est du même ordre de grandeur que l'âge de la Galaxie [Dermer & Murphy 2001].

4.3.2 Les systèmes binaires X

Les systèmes binaires X sont des systèmes composés d'un objet compact (trou noir ou étoile à neutrons) et de son compagnon (étoile géante, super-géante ou de la séquence principale), dont l'émission dans le domaine des rayons X est très importante. L'émission X de ces systèmes est produite par l'accrétion de la matière en provenance du compagnon sur l'objet compact. Lors de sa chute sur l'étoile à neutrons ou le trou noir, le gaz du disque d'accrétion est porté à de très hautes températures. Il libère son énergie sous la forme de rayonnement X. On distingue deux classes de binaires X :

- Les binaires X de faible masse (*Low Mass X ray Binary* – LMXB) se composent d'un objet compact et d'une étoile de la séquence principale ($M \lesssim 5 M_{\odot}$).
- Les binaires X de grande masse (*High Mass X ray Binary* – HMXB) se composent d'un objet compact et d'une étoile géante ou supergéante ($M \gtrsim 5 M_{\odot}$).

Beloborodov [1999] montra qu'un plasma de paires électron-positron est nécessairement créé dans les régions les plus internes du disque d'accrétion du système binaire X, via l'interaction

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad . \quad (4.22)$$

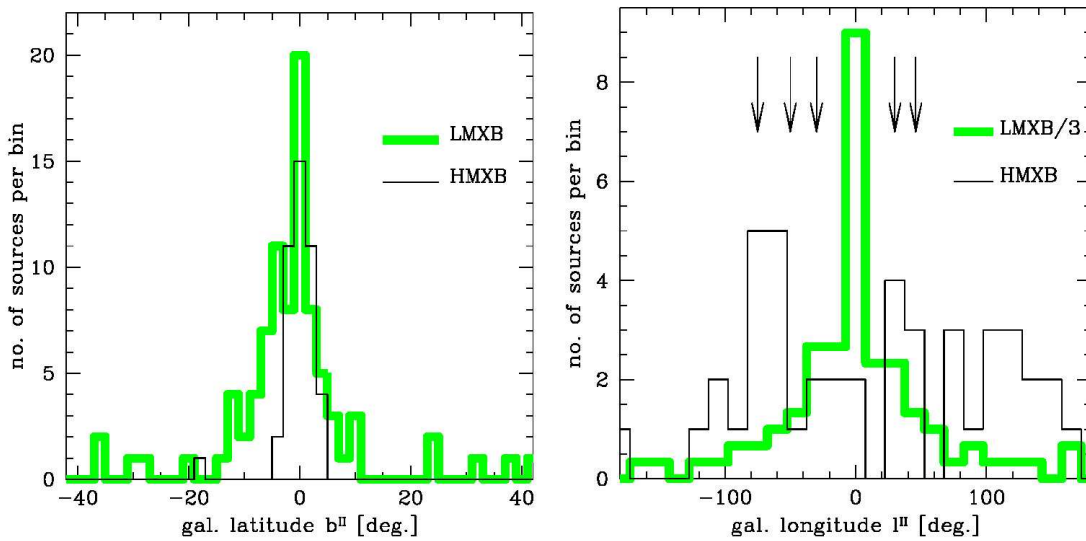


FIG. 4.4: Distribution des LMXB (*trait épais*) et des HMXB (*trait fin*) dans la Galaxie en fonction de la latitude (*à gauche*) et de la longitude (*à droite*). D'après Grimm *et al.* [2002].

La comptonisation ralentit rapidement les paires électron-positron à des vitesses $\sim c/2$ (i.e. $E_{e^+} \simeq 80$ keV). La pression induite par le champ de radiation engendre alors un vent centrifuge de paires électron-positron. En fonction de la compacité de la source⁶, le plasma de paires électron-positron forme une atmosphère plus ou moins épaisse. Dans le cas d'un plasma optiquement mince, les paires, poussées par le vent, s'échappent sans s'annihiler et pourraient former un jet semi-relativiste. Dans le cas contraire, une fraction ($\gtrsim 90$ %, Misra & Melia, 1993) des positrons s'annihile près de la base du jet. Les positrons qui ne se sont pas annihilés s'échappent à des vitesses $\sim 0.7c$ (i.e. $E_{e^+} \simeq 200$ keV). Le taux de positrons qui parviennent à s'échapper dépend du taux de production de paires et de l'efficacité de l'échappement des paires. Misra & Melia [1993] estimèrent qu'une binaire X peut émettre jusqu'à $\sim 6 \times 10^{42} e^+ s^{-1}$ lors d'un sursaut d'activité produit par un taux d'accrétion exceptionnel de $5 \times 10^{-8} M_{\odot} s^{-1}$, et ce même avec 90 % d'annihilation près de la base du jet.

Un microquasar définit un état particulier des systèmes binaires X pour lequel on détecte une émission radio probablement causée par la présence d'un jet relativiste. Dans l'hypothèse d'un état stationnaire, Guessoum *et al.* [2006] estimèrent qu'un microquasar associé à une LMXB émet $\sim 10^{41} e^+ s^{-1}$ en période d'activité *normale*. Notons que les microquasars associés aux HMXB sont dix fois moins efficaces pour produire des positrons que ceux associés aux LMXB [Guessoum *et al.* 2006].

Parmi l'ensemble des 280 systèmes binaires X connus [Liu *et al.* 2000, 2001], seulement 43 présentent une émission radio permettant de les associer à des microquasars. Selon Paredes [2005], notre Galaxie contiendrait un total de ~ 100 microquasars. A partir des catalogues de microquasars, Guessoum *et al.* [2006] conclurent que 80 % des microquasars

⁶La compacité est définie par $l = L\sigma_T/m_e c^3 R$, avec L et R la puissance et le rayon de la région d'émission et σ_T la section efficace Thomson.

sont associés aux LMXB et 20 % sont associés aux HMXB. On en déduit donc un taux de production de positrons total $\sim 8.2 \times 10^{42} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$, ce qui représente ~ 45 % du taux d'annihilation mesuré par SPI dans la Galaxie ($\sim 1.8 \times 10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$; Knödlseeder *et al.*, 2005).

Le modèle de distribution spatiale des LMXB et HMXB dans notre Galaxie, présenté par Grimm *et al.* [2002], répartit les binaires X en trois composantes : le halo Galactique, le disque Galactique et le bulbe Galactique. La Fig. 4.4 nous montre que les LMXB sont concentrées dans les régions centrales de notre Galaxie, alors que les HMXB sont essentiellement distribuées dans le disque Galactique. Selon Guessoum *et al.* [2006], 15 % des LMXB appartiennent au halo, 35 % appartiennent au disque et 50 % appartiennent au bulbe Galactique. La population des HMXB présentes dans le bulbe Galactique représente 10 % de la population totale des HMXB, les 90 % restants étant dans le disque Galactique. Avec ~ 100 microquasars dans notre Galaxie, dont ~ 80 sont associés aux LMXB, on en déduit des taux de production des positrons $\sim 1.2 \times 10^{42} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ dans le halo, $\sim 3.0 \times 10^{42} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ dans le disque et $\sim 4.0 \times 10^{42} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ dans le bulbe Galactique. Le rapport de luminosité B/D entre le bulbe et le disque est donc de ~ 1.3 . Ce rapport est trop petit par rapport à celui mesuré par SPI [Knödlseeder *et al.* 2005]. Cependant, selon Guessoum *et al.* [2006], 50 % des positrons du disque pourraient s'échapper dans le halo. Dans un tel cas de figure, le rapport B/D (~ 2.6) se rapproche de celui mesuré. Sous cette hypothèse, les microquasars, et principalement ceux associés aux LMXB, sont de bons candidats pour la production des positrons Galactiques.

4.4 D'autres sources possibles de positrons

Il existe encore d'autres sources possibles permettant de produire des positrons dans la Galaxie. Certaines font intervenir l'ensemble des processus que nous avons énumérés précédemment (décroissance β^+ , décroissance du μ^+ et création de paires), d'autres font intervenir des mécanismes de production différents. C'est pourquoi nous avons décidé de les énumérer dans cette section, sans les associer à un des processus de production des positrons traités précédemment. Nous allons, ici, nous concentrer sur le trou noir central de notre Galaxie et sur la matière noire.

4.4.1 Le trou noir central

Sagittarius A* (Sgr A*) est une source compacte, très lumineuse dans le domaine des ondes radios, qui coïncide avec le centre de notre Galaxie. Le spectre radio de cette source est compatible avec une émission en provenance d'un disque d'accrétion. Les mesures des vitesses radiales des étoiles orbitant autour de Sgr A* nous permettent de supposer que Sgr A* est un trou noir supermassif de $(2.6 - 3.6) \times 10^6 M_\odot$.

De récentes théories envisagent que Sgr A* pourrait être la source des positrons du bulbe Galactique. Totani [2006] et Cheng *et al.* [2006, 2007] suggérèrent qu'un sursaut d'activité survenu dans le passé de Sgr A* aurait permis de produire les positrons du bulbe Galactique que nous observons actuellement. Un processus de transport et de diffusion des positrons leur aurait alors permis de remplir le bulbe Galactique.

Selon Totani [2006], le passage de l'enveloppe du reste de supernova Sgr A East au voisinage de Sgr A*, il y a de cela ~ 300 ans, aurait été responsable d'une augmentation du taux d'accrétion de Sgr A*. Cette augmentation aurait entraîné un accroissement du taux de création de paires électron-positron – via les collisions photon-photon, photon-électron et électron-photon – aux environs de l'horizon des événements du trou noir. Les positrons ainsi formés auraient alors été injectés dans le milieu interstellaire par le vent induit par le champ de radiation au voisinage de l'horizon des événements.

Enfin Cheng *et al.* [2006, 2007] montrèrent que la capture d'une étoile de $\sim 50 M_{\odot}$ il y a $\sim 10^6$ ans (ou la capture d'une étoile de $\sim 1 M_{\odot}$ tous les $\sim 10^5$ ans) par SgrA* aurait permis de produire un flux de protons de haute énergie en quantité suffisante pour créer des positrons via la décroissance des π^+ . Ces derniers auraient été produits lors des interactions avec les protons présents dans le gaz interstellaire.

4.4.2 La matière noire

Les études des effets gravitationnels induits par la matière sur son environnement (effet de lentilles gravitationnelles et mesures des vitesses de rotation des galaxies, entre autres) ont permis de mettre en évidence la présence d'une *matière noire* (DM pour *Dark Matter*) dans notre Univers. Cette matière, non observable par les méthodes usuelles, pourrait être composée de particules massives, dites *non-baryoniques*, qui n'interagissent ni avec la matière, ni avec le champ de photons environnant.

Cette matière noire pourrait être responsable de l'excès de positrons détecté dans le flux de rayons cosmiques incidents sur Terre [Agrinier *et al.* 1969; Golden *et al.* 1987; Müller & Tang 1987]. En effet, l'annihilation de particules de matière noire d'une masse $\gtrsim 80 \text{ GeV}/c^2$ permettrait de produire des positrons, d'une énergie $\gtrsim 10 \text{ GeV}$, venant enrichir les positrons d'origine *secondaire*, déjà présents dans les rayons cosmiques [Tylka 1989b,a; Turner & Wilczek 1990; Kamionkowski & Turner 1991; Jungman *et al.* 1996; Baltz & Edsjö 1999]. Cependant, à de telles énergies, le temps de thermalisation des positrons est proche de l'âge de notre Galaxie. Il est donc peu probable que ces positrons détectés dans le rayonnement cosmique soient responsables de l'émission d'annihilation Galactique qui est plutôt due à des positrons de basse énergie.

Initialement, on pensait que les particules de matière noire devaient avoir une masse $\gtrsim 1 \text{ GeV}$ pour satisfaire la limite de Lee-Weinberg [Lee & Weinberg 1977]. Cependant, Boehm *et al.* [2004] démontrèrent qu'il était possible de s'affranchir de cette limite, permettant ainsi à la matière noire *légère* d'exister.

La présence de positrons de basse énergie responsables de l'émission d'annihilation pourrait donc être expliquée par l'annihilation [Boehm *et al.* 2004] ou la décroissance [Hooper & Wang 2004; Picciotto & Pospelov 2005] de la matière noire *légère* ($\lesssim 100 \text{ MeV}/c^2$) :

$$X + \bar{X} \rightarrow e^+ + e^- \quad (4.23)$$

ou

$$X \rightarrow \nu_{\tau} + e^+ + e^- \quad (4.24)$$

$$X \rightarrow \nu_{\mu} + e^+ + e^- \quad , \quad (4.25)$$

avec X et \bar{X} les particules de matière noire et d'anti-matière noire, respectivement. ν_τ et ν_μ sont les neutrinos tauiques et muoniques, respectivement. Le positron et l'électron émis lors de l'annihilation de la matière noire se partagent l'énergie de l'interaction. Le positron, l'électron et le neutrino issus de la décroissance d'une particule de matière noire se partagent l'énergie de la particule source. Le taux de production des positrons par la matière noire *légère* est [Ascasibar *et al.* 2006]

$$\frac{dn_{e^+}}{dt} = n_{\text{DM}} \times R_d \quad (4.26)$$

ou

$$\frac{dn_{e^+}}{dt} = n_{\text{DM}} \times R_a \quad , \quad (4.27)$$

avec n_{e^+} et n_{DM} les densités volumiques des positrons et des particules de matière noire, respectivement. R_d est le taux de décroissance de la matière noire et $R_a = \langle \sigma v_{\text{DM}} \rangle n_{\bar{\text{DM}}}$ le taux d'annihilation de la matière noire (avec σ la section efficace d'annihilation, v_{DM} la vitesse thermique de la matière noire et $n_{\bar{\text{DM}}}$ la densité volumique des particules d'anti-matière noire).

Il existe plusieurs modèles de distribution spatiale de la matière noire dans notre Galaxie. Parmi l'ensemble des modèles existants, on peut citer le modèle de la sphère isotherme, le modèle présenté par Binney & Evans [2001], celui introduit par Navarro *et al.* [1997] [NFW] et celui de Moore *et al.* [1999]. Tous ces modèles distribuent la matière noire dans un halo sphéroïdal avec le maximum de densité en matière noire au centre du sphéroïde. En ajustant les profils de densité aux mesures de la raie d'émission d'annihilation électron-positron réalisées par SPI, Ascasibar *et al.* [2006] donnent des contraintes sur ces différents modèles. Ils en concluent que seul le modèle NFW, avec une production de positrons par l'annihilation des particules de matière noire, est compatible avec les mesures de SPI et rejettent l'ensemble des autres modèles.

Chapitre 5

Modélisation de l'annihilation des positrons Galactiques

If you meet your antiself, don't shake hands!
 You would both vanish in a great flash of light.
S. W. Hawking, *A brief history of time*, 1988

5.1 Les processus d'annihilation des positrons	62
5.1.1 Le positronium	62
5.1.2 L'échange de charge	64
5.1.3 La capture radiative	66
5.1.4 L'annihilation directe avec des électrons libres	68
5.1.5 L'annihilation directe avec des électrons liés	69
5.1.6 L'annihilation avec des grains interstellaires	71
5.2 L'émission d'annihilation	76
5.2.1 L'influence du milieu interstellaire	76
5.2.2 Modélisation du spectre d'annihilation dans les différentes phases du milieu interstellaire	82
5.2.3 Ajustement au spectre d'annihilation mesuré par SPI	87
5.2.4 Modélisation de la distribution spatiale de l'émission d'annihilation	90

L'annihilation d'un positron avec un électron peut s'effectuer suivant différentes voies, soit indirectement via la formation d'un positronium (voir Sect. 5.1.1), soit directement. La forme spectrale de l'émission d'annihilation dépend de la fraction relative d'annihilations directes et indirectes se produisant sur une grande population de positrons. De plus, certaines caractéristiques physiques (température, abondances, ...) du milieu où évoluent les positrons ont une influence sur la forme spectrale de l'émission d'annihilation. Pour modéliser cette émission, il est donc important d'identifier les différents processus d'annihilation qui interviennent dans chacune des phases du milieu interstellaire. Au cours

de la Sect. 5.1, nous décrivons les différentes interactions subies par les positrons dans le milieu interstellaire qui sont responsables de l'annihilation des positrons. Les effets du milieu interstellaire sur l'émission d'annihilation des positrons seront discutés dans la Sect. 5.2. Compte tenu de l'abondance des éléments présents dans le milieu interstellaire, nous limiterons notre étude aux interactions se produisant entre les positrons et l'atome d'hydrogène (H_I), l'atome d'hélium (He_I), la molécule de dihydrogène (H₂), des électrons libres et les grains de poussière.

5.1 Les processus d'annihilation des positrons

5.1.1 Le positronium

Le positronium (Ps), ou encore l'atome de positronium, est un état lié instable entre un positron et un électron. L'atome de positronium est neutre et, parce que la charge du positron ($+e$) est identique à celle du proton, le positronium est semblable à l'atome d'hydrogène. Cependant, comme la masse réduite de l'atome de positronium vaut $m_e/2$, les énergies des différents niveaux d'excitation du positronium sont réduites de moitié par rapport à celles des niveaux d'excitation de l'atome d'hydrogène. L'énergie de liaison du niveau fondamental du positronium est donc ~ 6.8 eV [Charlton & Humberston 2000]. Etant instable, l'atome de positronium se désintègre. Sa désintégration se traduit par l'annihilation entre le positron et l'électron qui est accompagnée de l'émission de photons.

Le positronium peut se former sous deux états de spin différents, $S = 0$ ou $S = 1$. Dans l'état singulet $S = 0$, que l'on appellera par la suite **para-positronium** (para-Ps), les spins de l'électron et du positron sont antiparallèles. Dans le cas du triplet $S = 1$, également nommé **ortho-positronium** (ortho-Ps), les spins de l'électron et du positron sont parallèles. En général, dans 3/4 des cas, le positronium se forme dans un état ortho-Ps et, dans 1/4 des cas, il se forme dans un état para-Ps. Chacun de ces deux états de spins a une influence sur le temps de vie du positronium et sur la forme spectrale de l'émission d'annihilation du positronium. La demi-vie de l'ortho-Ps est $\simeq 1.4 \times 10^{-7}$ s, alors que celle du para-Ps est $\simeq 1.25 \times 10^{-10}$ s [Pirenne 1946; Ore & Powell 1949].

A partir de la conservation du moment angulaire, Yang [1950] et Wolfenstein & Ravenhall [1952] ont montré qu'un positronium formé dans un état de spin S avec un moment angulaire L décroît en émettant un nombre n_γ de photons vérifiant l'égalité

$$(-1)^{n_\gamma} = (-1)^{L+S} \quad . \quad (5.1)$$

Par conséquent, pour un positronium à l'état fondamental, avec $L = 0$, les décroissances/annihilations du para-Ps et de l'ortho-Ps ne peuvent se produire qu'accompagnées d'une émission d'un nombre pair et impair de photons, respectivement. A partir de l'Eq. [5.1], on peut voir qu'il est possible qu'une décroissance se produise sans émission de photons ($n_\gamma = 0$) ou par l'émission d'un unique photon ($n_\gamma = 1$). Mais ces deux derniers cas particuliers se produisent uniquement si le positronium est soumis à un champ de force externe (le champ Coulombien d'un atome voisin, par exemple). Par la suite, nous ne tiendrons pas compte de ces deux cas particuliers car, dans l'étude qui nous intéresse, les positrons évoluent dans le *vide* interstellaire. En général, lors de l'annihilation d'un

para-Ps, $2k$ (avec k un nombre entier $\gtrsim 1$) photons gamma sont émis. Et, lors de l'annihilation d'un ortho-Ps, $2k + 1$ photons gamma sont émis. Toutefois, l'ordre le plus bas est le plus probable. Nous nous limiterons donc aux cas pour lesquels le para-Ps émet 2 photons et l'ortho-Ps émet 3 photons.

La somme des énergies des photons émis lors de l'annihilation d'un positronium doit être égale à l'énergie totale du système (soit $2 \times m_e c^2 \simeq 1021.996$ keV lorsque le positronium est au repos). Par conséquent, si on considère une grande population de positroniums, le spectre d'annihilation du para-Ps se caractérise par une raie centrée à une énergie de $\simeq 510.998$ keV. Un effet Doppler, dû à l'énergie cinétique des atomes de positronium, provoque un élargissement de cette raie.

Le spectre de l'ortho-Ps, quant à lui, a la forme d'un continuum; on parle alors du *continuum positronium*. Ore & Powell [1949] furent les premiers à calculer la fonction de

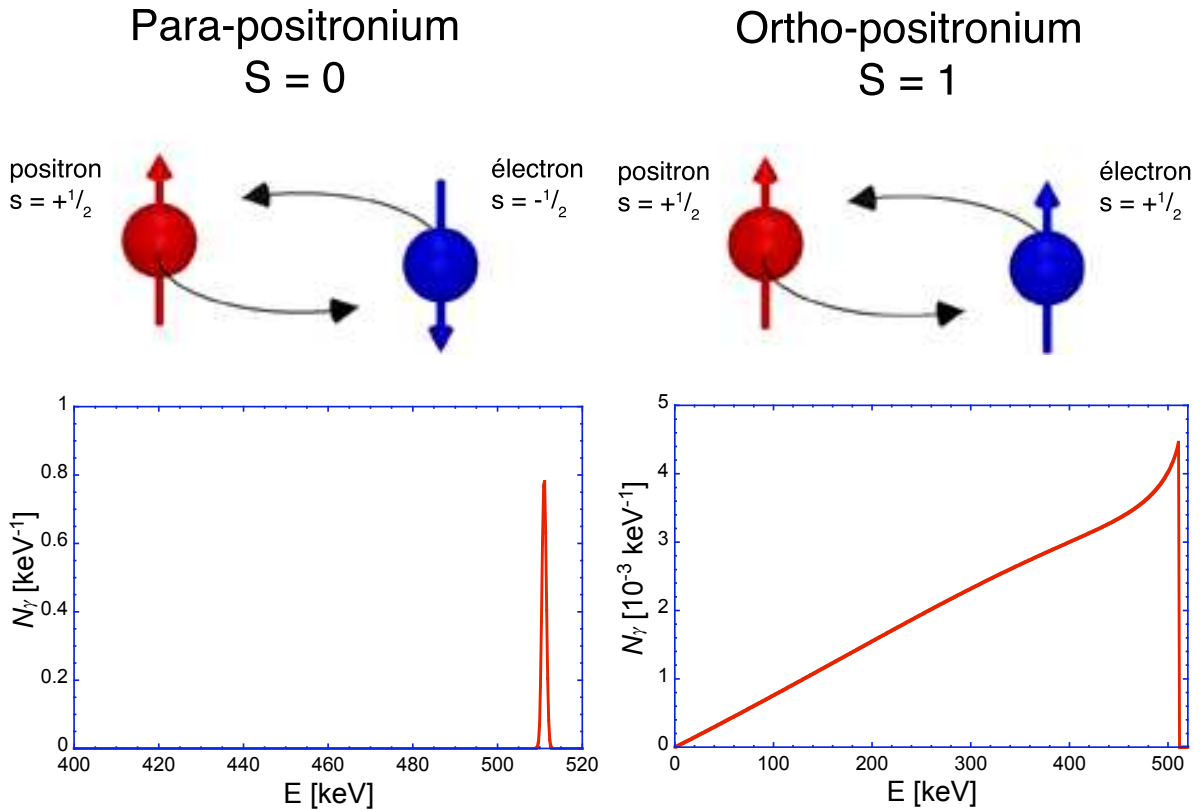


FIG. 5.1: Vue schématique d'un para-Ps (en haut à gauche) accompagné de son spectre d'émission d'annihilation (en bas à gauche) et schématisation d'un ortho-Ps (en haut à droite) accompagnée de son spectre d'émission d'annihilation (en bas à droite).

distribution des photons émis lors de la décroissance d'un ortho-Ps :

$$N_\gamma(E) = \frac{2}{(\pi^2 - 9) m_e c^2} \left[\frac{E (m_e c^2 - E)}{(2m_e c^2 - E)^2} + \frac{2m_e c^2 (m_e c^2 - E)}{E^2} \ln \left(\frac{m_e c^2 - E}{m_e c^2} \right) - \frac{2m_e c^2 (m_e c^2 - E)^2}{(2m_e c^2 - E)^3} \ln \left(\frac{m_e c^2 - E}{m_e c^2} \right) + \frac{2m_e c^2 - E}{E} \right]. \quad (5.2)$$

La Fig. 5.1 représente des vues schématiques d'un para-Ps et d'un ortho-Ps et les spectres d'annihilation caractérisant l'émission résultant de leur décroissance.

5.1.2 L'échange de charge

Lors d'une interaction entre un positron incident et un atome (ou une molécule), le positron peut arracher un des électrons de la couche de valence de l'atome (la molécule) pour former un positronium.

Ce processus de formation de positronium par la capture d'un électron lié s'appelle l'*échange de charge*. Massey & Mohr [1954] furent les premiers à calculer la section efficace de formation de positroniums par échange de charge en se basant sur l'approximation de Born. Ce premier travail ouvrit la voie à de nombreux calculs théoriques permettant d'estimer cette section efficace avec plus de précision (voir l'article de revue de Ghosh *et al.*, 1982). Il faudra cependant attendre les travaux de Charlton *et al.* [1980] pour avoir la première mesure expérimentale de la section efficace d'échange de charge entre un positron et HeI ou H₂. La première estimation expérimentale de la section efficace d'échange de charge entre un positron et H₁ sera réalisée plus tard par Sperber *et al.* [1992].

A partir de la synthèse des récentes mesures expérimentales de formation de positroniums lors d'une interaction avec H₁ [Sperber *et al.* 1992; Kernoghan *et al.* 1996; Zhou *et al.* 1997], nous estimons [Guessoum *et al.* 2005] que les calculs théoriques présentés par Kara [1999] sont une bonne approximation de la section efficace d'échange de charge avec H₁. De même, en nous basant sur des données expérimentales [Fornari *et al.* 1983; Fromme *et al.* 1986; Diana *et al.* 1986; Overton *et al.* 1993; Moxom *et al.* 1993], nous retenons la section efficace théorique calculée par Campbell *et al.* [1998] pour modéliser l'échange de charge entre un positron et HeI. Enfin, pour modéliser l'échange de charge entre un positron et H₂, nous adoptons la section efficace mesurée par Fornari *et al.* [1983] pour les positrons de basse énergie ($E \lesssim 100$ eV) et la section efficace mesurée par Diana *et al.* [1986] pour les positrons d'une énergie $E > 100$ eV. La Fig. 5.2 représente l'ensemble des sections efficaces d'échange de charge utilisées pour modéliser la formation de positroniums avec H₁, HeI et H₂ dans le milieu interstellaire.

Pour arracher un électron à un atome (une molécule) et former un positronium, le positron incident doit avoir une énergie cinétique égale ou supérieure à la différence entre l'énergie d'ionisation de l'atome (la molécule) et l'énergie de liaison du positronium. On a donc une énergie seuil (voir Fig. 5.2) au processus d'échange de charge :

$$E_{\text{Ps}} = U_i - \frac{6.8 \text{ eV}}{n_{\text{Ps}}^2} \quad (5.3)$$

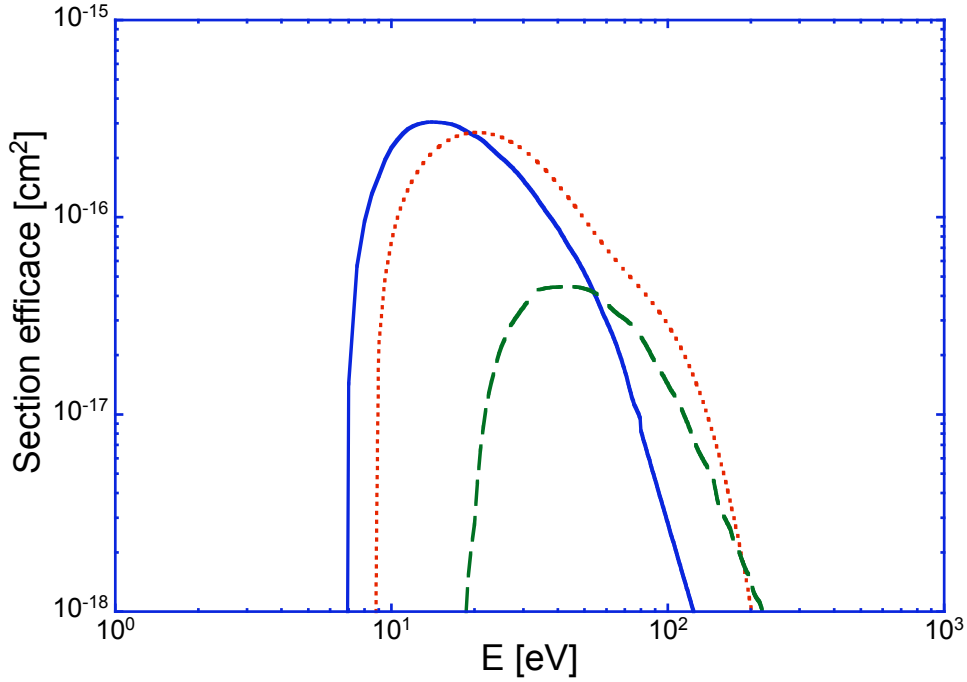


FIG. 5.2: Section efficace de formation de positroniums par un processus d'échange de charge entre un positron et un atome de H I (*trait continu*), un atome de He I (*trait tireté*) et une molécule de H₂ (*trait pointillé*).

Processus		E_{Ps}
$e^+ + \text{H}$	$\rightarrow \text{Ps} + \text{H}^+$	6.8 eV
$e^+ + \text{He}$	$\rightarrow \text{Ps} + \text{He}^+$	17.8 eV
$e^+ + \text{H}_2$	$\rightarrow \text{Ps} + \text{H}_2^+$	8.6 eV

TAB. 5.1: Processus de formation de positroniums par échange de charge se produisant dans le milieu interstellaire. E_{Ps} est l'énergie seuil d'échange de charge.

avec U_i l'énergie d'ionisation de l'atome (la molécule) et $6.8 \text{ eV}/n_{\text{Ps}}^2$ l'énergie de liaison du positronium formé dans un état quantique n_{Ps} . La Table 5.1 liste les énergies seuils des différents processus d'échange de charge entre un positron et les espèces chimiques du milieu interstellaire qui nous intéressent. Il est bien sûr possible de former un positronium avec des atomes, des molécules ou des ions¹ plus lourds présents dans le milieu interstellaire. Cependant, en raison de leur faible abondance par rapport à H I, Crannell *et al.* [1976] ont montré que la formation de positroniums avec les éléments lourds du milieu interstellaire est négligeable.

¹Afin que l'échange de charge puisse se produire entre un ion et un positron, l'ion ne doit pas avoir perdu tous ses électrons.

5.1.3 La capture radiative

Il est également possible de former un atome de positronium à partir de la combinaison entre un positron et un électron libre :



Dans ce cas, la formation du positronium est accompagnée de l'émission d'un photon. Ce processus est communément appelé *capture radiative*. La section efficace de ce processus est tellement faible ($\sim 10^{-20}$ cm² à 1 eV, avec une rapide décroissance lorsque l'énergie augmente) qu'elle ne peut être mesurée en laboratoire. On peut néanmoins se baser sur des calculs théoriques pour en estimer la valeur.

Stobbe [1930] calcula la section efficace de la réaction ($p + e^- \rightarrow \text{H} + \gamma$) qui est très similaire à l'interaction [5.4]. On peut alors se baser sur la physique de cette interaction pour comprendre la formation de positroniums par le processus de capture radiative. Les calculs de Stobbe [1930] furent donc repris par Nieminen [1967] et Gould [1989] pour être appliqués à l'interaction [5.4]. Enfin, Burdyuzha *et al.* [1992] enrichirent les calculs précédents en publiant les formules décrivant la section efficace de formation de positroniums dans des états quantiques $n_{\text{Ps}} \lesssim 3$.

Dans un système d'unité où $c = G = \hbar = 1$ et en régime non relativiste, la section efficace de capture radiative, pour la formation d'un positronium dans des états quantiques n_{Ps} et L , est donnée par [Nieminen 1967]

$$\sigma_{(n_{\text{Ps}}, L)} = \frac{16\pi\alpha\omega^3}{3v} \left[(L+1) \left(C_{n_{\text{Ps}}L}^{L+1} \right)^2 + L \left(C_{n_{\text{Ps}}L}^{L-1} \right)^2 \right] \quad , \quad (5.5)$$

avec α la constante de structure fine, v la vitesse du positron incident et ω l'énergie du photon émis [Wallyn *et al.* 1996] :

$$\omega = \frac{m_e\alpha^2}{4n_{\text{Ps}}^2} + \frac{m_e v^2}{4} \quad . \quad (5.6)$$

Les éléments de matrices $C_{n_{\text{Ps}}L}^{L+1}$ et $C_{n_{\text{Ps}}L}^{L-1}$ sont respectivement donnés par [Wallyn *et al.* 1996]

$$\begin{aligned} C_{n_{\text{Ps}}L}^{L+1} &= \sqrt{\frac{2\pi}{\alpha^2 m_e^5 v^3}} \frac{(-1)^{n_{\text{Ps}}+L+1} 2^{2L+4}}{(2L+1)!} \sqrt{\frac{(n_{\text{Ps}}+L)! \times \prod_{s=0}^{L+1} \left[s^2 + \left(\frac{\alpha}{v} \right)^2 \right]}{(n_{\text{Ps}}-L-1)! \times \sinh\left(\frac{\pi\alpha}{v}\right)}} \frac{\chi^{L+2}}{(1+\chi^2)^{n_{\text{Ps}}}} \\ &\times \Im \left\{ (\chi-i)^{2n_{\text{Ps}}-2L-4} \times F \left[L+2 + \frac{i\alpha}{v} ; L+1-n_{\text{Ps}} ; 2L+2 ; \frac{-4i\chi}{(\chi-i)^2} \right] \right\} \\ &\times \exp \left\{ \frac{\alpha}{v} \left[\frac{\pi}{2} - 2 \times \arctan \left(\frac{1}{\chi} \right) \right] \right\} \quad , \quad (5.7) \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}
C_{n_{\text{Ps}}L}^{L-1} &= \sqrt{\frac{2\pi}{\alpha^2 m_e^5 v^3}} \frac{(-1)^{n_{\text{Ps}}+L+1} 2^{2L+4}}{(2L-1)!} \sqrt{\frac{(n_{\text{Ps}}+L)! \times \prod_{s=0}^{L-1} \left[s^2 + \left(\frac{\alpha}{v}\right)^2 \right]}{(n_{\text{Ps}}-L-1)! \times \sinh\left(\frac{\pi\alpha}{v}\right)}} \left[\frac{\chi}{(1+\chi^2)} \right]^{L+1} \\
&\times \left\{ \left(\frac{\chi-i}{\chi+i} \right)^{n_{\text{Ps}}-L-1} \times F \left[L + \frac{i\alpha}{v} ; L+1-n_{\text{Ps}} ; 2L ; \frac{-4i\chi}{(\chi-i)^2} \right] \right. \\
&\quad \left. - \left(\frac{\chi-i}{\chi+i} \right)^{n_{\text{Ps}}-L+1} \times F \left[L + \frac{i\alpha}{v} ; L-1-n_{\text{Ps}} ; 2L ; \frac{-4i\chi}{(\chi-i)^2} \right] \right\} \\
&\times \exp \left\{ \frac{\alpha}{v} \left[\frac{\pi}{2} - 2 \times \arctan \left(\frac{1}{\chi} \right) \right] \right\} , \tag{5.8}
\end{aligned}$$

avec $\chi = \alpha/(n_{\text{Ps}}v)$ et $0 \leq \arctan(1/\chi) \leq \pi/2$. La fonction $F(a; b; c; d)$ est une fonction hypergéométrique de quatre variables :

$$F(a; b; c; d) = 1 + \frac{ab}{c}d + \frac{a(a+1)b(b+1)}{1 \times 2 \times c(c+1)}d^2 + \frac{a(a+1)(a+2)b(b+1)(b+2)}{1 \times 2 \times 3 \times c(c+1)(c+2)}d^3 + \dots \tag{5.9}$$

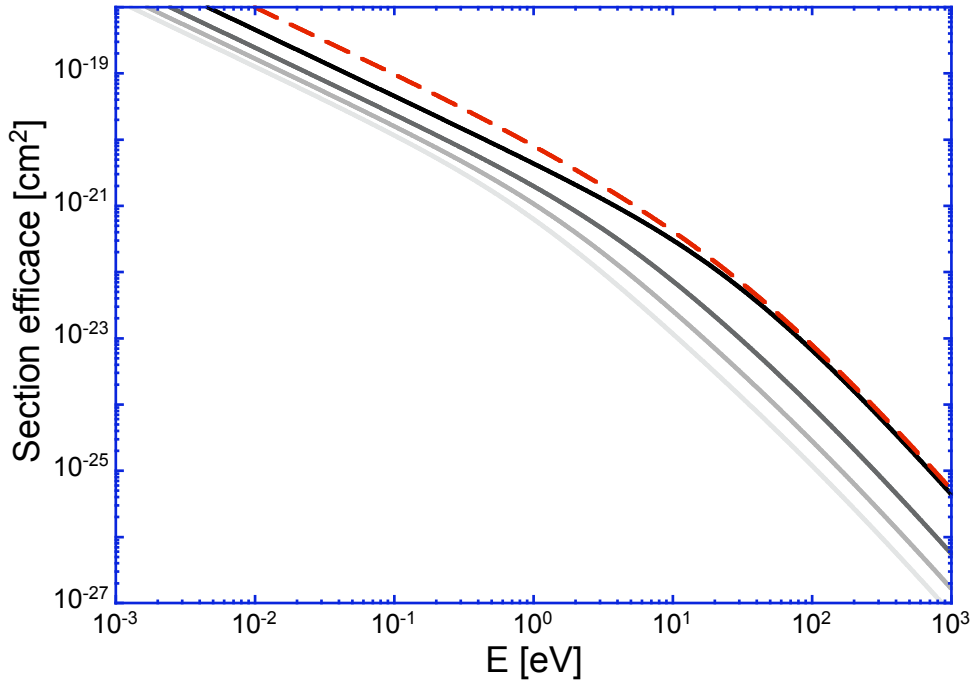


FIG. 5.3: Sections efficaces de capture radiative pour la formation de positroniums dans des états quantiques $n_{\text{Ps}} = 1, 2, 3$ et 4 (*trait continu*, en niveau de gris, du plus foncé au plus clair) et section efficace totale de capture radiative (*trait tireté*) en fonction de l'énergie cinétique du positron.

La Fig. 5.3 représente les sections efficaces de capture radiative pour la formation d'un positronium dans des états $n_{\text{ps}} \leq 4$. La Fig. 5.3 présente également la section efficace totale de formation de positroniums par capture radiative. Contrairement au processus de formation de positroniums par échange de charge, il n'y a pas d'énergie seuil à la formation de positroniums par recombinaison radiative.

5.1.4 L'annihilation directe avec des électrons libres

Dans un milieu totalement ionisé, le processus de capture radiative (voir Sect. 5.1.3) est directement en compétition avec l'*annihilation directe* entre les positrons et des électrons libres :



Au cours d'une annihilation directe, deux photons, d'une énergie totale $2m_e c^2 + E$ (avec E l'énergie cinétique totale du système), sont émis. Dans le système du centre de masse, les deux photons sont émis dans des directions opposées emportant chacun une énergie de $\simeq m_e c^2$ si $E \ll m_e c^2$. Cependant, en raison de l'agitation thermique des particules, les distributions angulaires et énergétiques des photons émis sont altérées par effet Doppler.

Comme pour la formation de positroniums par capture radiative, nous nous sommes basé sur des calculs théoriques pour estimer la section efficace d'annihilation avec des électrons libres. Cette section efficace d'annihilation du positron fut calculée, pour la première fois, par Dirac [1930b] (voir Chapitre 2). En supposant que l'annihilation directe avait lieu à l'intérieur d'un rayon $\Lambda \simeq \hbar/(m_e c)$, Gould [1989] révisa les calculs de la section efficace d'annihilation directe pour la corriger des effets des charges lorsque le positron à des vitesses $\ll c$. Cette section efficace corrigée des effets Coulombiens est :

$$\sigma_f = \frac{2\pi^2 \alpha^3 \Lambda^2}{\beta^2} \left[1 - \exp\left(\frac{2\pi\alpha}{\beta}\right) \right]^{-1} . \quad (5.11)$$

La Fig. 5.4 représente la section efficace d'annihilation directe d'un positron avec un électron libre.

Dans le cas où le positron est relativiste, les effets de charges sont négligeables. La section efficace est alors donnée par l'équation de Dirac (précédemment définie au Chapitre 2, Eq. [2.1]), que nous rappelons ici sous la forme :

$$\sigma = \frac{\pi r_0^2}{\gamma + 1} \left[\frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \ln\left(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}\right) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right] , \quad (5.12)$$

où r_0 est le rayon classique de l'électron.

En comparant les Fig. 5.3 et 5.4, on peut voir qu'à des énergies $E \gtrsim 50$ eV, l'annihilation directe des positrons avec des électrons libres est plus probable que la formation de positroniums. On peut même négliger la capture radiative dans le cas de positrons relativistes. Lorsque les positrons ont une énergie cinétique $E \lesssim 50$ eV, la tendance s'inverse et la formation de positroniums par capture radiative devient plus probable.

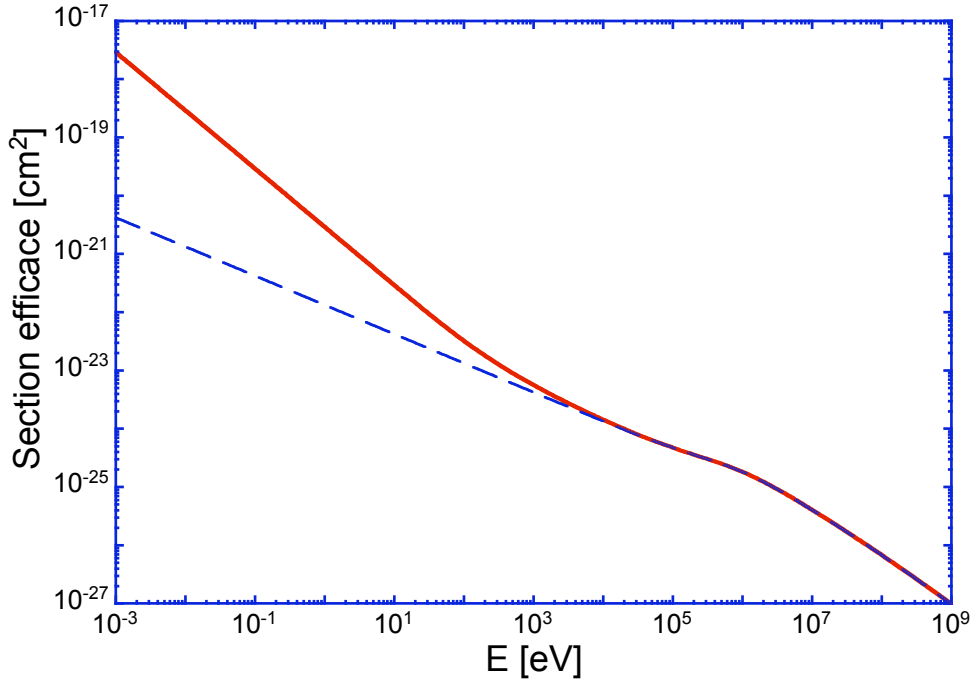
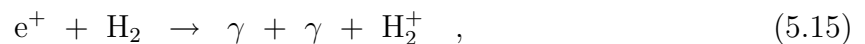
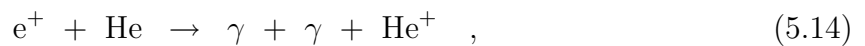
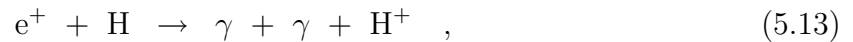


FIG. 5.4: Section efficace d'annihilation directe d'un positron avec un électron libre corrigé des effets Coulombiens (*trait continu*), et dans le régime relativiste (*trait tireté*), en fonction de l'énergie cinétique du positron.

5.1.5 L'annihilation directe avec des électrons liés

L'*annihilation directe* des positrons avec des électrons liés à des atomes ou molécules



(dans notre cas) possède la section efficace la plus faible (inférieure de plus de deux ordres de grandeur à celle de la capture radiative).

La limite non relativiste de la section efficace d'annihilation directe entre positrons et électrons libres se déduit de l'équation de Dirac (Eq. [5.12]) et est donnée par $\sigma \simeq \pi r_0^2 c/v$. Dans un gaz d'électrons de densité électronique n_e , le taux d'annihilation des positrons est donné par $\mathfrak{R} \simeq \pi r_0^2 c n_e$. Si maintenant les électrons sont liés à des atomes (molécules) possédant chacun Z électrons, on pourrait s'attendre à ce que le taux d'annihilation des positrons dans un milieu de densité atomique (moléculaire) n soit $\mathfrak{R} \simeq \pi r_0^2 c Z n$, la densité en électrons du milieu étant égale à $n_e = Z n$. Cependant, la présence d'un positron au voisinage d'un atome (une molécule) perturbe la distribution des charges de cet atome (cette molécule). Cette perturbation modifie la valeur de la section efficace d'annihilation. Il est alors nécessaire de remplacer Z par la charge effective Z_{eff} de l'atome (la molécule). Alors, la section efficace d'annihilation directe avec des électrons liés est :

$$\sigma = \frac{\mathfrak{R}}{n v} = \frac{\pi r_0^2 c Z_{\text{eff}}}{v} = \frac{\pi r_0^2 Z_{\text{eff}}}{\beta} \quad . \quad (5.16)$$

En général, la perturbation apportée par le positron est d'autant plus importante que son énergie cinétique est faible. Aux basses énergies, Z_{eff} prend des valeurs considérablement plus élevées que celles de Z . Lorsque l'énergie cinétique augmente, le positron a de moins en moins de temps pour perturber la distribution des charges. Z_{eff} décroît donc avec l'augmentation de l'énergie du positron et converge vers la valeur de Z de l'atome (la molécule) considéré [Charlton & Humberston 2000].

La valeur de Z_{eff} peut se calculer à partir de la fonction d'onde $\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_{Z+1})$ utilisée pour calculer la collision élastique entre le positron et la cible [Charlton & Humberston 2000] :

$$Z_{\text{eff}} = \sum_{i=2}^{Z+1} \int |\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_{Z+1})|^2 r(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_i) d\mathbf{r}_1 \dots d\mathbf{r}_{Z+1} \quad . \quad (5.17)$$

\mathbf{r}_1 représente les coordonnées du positron et $\mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_{Z+1}$ donnent les coordonnées des Z électrons de la cible. La fonction d'onde $\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_{Z+1})$ doit être normalisée de telle sorte que

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_{Z+1}) \underset{r_1 \rightarrow \infty}{\simeq} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_1) \times \Phi(\mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_{Z+1}) \quad , \quad (5.18)$$

avec $\Phi(\mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_{Z+1})$ la fonction d'onde de l'atome (la molécule) cible et \mathbf{k} le vecteur d'onde.

Nous pouvons utiliser les calculs présentés par Bhatia *et al.* [1977] pour estimer la valeur du Z_{eff} associé à l'atome d'hydrogène. On peut également prendre en considération les calculs théoriques publiés par Campeanu & Humberston [1977a,b] et Armour *et al.*

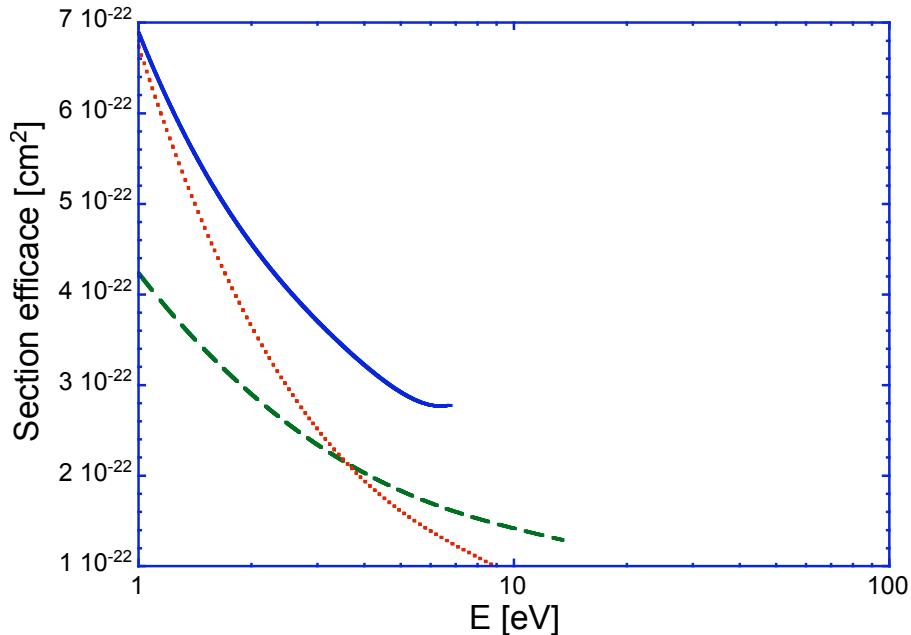


FIG. 5.5: Sections efficaces d'annihilation directe des positrons avec H I (*trait continu*), He I (*trait tireté*) et H₂ (*trait tireté-pointillé*).

[1990] pour calculer les valeurs des Z_{eff} associées à HeI et H₂, respectivement. Il est cependant important de noter que la valeur du Z_{eff} associée à H₂, mesurée en laboratoire à température ambiante, est de $\sim 45\%$ plus élevée que les estimations théoriques [Charlton & Humberston 2000]. Il s'ensuit donc une erreur systématique dans les évaluations du taux d'annihilation directe d'un positron avec des électrons liés à la molécule de H₂ [Guessoum *et al.* 2005].

La Fig. 5.5 représente les sections efficaces d'annihilation directe des positrons avec des électrons liés aux atomes HI et HeI ainsi qu'à la molécule H₂. Dans un milieu totalement neutre, l'annihilation directe avec des électrons liés à HI, HeI et H₂ se produit à basse énergie lorsque les positrons n'ont plus assez d'énergie pour former un positronium par échange de charge (voir Sect. 5.1.2). Cependant, dans un milieu partiellement ionisé, pour des énergies inférieures à l'énergie seuil d'échange de charge, l'annihilation directe avec des électrons liés et directement en compétition avec les processus de capture radiative et d'annihilation directe avec des électrons libres (voir Sect. 5.1.3 et Sect. 5.1.4). Ainsi, le processus dominant l'annihilation dépendra de la densité en atomes (molécules) et en électrons libres.

5.1.6 L'annihilation avec des grains interstellaires

La masse totale de la poussière interstellaire est $\sim (2.5 - 5) \times 10^7 M_{\odot}$, soit $\sim 0.5\%$ à $\sim 1\%$ de la masse totale du gaz interstellaire présent dans notre Galaxie [Ferrière 2003]. Malgré ce faible rapport de masse, Zurek [1985] montra que la poussière interstellaire a une influence sur l'annihilation des positrons Galactiques. Grâce aux récentes études de la poussière interstellaire (voir les articles de revues de Draine; 2003; 2004a; 2004b et Kruegel, 2003), les modèles simples de grains de poussière utilisés par le passé ont pu être grandement améliorés. En utilisant ces nouvelles connaissances sur la poussière interstellaire, nous avons réactualisé nos connaissances concernant les interactions entre les positrons et la poussière interstellaire [Guessoum *et al.* 2005].

Selon leur domaine d'émission dans l'infrarouge (IR) et suivant leurs dimensions, Desert *et al.* [1990] ont classé les grains de poussière du milieu interstellaire en trois populations :

- les gros grains, essentiellement composés d'un noyau de silicate ou de carbone recouvert d'une couche de carbone amorphe. Ils ont un rayon de ~ 20 nm à ~ 0.3 μm et dominant l'émission IR lointaine et l'émission submillimétrique.
- Les très petits grains, avec un rayon de 1 nm à 10 nm, dominant l'émission IR entre 20 μm et 70 μm . Ils contiennent $\sim 10\%$ du carbone et sont sous forme de graphite.
- Les molécules d'hydrocarbures aromatiques polycycliques (PAH pour *Polycyclic Aromatic Hydrocarbon*) ne sont rien d'autre que de grosses molécules carbonées. Ces molécules sont responsables de l'émission des bandes aromatiques IR détectées aux longueurs d'onde de 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 et 12.7 μm .

Maintenant, nous allons décrire comment les positrons interagissent et s'annihilent avec chacune des espèces composant la poussière interstellaire.

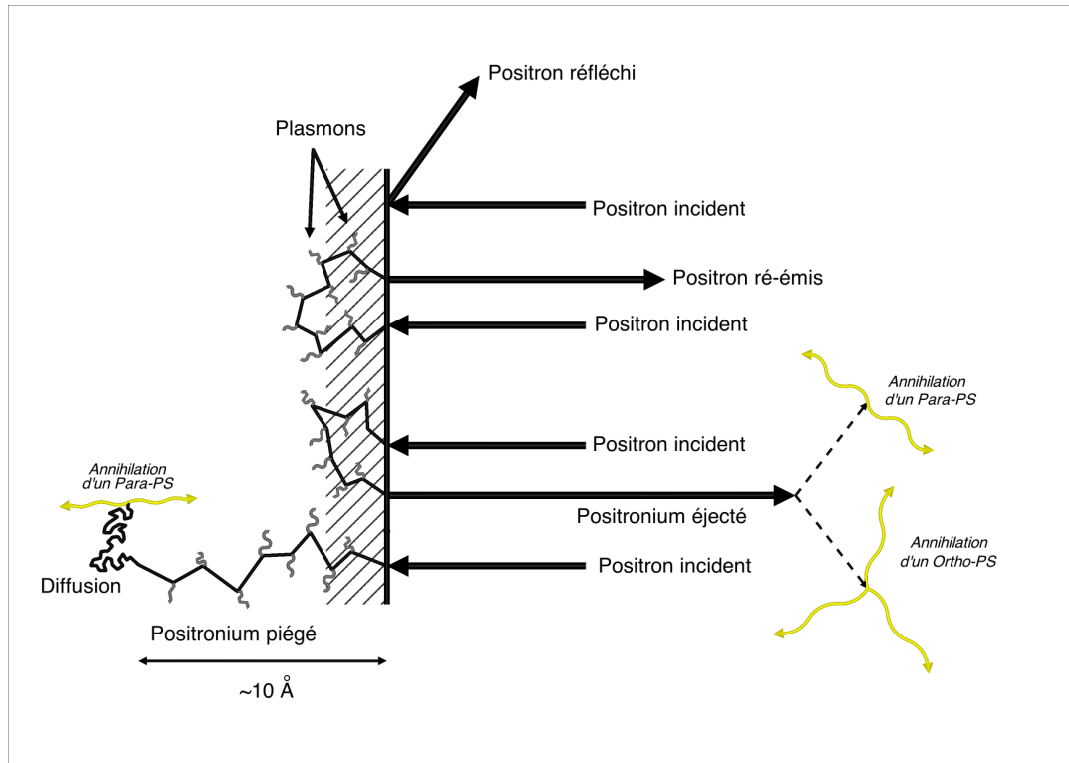


FIG. 5.6: Schéma représentant les différentes interactions possibles entre un positron incident et un grain de poussière interstellaire.

5.1.6.1 Les gros et très petits grains de poussière

Les gros et très petits grains présents dans le milieu interstellaire sont des corps solides. Par conséquent, pour comprendre l'annihilation des positrons sur les gros et très petits grains, on peut se référer aux travaux décrivant les interactions entre les positrons et la matière solide ayant une composition chimique proche de celle de la poussière interstellaire [Nieminen & Oliva 1980; Mills *et al.* 1989; Huttunen *et al.* 1990; Weiss *et al.* 1994; Puska & Nieminen 1994; Dupasquier & Mills 1995; Dannefaer *et al.* 1996; Weber & Lynn 2000; Suzuki *et al.* 2003; Mokrushin *et al.* 2003; Pi *et al.* 2003].

Lors d'une interaction entre un positron et de la matière solide, plusieurs cas de figure résumés dans la Fig. 5.6 peuvent se présenter.

Dans certains cas, le positron incident est simplement réfléchi après être entré en collision avec la surface d'un solide. Dans d'autres cas, le positron incident est *capturé* par le grain. Après sa capture, le positron diffuse et se thermalise à l'intérieur du solide en perdant son énergie par l'excitation de plasmons² ou par des collisions lorsque son énergie est insuffisante pour exciter et/ou interagir avec des plasmons. A l'intérieur du solide, le positron diffuse en restant très proche de la surface, ce qui lui laisse la possibilité de s'échapper si la *fonction de travail du positron* (*positron work function*) est négative (ce qui est le cas pour les grains interstellaires [Rosenberg *et al.* 1987]). Ainsi, seuls les deux

²Le plasmon est une quasi-particule révélant la présence d'oscillations collectives des électrons libres dans un plasma ou des électrons de la couche de conduction dans un conducteur.

derniers processus, pour lesquels les positrons restent piégés dans le grain pour former un positronium, jouent un rôle dans l'annihilation des positrons. En conséquence, par la suite, la *capture* d'un positrons par un grain pourra être considérée comme l'annihilation d'un positron via son interaction avec un grain de poussière.

La capture d'un positron par un grain de poussière interstellaire peut être traitée comme l'a fait Zurek [1985]. Par conséquent, on considère une section efficace géométrique de capture des positrons

$$\sigma_{\text{gr}} = (1 - R_+) \pi a^2 \quad , \quad (5.19)$$

avec un facteur correctif R_+ donne la probabilité de réflexion **et** d'éjection du positron incident par le grain. Ce dernier est, dans une première approximation, modélisé par une sphère de rayon a . Le rayon des gros grains carbonés varie entre 3×10^{-6} cm et 2.4×10^{-5} cm, celui des gros grains de silicate varie entre 1.5×10^{-6} cm et 1.2×10^{-5} cm et celui des très petits grains est compris entre 10^{-7} cm et 10^{-6} cm.

Mis à part les travaux de Makinen *et al.* [1992] concernant les matériaux constitués de Si, il n'existe pas vraiment de mesures permettant d'estimer la fraction de positrons réfléchis à la surface de matériaux du même type que ceux qui constituent les grains interstellaires. En se basant sur les travaux de Makinen *et al.* [1992], nous pouvons néanmoins estimer que ~ 10 % des positrons incidents sont réfléchis à la surface des grains [Guessoum *et al.* 2005]. Pour estimer la fraction de positrons éjectés d'un grain, nous nous basons sur les travaux de Nieminen & Oliva [1980] qui prédisent, pour le cuivre, une variation linéaire de la fraction d'échappement en fonction de la température T_{gr} du grain. En faisant la synthèse de tous ces travaux, nous exprimons la fraction de réflexion/ré-émission du positron par le grain comme :

$$R_+ \simeq 0.1 + \frac{T_{\text{gr}}}{10^3 \text{ K}} \quad . \quad (5.20)$$

Le premier terme de cette équation représente la probabilité de réflexion du positron. Le second terme donne la probabilité de ré-émission du positron. Comme la température des grains dans le milieu interstellaire varie entre ~ 15 K et 100 K, suivant la phase du milieu interstellaire où ils se trouvent [Boulanger *et al.* 1996; Dupac *et al.* 2003; Kruegel 2003], on peut estimer que ~ 1.5 % à ~ 10 % des positrons incidents sont capturés puis ré-émis.

Lorsque le positron piégé par le grain s'est thermalisé, il va se combiner avec un électron pour former soit un para-Ps soit un ortho-Ps. Cependant, l'ortho-Ps, perturbé par la présence des électrons voisins, est converti en para-Ps (phénomène dit de *quenching*). L'annihilation du positron dans le grain se manifeste donc par l'émission de deux photons due à la décroissance d'un para-Ps. Il n'est toutefois pas exclu que le positronium formé dans le grain puisse être éjecté, qu'il soit dans un état ortho-Ps ou para-Ps. On estime que 65 % à 80 % des positrons s'annihilent dans les grains de poussière, alors que 5 % à 15 % des positroniums formés dans le grain parviennent à s'échapper pour s'annihiler à l'extérieur.

Les grains présents dans le milieu interstellaire peuvent être chargés positivement ou négativement. La charge des grains affecte le taux de capture du positron en l'attirant plus efficacement, si les grains sont chargés négativement, ou en le repoussant, s'ils sont chargés positivement. De plus, sous certaines conditions, la population des grains peut être partiellement détruite (e.g., dans les régions HII). Il est donc nécessaire d'apporter

des corrections à l'Eq. [5.19] pour prendre en compte les effets de la charge et de la destruction des grains. Pour un grain de poussière interstellaire de rayon a , la section efficace de capture des positrons est ainsi :

$$\sigma_{\text{gr}} = (1 - R_+) \pi a^2 \times f_{\text{elec}} \cdot f_{\text{dest}} \quad . \quad (5.21)$$

Le facteur correctif f_{elec} tenant compte des effets de la charge électrique du grain dépend de la température T du milieu et prend les valeurs $[1 - Ze^2/(ak_bT)]$ ou $\exp[-Ze^2/(ak_bT)]$ suivant que la charge Ze du grain est négative ou positive. Dans les phases ionisées, les grains sont chargés négativement. Dans ce cas, la valeur de la charge est telle que $Ze^2/(ak_bT) \simeq -2.5$. En revanche, dans les phases neutres, les grains sont chargés positivement. Dans ce dernier cas, la valeur de la charge dépend fortement des conditions physiques du milieu. Dans une première approximation, on peut adopter une charge donnant une valeur de $\exp[-Ze^2/(ak_bT)]$ comprise dans l'intervalle $0.08 - 1$. Les grains sont détruits uniquement dans la phase chaude. On adopte alors $f_{\text{dest}} \simeq 0.5$ dans la phase chaude et $f_{\text{dest}} = 1$ dans l'ensemble des autres phases du milieu interstellaire [Guessoum *et al.* 2005].

L'Eq. [5.21] donne la section efficace de capture d'un positron par un grain de rayon a . Pour évaluer l'effet de l'ensemble de la population des grains interstellaires, on calcule la section efficace moyenne

$$\langle \sigma_{\text{gr}} \rangle_a = (1 - R_+) f_{\text{elec}} f_{\text{dest}} \times \int_{a_-}^{a_+} \pi a^2 dN_{\text{gr}} \quad , \quad (5.22)$$

avec a_- et a_+ les rayons minimal et maximal des grains. On peut adopter la distribution en taille des grains donnée par Kruegel [2003]

$$dN_{\text{gr}} = C_0 \cdot a^{-3/2} da \quad , \quad (5.23)$$

avec C_0 une constante de normalisation telle que $\int_{a_-}^{a_+} dN_{\text{gr}} = 1$.

A partir de ces équations, on déduit une valeur de section efficace de capture des positrons par les gros grains $\simeq (2.4 \times 10^{-12} \text{ cm}^2)(1 - R_+) f_{\text{dest}} f_{\text{elec}}$ et une section efficace $\simeq (3.5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2)(1 - R_+) f_{\text{dest}} f_{\text{elec}}$ pour les très petits grains. Cependant, il y a encore de nombreuses incertitudes sur les modèles de grains interstellaires (composition, charge, dimensions limites des grains, agrégats de grains, ...). Dans notre cas, nous avons adopté un modèle simple de distribution en taille des grains. L'utilisation d'autres modèles de grains interstellaires, tels que ceux qui sont présentés par Desert *et al.* [1990], Li & Draine [2001] et Weingartner & Draine [2001], donnent des valeurs de sections efficaces supérieures à celles que nous avons estimées ici. De plus, il n'existe pas de réelles mesures de sections efficaces de capture des positrons sur des grains interstellaires. Nous nous sommes basés sur des mesures réalisées à partir d'interactions entre les positrons et des matériaux d'une composition proche de celle des grains interstellaires. Les différences entre ces matériaux et les grains interstellaires peuvent être une source d'erreur dans nos estimations de sections efficaces dont il nous faut être conscient.

5.1.6.2 Les molécules d'hydrocarbures polycycliques aromatiques

Les molécules de PAH sont composées d'un réseau de cycles de benzène³ également appelé *cycle polyaromatique hydrogéné*. Leur existence dans le milieu interstellaire fut proposée par Leger & Puget [1984] et Allamandola *et al.* [1985] pour expliquer l'émission des bandes aromatiques IR observées dans de nombreux objets du milieu interstellaire. Afin que les PAH ne soient pas détruits par le rayonnement UV, Allain *et al.* [1996a,b] leur prédirent un nombre minimal ~ 50 atomes de carbone. Plus récemment, Le Page *et al.* [2003] montrèrent que des PAH constitués au minimum de ~ 30 atomes de carbone peuvent également résister au flux UV présent dans la Galaxie.

Malgré leur faible abondance, $Y_{\text{PAH}} = n_{\text{PAH}}/n_{\text{H}} \simeq 10^{-7} - 10^{-6}$ [Allain *et al.* 1996a], les PAH sont les molécules les plus abondantes dans le milieu interstellaire après les molécules de H_2 et de CO. Parce que les PAH sont des molécules, l'annihilation d'un positron sur un PAH est très semblable à l'annihilation directe d'un positron sur H I , He I ou H_2 et la section efficace peut être exprimée en termes de Z_{eff} (voir Eq. [5.16]). Cependant, il existe une interaction résonnante entre le positron et le PAH qui augmente grandement la valeur de Z_{eff} associée à un PAH.

Plus concrètement, l'annihilation d'un positron sur un PAH peut se produire selon deux processus [Gribakin 2000].

1. Un processus d'annihilation directe au cours duquel un positron incident s'annihile avec un électron de valence de la molécule de PAH.
2. Un processus d'*annihilation résonnante*. Selon cette voie, le positron est d'abord capturé par la molécule par une résonance de type *Feshbach*, formant un état lié entre le positron et la molécule. Par la suite, le positron s'annihile avec un des électrons de la couche de valence.

Le second processus ne peut cependant se produire que si l'énergie du positron incident est en résonance avec l'un des états vibrationnels et/ou rotationnels de la molécule cible. En mesurant le taux d'annihilation des positrons sur plusieurs molécules d'hydrocarbure, Barnes *et al.* [2003] montrèrent que la valeur de Z_{eff} est fortement amplifiée lorsque l'énergie du positron est du même ordre de grandeur que l'énergie des modes de vibration moléculaire émettant dans l'IR. Cependant, cette résonance ne semble pas être systématique et, pour toutes les mesures où cette résonance a été détectée, un léger décalage entre l'énergie de résonance et l'énergie de vibration de la molécule a été détecté. Ce décalage est certainement dû à l'énergie de liaison entre le positron et la molécule.

Il ne suffit donc pas d'avoir le spectre IR d'une molécule de PAH pour en déduire la valeur de Z_{eff} . La mesure directe de Z_{eff} semble être nécessaire pour estimer la section efficace d'annihilation du positron sur un PAH. Malheureusement, il existe des mesures à température ambiante de Z_{eff} uniquement pour quatre PAH [Iwata *et al.* 1995, 1997; Gribakin 2000] d'un nombre d'atomes de carbone restreint ($\lesssim 14$). Une basique extrapolation de ces mesures à des PAH contenant un plus grand nombre d'atomes, combinée aux courbes nous donnant la variation de Z_{eff} en fonction de la température [Gribakin 2000; Iwata *et al.* 2000], nous permet d'estimer le taux d'annihilation des positrons moyenné

³Le benzène est une molécule carbonée de formule C_6H_6 . Les atomes de carbone sont liés les uns aux autres de façon à former un cycle.

sur la population des PAH du milieu interstellaire. On trouve alors un taux par unité de cible de $\sim (7 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}) (Y_{\text{PAH}}/10^{-6})$ dans les milieux ayant une température $\sim 8000 \text{ K}$ ⁴. Tout comme les grains de poussière, les PAH peuvent également avoir une charge positive ou négative. Une telle charge aura pour effet de réduire ou augmenter la section efficace. De plus, les PAH présents dans le milieu interstellaire ne sont pas encore clairement identifiés. Il est donc nécessaire d'obtenir de nouvelles mesures (des mesures de Z_{eff} de plus grosses molécules de PAH et des observations permettant d'identifier la population de PAH du milieu interstellaire) pour obtenir de meilleures contraintes sur la section efficace d'annihilation des positrons sur les PAH. La mesure en laboratoire permettant d'estimer Z_{eff} , avec les techniques actuelles, reste tout de même très difficile dans le cas des PAH.

5.2 L'émission d'annihilation

5.2.1 L'influence du milieu interstellaire

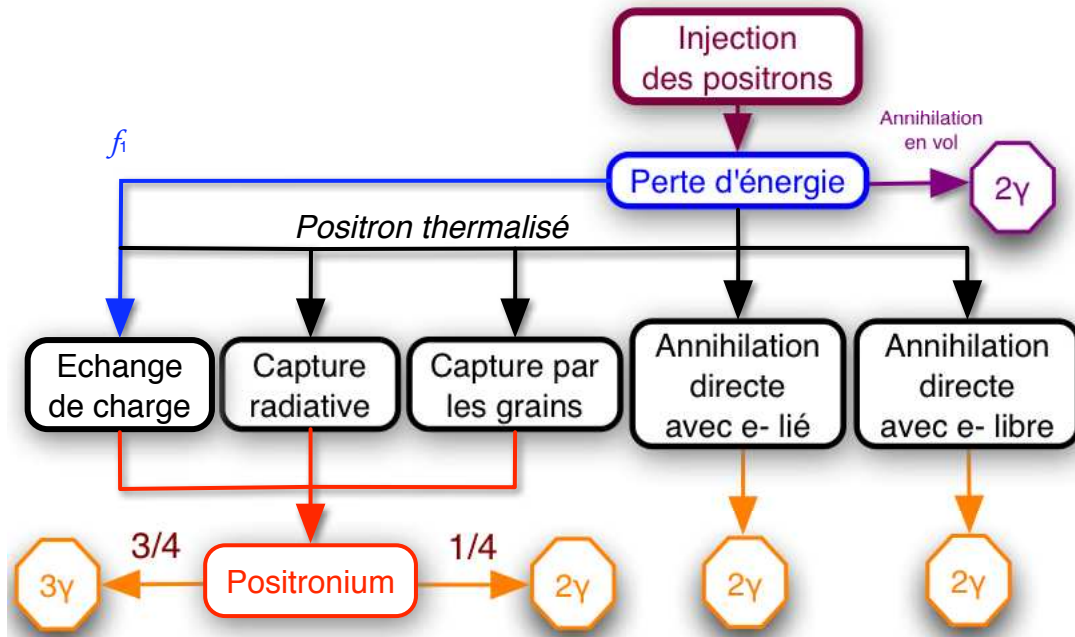


FIG. 5.7: Schéma représentant les différentes voies d'annihilation des positrons dans le milieu interstellaire. Le facteur f_1 représente la fraction de positrons s'annihilant en vol via la formation d'un positronium.

La Fig. 5.7 schématise les différentes étapes de la vie des positrons dans le milieu

⁴Ce travail concernant l'annihilation des positrons sur les PAH est en court de réalisation et fera l'objet d'une publication

interstellaire en y figurant les différentes voies d'annihilation possibles des positrons Galactiques.

Pour chacun des processus de production des positrons énumérés dans le Chapitre 4, les positrons sont injectés dans le milieu interstellaire avec des énergies typiques $\gtrsim 1$ MeV. Après leur injection dans le milieu interstellaire, les positrons commencent par perdre de l'énergie, par excitations d'atomes et de molécules, par collisions Coulombiennes ou élastiques et, à de très hautes énergies ($\gtrsim 1$ GeV), par rayonnement synchrotron, rayonnement de bremsstrahlung et effet Compton inverse, avant de se thermaliser⁵ avec le gaz interstellaire. Au cours de cette période de ralentissement (ou période de perte d'énergie), les positrons se propagent dans le milieu interstellaire (voir Chapitre 6 pour plus de détails sur le transport des positrons). Pour des positrons d'une énergie $\gtrsim 100$ eV, les sections efficaces de capture radiative et d'annihilation directe avec des électrons liés sont négligeables. Par conséquent, pendant leur ralentissement et suivant la fraction d'ionisation du milieu (voir Eq. [3.1]), les positrons peuvent s'annihiler directement avec des électrons libres ou par échange de charge via la formation d'un positronium. On dit alors que le positron s'*annihile en vol*. Notons que le processus d'échange de charge devient important lorsque l'énergie du positron, E_{e^+} , est telle que $E_{Ps} \lesssim E_{e^+} \lesssim 100$ eV, avec E_{Ps} l'énergie seuil d'échange de charge (voir Table 5.1).

Dans un milieu atomique ou partiellement ionisé, tant que l'énergie des positrons reste supérieure à l'énergie seuil d'échange de charge, la formation de positroniums en vol reste possible. En deçà de cette énergie seuil, les positrons n'ayant pas formé de positroniums continuent à perdre de l'énergie par collisions Coulombiennes ou élastiques (suivant la fraction d'ionisation du gaz) jusqu'à leur thermalisation. Pendant cette période transitoire, lorsque l'énergie du positron varie entre l'énergie seuil d'échange de charge et l'énergie de thermalisation, l'annihilation directe avec des électrons liés et l'annihilation avec des électrons libres restent possibles. Cependant, le nombre de positrons s'annihilant est négligeable par rapport au nombre de positrons survivant jusqu'à la thermalisation (voir Chapitre 6).

5.2.1.1 L'annihilation en vol

Dans un gaz, le positron entre en interaction avec les particules soit pour perdre de l'énergie, soit pour s'annihiler avec des électrons.

Quelle que soit l'énergie des positrons, l'annihilation directe en vol avec des électrons libres est possible. Pour une énergie initiale donnée, il est possible d'estimer la fraction d'annihilations directes en vol à partir de la section efficace d'annihilation directe avec des électrons libres (voir Sec. 5.1.4). En général, cette fraction est négligeable pour des positrons de quelque MeV ($\lesssim 3$ % pour des positrons d'une énergie initiale $\lesssim 5$ MeV [Beacom & Yüksel 2006]), mais elle croît avec l'énergie initiale des positrons, pouvant atteindre ~ 20 % dans le cas de positrons ultra-relativistes. En raison de la vitesse des positrons et de l'effet Doppler relativiste, le spectre de l'émission d'annihilation directe en

⁵On admettra que les positrons sont thermalisés lorsque leur énergie cinétique est du même ordre de grandeur que l'énergie thermique des particules du milieu dans lequel ils se propagent. Cette énergie est de ~ 130 eV dans la phase chaude ($T \sim 10^6$ K), ~ 1 eV dans les phases tièdes ($T \sim 8000$ K), $\sim 1.3 \times 10^{-2}$ eV dans la phase froide ($T \sim 100$ K) et $\sim 2 \times 10^{-3}$ eV dans la phase moléculaire ($T \sim 20$ K).

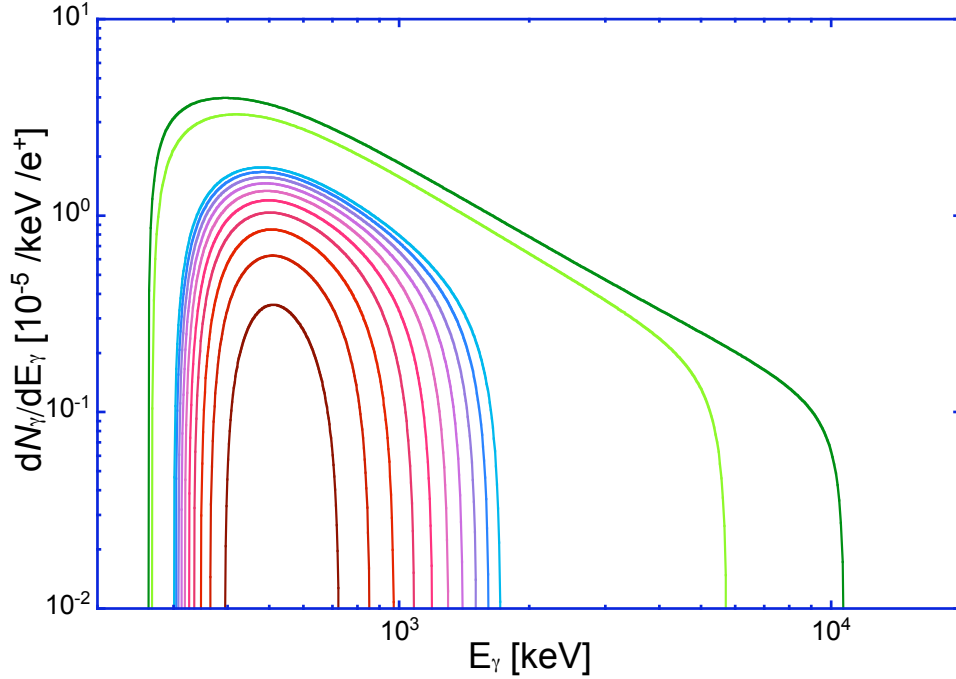


FIG. 5.8: Spectre de l'émission d'annihilation en vol des positrons avec des électrons libres pour des énergies initiales $E_{e^+}^0 = \{0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 5.0, 10.0\}$ MeV (du rouge au vert), dans un milieu de densité $n_{e^-} = 1 \text{ cm}^{-3}$, $n_{\text{HeI}} = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ et de température 8000 K.

vol est un continuum (voir Fig. 5.8) compris dans la gamme d'énergie :

$$\frac{E_{e^+}^0 \sqrt{1 - \frac{m_e c^2}{E_{e^+}^0}} + m_e c^2}{2} \lesssim E_\gamma \lesssim \frac{E_{e^+}^0 \sqrt{1 + \frac{m_e c^2}{E_{e^+}^0}} + m_e c^2}{2} \quad (5.24)$$

avec $E_{e^+}^0$ l'énergie initiale du positron et E_γ l'énergie des photons émis.

L'échange de charge, quant à lui, est effectif dans la gamme d'énergie $E_{\text{ps}} \lesssim E_{e^+} \lesssim 100 \text{ eV}$. Pour estimer la fraction f_1 de positrons formant un positronium en vol (en raccourci, *fraction de positroniums formés en vol*), on utilise des simulations Monte-Carlo. Les valeurs des différentes sections efficaces des processus d'interaction⁶ en fonction de l'énergie du positron, permettent de définir aléatoirement la nature des interactions que subit le positron à chaque instant de sa vie. La fraction f_1 est calculée en comptant le nombre de positroniums produits lors de la période de perte d'énergie. Cette fraction dépend de la densité en atomes (molécules) et de la fraction d'ionisation du gaz. La Fig. 5.9 nous montre la variation de la fraction de positroniums formés en vol par échange de charge avec HI en fonction de la fraction d'ionisation, dans la phase tiède du milieu interstellaire et lors d'un sursaut solaire. Notons que la fraction de positroniums formés en vol est indépendante de la température du milieu, à condition que l'énergie thermique

⁶Voir l'Annexe C pour les sections efficaces de perte d'énergie par ionisation et excitation de HI, HeI et H₂.

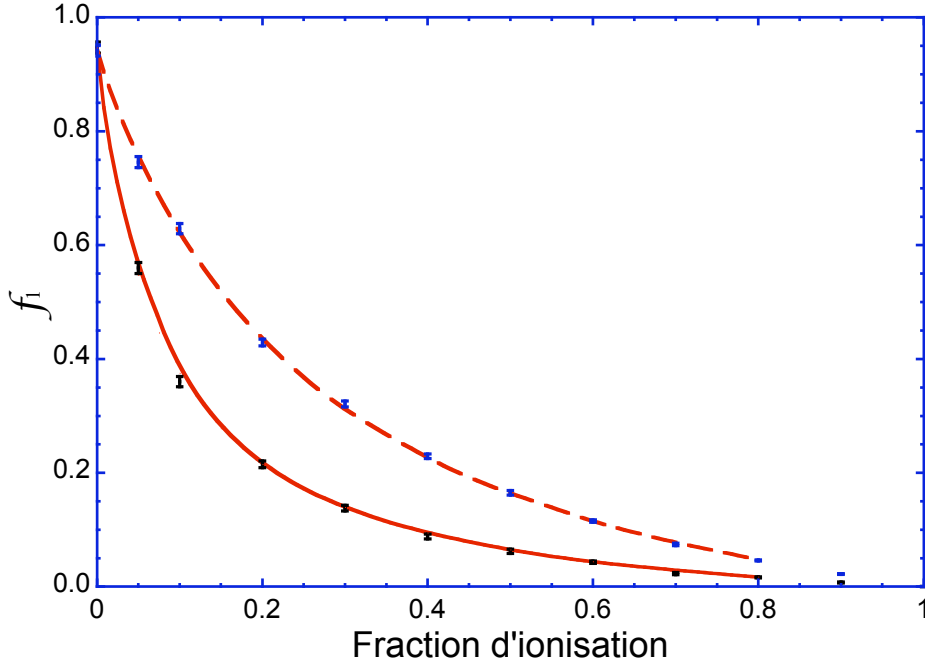


FIG. 5.9: Fraction de positroniums formés en vol (f_1) par échange de charge avec H_I en fonction de la fraction d'ionisation du milieu dans une phase tiède de densité électronique $n_e = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ (*trait continu*) et dans un sursaut solaire de température $1.16 \times 10^4 \text{ K}$ et de densité électronique $n_e = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (*trait tireté*). Les barres d'erreur correspondent à la **fraction totale** de positroniums formés en vol par échange de charge **et** capture radiative, pour des conditions en température et densité identiques.

des atomes (molécules) soit très inférieure à l'énergie correspondant au maximum de la section efficace d'échange de charge (voir Fig. 5.2). De plus, comme l'échange de charge se produit essentiellement dans une fine gamme en énergie, la fraction de positroniums formés en vol par échange de charge est indépendante de l'énergie initiale des positrons, à condition que cette énergie soit très supérieure à 100 eV.

En enregistrant l'énergie à laquelle chacun des positroniums s'est formé dans nos simulations Monte-Carlo, il nous est possible d'estimer le spectre de l'émission d'annihilation des positroniums. On rappelle que la formation d'un positronium s'effectue, dans 3/4 des cas, dans un état ortho-Ps et, dans 1/4 des cas, dans un état para-Ps. Un ajustement de la raie d'émission d'annihilation du para-Ps par une Gaussienne centrée à $\simeq 511 \text{ keV}$ permet d'extraire la FWHM du spectre d'annihilation du para-Ps formé en vol. Cette FWHM est due à l'élargissement Doppler de la raie à 511 keV provoqué par l'énergie cinétique non nulle du para-Ps. Comme pour la fraction de positroniums formés en vol, cet élargissement est indépendant de la température du milieu et de l'énergie initiale des positrons. Le spectre de l'émission d'annihilation de l'ortho-Ps se calcule à partir de l'Eq. [5.2].

La Table 5.2 reprend la fraction de positroniums formés en vol et la largeur des raies d'émission d'annihilation du para-Ps dans un milieu totalement neutre, toutes deux estimées à partir de nos simulations Monte-Carlo. Notons que les valeurs des fractions f_1 estimé à partir de nos simulations sont en bon accord avec les mesures (pour He_I et H₂)

FWHM		f_1				
		Ce travail	BRD79	Brown <i>et al.</i>	WDCL94	CWD94
H _I	5.8 keV	95.5 %	95 %		98 %	
He _I	7.4 keV	89.6 %		89.7 ± 0.3 %	90 %	
H ₂	6.4 keV	81.7 %	93 %	80.7 ± 0.5 %		78 %

TAB. 5.2: Largeur (FWHM) de la raie d'émission d'annihilation du para-Ps formé en vol et fraction de positroniums formés en vol (f_1) dans un milieu totalement neutre composé uniquement de H_I, He_I ou H₂ et d'une température $\lesssim 5 \times 10^4$ K. Nos estimations de la fraction f_1 sont comparées à celles estimées par Bussard *et al.* [1979] [BRD79], [Brown *et al.* 1984, 1986] [Brown *et al.*], Wallyn *et al.* [1994] [WDCL94] et Chapuis *et al.* [1994] [CWD94].

et les calculs (pour H_I) réalisés précédemment [Bussard *et al.* 1979; Brown *et al.* 1984, 1986; Wallyn *et al.* 1994; Chapuis *et al.* 1994].

En théorie, un positronium peut également se former en vol via la capture radiative d'un électron libre. Mais, comme la section efficace de capture radiative est de plusieurs ordres de grandeur (5 à 10) inférieure à celle de l'échange de charge dans la gamme $E_{\text{Ps}} \lesssim E_{\text{e}^+} \lesssim 100$ eV, on peut négliger la formation de positroniums en vol par capture radiative (voir Fig. 5.9). De même à plus haute énergie, la capture radiative est négligeable devant l'annihilation directe avec des électrons libres.

5.2.1.2 Le positron thermalisé

Après avoir perdu une grande partie de leur énergie, les positrons d'une énergie inférieure à l'énergie seuil d'échange de charge se thermalisent avec le milieu ambiant. Une fois thermalisés, ils s'annihilent avec des électrons libres ou liés, en fonction de la densité en atomes (molécules) neutres et en électrons libres du gaz. Le taux d'annihilation par unité de cible $r_{i,j}^{\text{ann}}$ du processus d'interaction i entre des positrons et les particules cibles j , est donné par la formule générale :

$$r_{i,j}^{\text{ann}} = \frac{\mathfrak{R}_{i,j}}{n_j} = \langle \sigma_{i,j} v \rangle = \int_{E_{s(i,j)}}^{\infty} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{E}}{(k_b T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{k_b T}\right) \sigma_{i,j}(E) v dE \quad , \quad (5.25)$$

avec $\sigma_{i,j}$ la section efficace d'interaction du processus i entre le positron et la particule cible j et $E_{s(i,j)}$ l'énergie seuil du processus d'annihilation ($E_{s(i,j)} = 0$, s'il n'y a pas d'énergie seuil). La Fig. 5.10 donne les taux d'interaction par unité de densité de cible en fonction de la température du milieu pour chacun des processus d'annihilation des positrons.

Lorsque les positrons sont thermalisés, les raies d'annihilation sont élargies par un effet Doppler en raison de l'agitation thermique des positrons et des particules cibles. Cependant, dans le cas de l'annihilation directe des positrons avec des électrons liés, la vitesse d'agitation thermique des positrons est très inférieure à la vitesse des électrons liés aux atomes (molécules). Par conséquent, l'élargissement Doppler de la raie à 511 keV est déterminé par le mouvement orbital des électrons liés et varie très peu avec la température

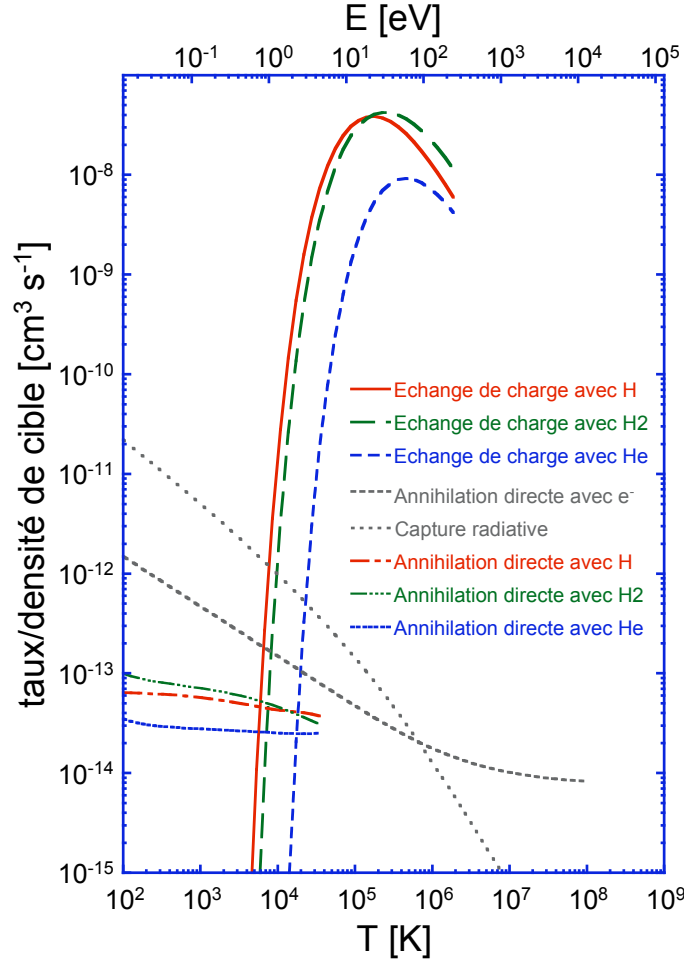


FIG. 5.10: Taux d'interaction par densité de particules cibles pour les différents processus d'annihilation des positrons en fonction de la température T du milieu.

du milieu. La largeur de la raie d'annihilation directe avec des électrons liés à H_I fut mesurée à 1.56 keV, pour une température de ~ 300 K [Brown & Leventhal 1986]. Expérimentalement, Iwata *et al.* [1997] obtinrent une largeur de 1.71 keV et de 2.50 keV pour la raie d'annihilation résultant de l'annihilation directe avec des électrons liés à H_2 et HeI , respectivement, dans un milieu à ~ 300 K.

La largeur des raies résultant de l'annihilation directe avec des électrons libres et de l'annihilation du para-Ps formé par capture radiative fut calculée par Crannell *et al.* [1976]. Sur un argument simple d'élargissement thermique dû aux mouvements du centre de masse de la paire électron-positron, on trouve une largeur de raie $\simeq (1.1 \text{ keV})\sqrt{T_4}$, avec T_4 la température en unité de 10^4 K, pour l'annihilation directe avec des électrons libres et pour l'annihilation du para-Ps formé par capture radiative.

Dans le cas de l'annihilation du positron sur un grain interstellaire, nous avons adopté une section efficace proportionnelle à la section efficace géométrique d'une sphère. Cette section efficace est indépendante de l'énergie du positron et l'intégration de l'Eq. [5.25]

donne un taux, par unité de cible, d'annihilation des positrons par les grains

$$r_{gr}^{\text{ann}} = \langle \sigma_{gr} \rangle_a v_{e^+} \quad , \quad (5.26)$$

avec $v_{e^+} = \sqrt{\frac{3k_b T}{m_e}}$ la vitesse moyenne des positrons thermalisés. Pour la capture des positrons par les grains, le taux de capture par unité de cible est de $\sim 2.4 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ dans la phase moléculaire, $\sim 6.8 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ dans la phase atomique froide, $\sim 6.5 \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ dans la phase atomique tiède, $\sim 4.6 \times 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ dans la phase ionisée tiède et $\sim 2.4 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ dans la phase chaude. La largeur de la raie produite par l'annihilation des para-Ps éjectés du grain est estimée à 1.4 keV [Nieminen & Oliva 1980; Guessoum *et al.* 2005]. Des mesures récentes, réalisées en laboratoire, ont montré que la largeur de la raie produite par la décroissance du para-Ps à l'intérieur du grain varie entre 1.3 keV et 2.0 keV suivant la composition du grain [Biasini *et al.* 2000; Sasaki *et al.* 2003].

Les mesures en laboratoire des spectres de l'émission résultant de l'annihilation de positrons sur des molécules de PAH ont permis de déterminer une largeur à mi-hauteur de la raie à 511 keV comprise entre $\sim 2 \text{ keV}$ et 3 keV [Iwata *et al.* 1997].

5.2.2 Modélisation du spectre d'annihilation dans les différentes phases du milieu interstellaire

La forme du spectre de l'émission d'annihilation des positrons dépend des caractéristiques physiques du milieu. Par exemple, en raison de l'agitation des particules et selon le processus d'annihilation des positrons, les largeurs à mi-hauteur des raies d'annihilation sont proportionnelles à \sqrt{T} lorsque les positrons sont thermalisés. Les intensités respectives de la raie à 511 keV et du continuum positronium sont proportionnelles à la densité des éléments présents dans le gaz interstellaire. Par soucis de simplicité, nous allons maintenant supposer que la phase moléculaire, la phase froide et la phase atomique tiède sont totalement neutres ($f_{\text{ion}} = 0$), que la phase ionisée tiède et la phase chaude sont totalement ionisées ($f_{\text{ion}} = 1$) et que l'atome d'hélium est totalement neutre excepté dans la phase chaude où la température du milieu (10^6 K) est suffisamment élevée pour que l'on considère que l'hélium y est doublement ionisé. A partir de cette hypothèse, la Table 5.3 reporte les différentes largeurs à mi-hauteur des raies d'émission des processus d'annihilation des positrons qui interviennent dans les différentes phases du milieu interstellaire.

Les raies issues de l'émission de deux photons par annihilation directe peuvent être modélisées par une Gaussienne centrée à une énergie de 511 keV. Lorsque l'annihilation s'effectue via la décroissance d'un positronium, le spectre de l'émission d'annihilation se modélise par la combinaison d'une Gaussienne et du continuum positronium $N_\gamma(E)$ calculé à partir de l'Eq. [5.2].

Pour une phase du milieu interstellaire donnée, le spectre théorique reproduisant la distribution en énergie des photons émis par l'ensemble des annihilations positron-électron

Processus	Moléculaire ($T \simeq 10$ K)	Atomique froide ($T \simeq 100$ K)	Atomique tiède ($T \simeq 8000$ K)	Ionisée tiède ($T \simeq 8000$ K)	Chaude ($T \simeq 10^6$ K)
Annihilation en vol					
Echange de charge avec H ₁		5.8 keV	5.8 keV		
Echange de charge avec H ₂	6.4 keV				
Echange de charge avec HeI	7.4 keV	7.4 keV	7.4 keV	8.7 keV	
Annihilation après thermalisation					
Echange de charge avec H ₁			1.16 keV		
Echange de charge avec H ₂			1.22 keV	1.22 keV	
Echange de charge avec HeI		1.56 keV	1.56 keV		
Annihilation directe avec H ₁	1.71 keV				
Annihilation directe avec H ₂	2.50 keV	2.50 keV	2.50 keV	2.50 keV	
Annihilation directe avec HeI				0.98 keV	11 keV
Annihilation directe avec e ⁻ libres				0.98 keV	11 keV
Capture radiative				1.4 keV	1.4 keV
Para-Pos éjecté des grains	1.4 keV	1.4 keV	1.4 keV	1.4 keV	1.4 keV
Para-Pos dans les grains	2.0 keV	2.0 keV	2.0 keV	2.0 keV	2.0 keV

TAB. 5.3: Largeur à mi-hauteur des raies d'annihilation des positrons en fonction du processus d'annihilation et de la phase du milieu interstellaire. Pour une phase donnée, chaque case vide indique que le processus d'annihilation n'intervient pas.

est

$$\begin{aligned}
S(E) &= \int_0^\infty \left[3 \times \frac{3}{4} N_\gamma(E') + 2 \times \frac{1}{4} \delta(E' - E_0) \right] \\
&\times \left\{ X.f_{1,\text{HI}} G(E, E', \Gamma_{\text{ev,HI}}) + Y.f_{1,\text{HeI}} G(E, E', \Gamma_{\text{ev,HeI}}) \right. \\
&\quad + (1 - X.f_{1,\text{HI}} - Y.f_{1,\text{HeI}}) \left[\Upsilon_{\text{ec,HI}} G(E, E', \Gamma_{\text{ec,HI}}) + \Upsilon_{\text{ec,HeI}} G(E, E', \Gamma_{\text{ec,HeI}}) \right. \\
&\quad \left. \left. + \Upsilon_{\text{cr}} G(E, E', \Gamma_{\text{cr}}) + \Upsilon_{\text{gr,out}} G(E, E', \Gamma_{\text{gr,out}}) \right] \right\} dE' \\
&+ 2 \left(1 - X.f_{1,\text{HI}} - Y.f_{1,\text{HeI}} \right) \left[\Upsilon_{\text{ad,e}} G(E_0, E, \Gamma_{\text{ad,e}}) + \Upsilon_{\text{ad,HI}} G(E_0, E, \Gamma_{\text{ad,HI}}) \right. \\
&\quad \left. + \Upsilon_{\text{ad,HeI}} G(E_0, E, \Gamma_{\text{ad,HeI}}) + \Upsilon_{\text{gr,in}} G(E_0, E, \Gamma_{\text{gr,in}}) \right] , \tag{5.27}
\end{aligned}$$

avec X et Y les abondances relatives de HI et HeI (90 % et 10 %, respectivement). La fonction $G(E, E', \Gamma_i)$ est une Gaussienne de variable E' centrée en E avec une largeur $\Gamma_{i,j}$, où i identifie le processus d'interaction (ev, ec, cr, ad, gr faisant allusion à l'annihilation en vol, par échange de charge, par capture radiative, directe et après capture par les grains, respectivement) et j identifie la particule cible⁷. Les facteurs $\Upsilon_{i,j}$ représentent les probabilités relatives de chaque processus et sont définis par :

$$\Upsilon_{i,j} = \frac{r_{i,j} n_j}{\sum_{i,j} r_{i,j} n_j} , \tag{5.28}$$

avec n_j la densité des particules cibles j présentes dans le milieu. Dans le cas de la phase moléculaire, il nous faut remplacer l'indice "HI" par l'indice "H₂" dans l'Eq. [5.27].

Dans la Sect. 5.1.6 nous avons vu qu'il subsiste encore quelques incertitudes sur la détermination du taux d'annihilation des positrons lors de leur interaction avec les grains de poussière du milieu interstellaire. Pour nous affranchir de ces incertitudes, nous pouvons remplacer $\Upsilon_{\text{gr,in}}$ et $\Upsilon_{\text{gr,out}}$ par $\Upsilon'_{\text{gr,in}} = x_{\text{gr}} \times \Upsilon_{\text{gr,in}}$ et $\Upsilon'_{\text{gr,out}} = x_{\text{gr}} \times \Upsilon_{\text{gr,out}}$ où x_{gr} est un paramètre libre que nous introduisons pour corriger le taux de capture des positrons par les grains. Une valeur $x_{\text{gr}} < 1$ peut alors être perçue comme une sous-abondance en grains ou encore comme une caractéristique physique du grain (composition, charge, dimension ...) réduisant son efficacité à capturer les positrons. Inversement, $x_{\text{gr}} > 1$ peut s'interpréter soit comme une sur-abondance de grains, soit comme une amélioration du taux de capture de positrons par le grain.

La Fig. 5.11 montre les spectres de l'émission d'annihilation des positrons dans les différentes phases du milieu interstellaire pour des valeurs du paramètre x_{gr} égales à 0.5, 1 et 10. Nous constatons que la poussière interstellaire n'influence l'émission d'annihilation des positrons que dans la phase ionisée tiède et la phase chaude. Et c'est dans la phase chaude que l'influence des grains est la plus importante. Dans les autres phases du milieu interstellaire, une modification du paramètre x_{gr} n'entraîne aucune modification de la

⁷excepté pour les indices "in" et "out" qui font référence à l'annihilation *interne* et *externe* aux grains.

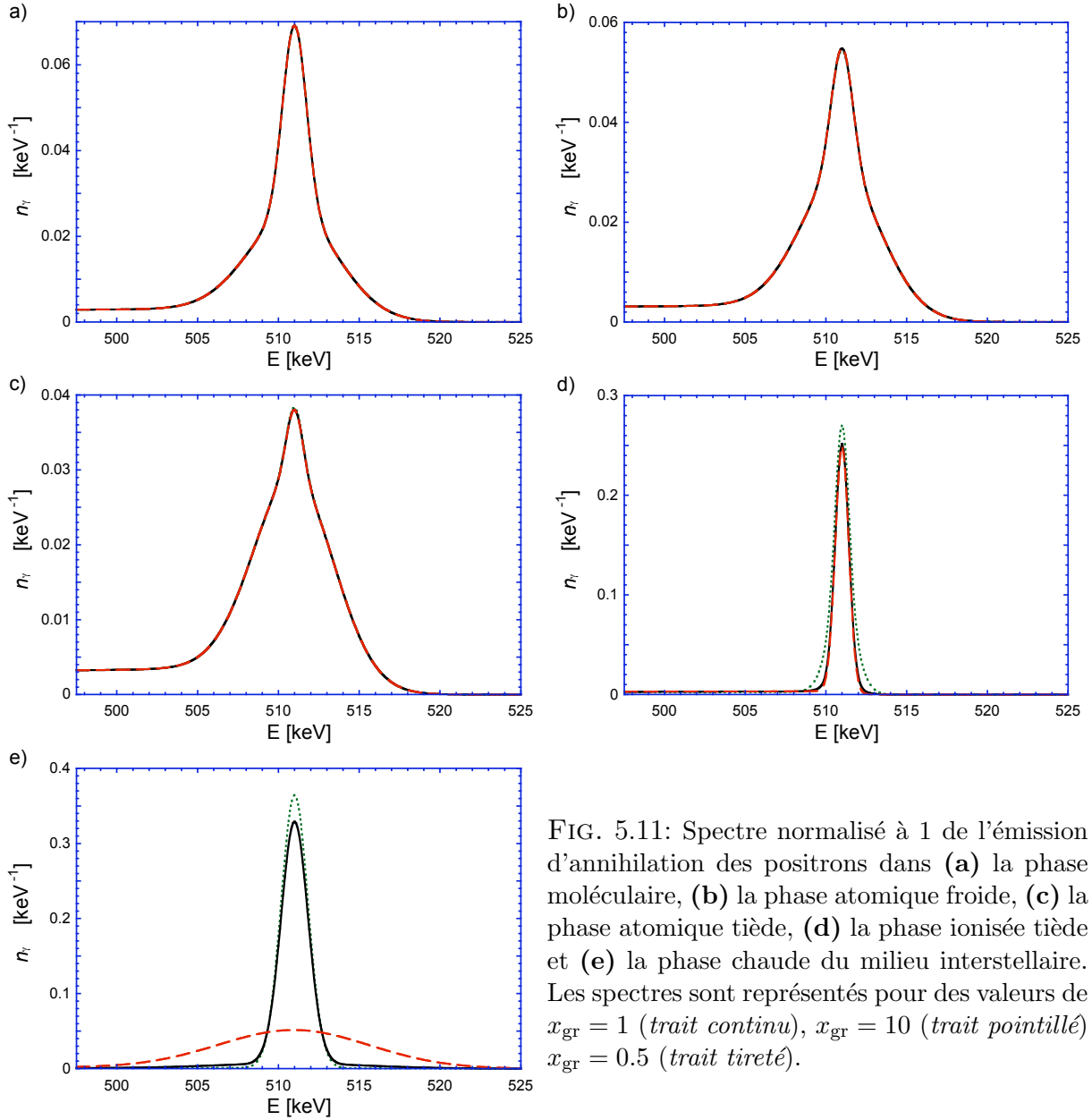


FIG. 5.11: Spectre normalisé à 1 de l'émission d'annihilation des positrons dans (a) la phase moléculaire, (b) la phase atomique froide, (c) la phase atomique tiède, (d) la phase ionisée tiède et (e) la phase chaude du milieu interstellaire. Les spectres sont représentés pour des valeurs de $x_{gr} = 1$ (trait continu), $x_{gr} = 10$ (trait pointillé) $x_{gr} = 0.5$ (trait tireté).

forme spectrale de l'émission d'annihilation. Par la suite, il nous sera donc possible de négliger les effets induits par les grains de poussière interstellaire dans les phases neutres. Les spectres de l'émission d'annihilation dans les phases neutres (Fig. 5.11a.b.c) se composent d'un continuum positronium, d'une raie large et d'une raie fine. Le continuum positronium et la raie large sont produits lors de l'annihilation en vol qui résulte de la formation d'un positronium à des énergies supérieures à l'énergie de thermalisation des positrons. La raie fine est due à l'annihilation des positrons thermalisés. Dans la phase atomique tiède, d'une température de 8000 K, une petite fraction des positrons thermalisés (situés dans la queue de la distribution de Boltzmann) ont une énergie supérieure à l'énergie seuil d'échange de charge et peuvent former un positronium par échange de charge. Ainsi, dans la phase atomique tiède, une partie des positrons thermalisés apportent une contribu-

Processus	Phase	Moléculaire ($T \simeq 10$ K)	Atomique froide ($T \simeq 100$ K)	Atomique tiède ($T \simeq 8000$ K)	Ionisée tiède ($T \simeq 8000$ K)	Chaude ($T \simeq 10^6$ K)
Annihilation en vol						
Echange de charge avec H I			86.7 %	86.7 %		
Echange de charge avec H ₂		81.4 %				
Echange de charge avec He I		7.4 %	7.4 %	7.4 %		3.7 %
Annihilation après thermalisation						
Echange de charge avec H I				5.7 %		
Echange de charge avec H ₂				~ 0 %		
Echange de charge avec He I				0.2 %		~ 0 %
Annihilation directe avec H I		10.8 %	5.6 %			
Annihilation directe avec H ₂				0.2 %		
Annihilation directe avec He I		0.4 %	0.3 %	~ 0 %		0.2 %
Annihilation directe avec e ⁻ libres						11.9 %
Capture radiative						84.2 %
						58.1 %
						41.9 %

TAB. 5.4: Probabilité de chaque processus d'annihilation des positrons dans les différentes phases du milieu interstellaire pour $x_{\text{gr}} = 0$ et $n(\text{He}) = 0.1 n(\text{H})$. Pour une phase donnée, chaque case vide indique que le processus d'annihilation n'intervient pas.

tion à l'intensité de la raie fine et du continuum positronium. Pour résumer, la Table 5.4 donne la probabilité de chaque processus d'annihilation des positrons qui intervient dans les différentes phases du milieu interstellaire, pour $x_{\text{gr}} = 0$.

A partir des taux d'annihilation, on peut estimer la fraction de positroniums⁸. Cette fraction peut également s'exprimer en fonction de l'intensité totale de la raie ($I_{2\gamma}$) et du continuum positronium ($I_{3\gamma}$) :

$$f_{\text{Ps}} = \frac{8}{6 + 9.I_{2\gamma}/I_{3\gamma}} \quad . \quad (5.29)$$

La fraction de positroniums f_{Ps} , qui représente la fraction de positrons s'annihilant via la formation d'un positronium, est reportée dans la Table 5.5 pour chaque phase du milieu interstellaire et en fonction du paramètre x_{gr} . Dans la phase ionisée tiède et la phase chaude, la fraction de positroniums n'est pas nulle. Lorsque le positron est thermalisé avec le gaz, la formation de positroniums par capture radiative n'est plus négligeable. En effet, la capture radiative devient plus probable que l'annihilation directe avec des électrons libres dans la phase ionisée tiède et est équiprobable à l'annihilation directe avec des électrons libres dans la phase chaude. De plus, lorsque le positron est thermalisé avec le gaz, il y a formation de positroniums sur les grains (pour $x_{\text{gr}} \neq 0$). Dans la phase atomique tiède, la fraction de positroniums f_{Ps} est supérieure à la fraction de positroniums formés en vol f_1 (voir Table 5.2) car, une fois le positron thermalisé, l'énergie thermique de certains des positrons reste supérieure à l'énergie seuil d'échange de charge et la formation de positronium reste possible.

x_{gr}	Moléculaire	Atomique froide	Atomique tiède	Ionisée tiède	Chaude
10	88.8 %	94.1 %	99.8 %	67.5 %	14.5 %
1	88.8 %	94.1 %	99.8 %	84.8 %	17.2 %
0.5	88.8 %	94.1 %	99.8 %	86.1 %	19.8 %
0	88.8 %	94.1 %	99.8 %	87.9 %	41.9 %

TAB. 5.5: Fraction de positroniums f_{Ps} en fonction du paramètre x_{gr} dans les différentes phases du milieu interstellaire.

5.2.3 Ajustement au spectre d'annihilation mesuré par SPI

A partir des données publiques du 10 décembre 2004 acquises par l'observatoire spatial INTEGRAL, nous avons extrait un spectre à haute résolution de l'émission d'annihilation des positrons Galactiques [Jean *et al.* 2006]. Ces données publiques représentent l'ensemble des observations réalisées par l'observatoire INTEGRAL entre le 9 décembre 2002 et le 15 octobre 2003. Afin de réduire les erreurs systématiques dans l'analyse des données nous avons exclu du traitement les périodes d'observation comportant de fortes variations du

⁸Notons que nous considérons l'annihilation du Para-Ps **dans** les grains comme étant une *annihilation directe*. Par conséquent, ici, elle n'est pas comptabilisée pour estimer la fraction de positronium.

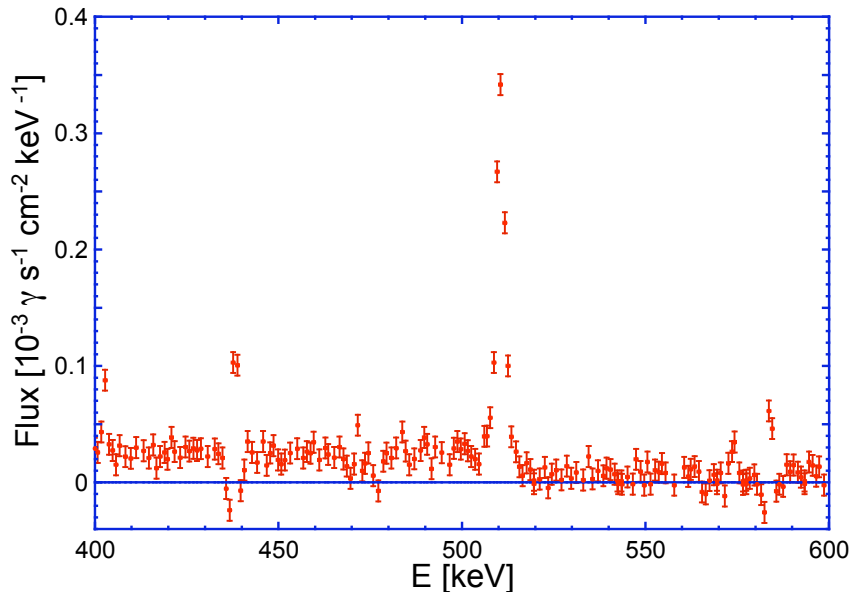


FIG. 5.12: Spectre d'émission d'annihilation des positrons Galactiques mesuré par SPI, après soustraction du bruit de fond [Jean *et al.* 2006].

bruit de fond (généralement provoquées par des éruptions solaires et le passage d'INTEGRAL dans les ceintures de radiation de la Terre) pour ne garder qu'un ensemble de données représentant un temps d'exposition effectif de ~ 15.2 Ms. Après une soustraction du bruit de fond, nous avons extrait le spectre de l'émission d'annihilation des positrons dans les régions centrales de notre Galaxie (se référer à l'article de Jean *et al.*, 2006, présenté en Annexe D, pour plus de détails sur la méthode d'extraction du spectre). Ce spectre est reproduit dans la Fig. 5.12.

On peut maintenant déterminer dans quelles phases du milieu interstellaire les positrons du centre Galactique s'annihilent. Pour cela, on réalise un ajustement du spectre mesuré par SPI au moyen d'une combinaison linéaire des spectres théoriques simulant l'émission d'annihilation des positrons dans les différentes phases (voir Sect. 5.2.2) :

$$S_{\text{ISM}}(E) = I \times \sum_{k=1}^5 \zeta_k \cdot S_k(E, x_{\text{gr}}) + A_c \left(\frac{E}{511 \text{ keV}} \right)^\alpha, \quad (5.30)$$

où I est le flux total de l'émission d'annihilation ($\gamma \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) et $S_k(E, x_{\text{gr}})$ est le spectre théorique normalisé à 1 de l'émission d'annihilation dans la phase k . On suppose que la distribution en énergie des photons du continuum Galactique est décrite par une loi de puissance d'une pente fixe $\alpha = -1.75$ et d'une intensité A_c en $E = 511 \text{ keV}$. I , x_{gr} et ζ_i sont les paramètres de l'ajustement. On rappelle que l'annihilation des positrons sur les grains n'est significative que dans la phase chaude du milieu interstellaire. La fraction de phase ζ_k représente la contribution relative de la phase k au spectre total de l'émission d'annihilation et est contrainte par $\sum_{k=1}^5 \zeta_k = 1$. Le modèle de spectre $S_{\text{ISM}}(E)$ est ensuite convolué par la réponse instrumentale de SPI avant d'être ajusté au spectre mesuré (Fig. 5.12). Les valeurs des paramètres (I , x_{gr} , ζ_k) obtenues pour le meilleur

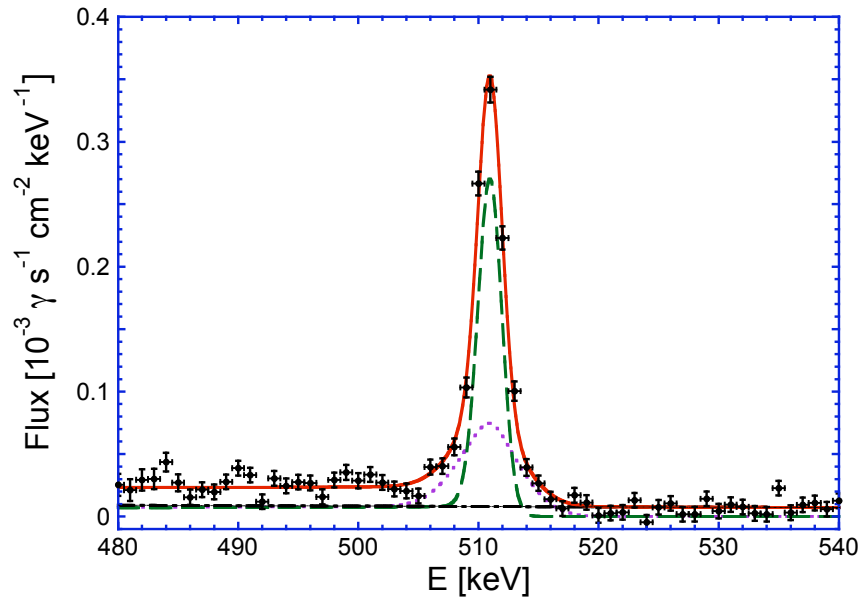


FIG. 5.13: Meilleur ajustement (*trait continu*) du spectre de l'émission d'annihilation aux données publiques de SPI (*black circles*) par une combinaison linéaire des spectres théoriques de l'émission d'annihilation dans le milieu interstellaire [Jean *et al.* 2006]. Les contributions de la phase atomique tiède (*trait pointillé*) et de la phase ionisée tiède (*trait tireté*) ainsi que celle du continuum Galactique (*trait tireté-pointillé*) sont également représentées. Les contributions des phases moléculaire, froide et chaude ne sont pas nécessaires pour expliquer les données mesurées par SPI.

ajustement sont déterminées par la minimisation du χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{\iota} \left[\frac{S_{\text{SPI}}(E_{\iota}) - S_{\text{ISM}}(E_{\iota})}{\sigma_{\text{SPI}}(E_{\iota})} \right]^2, \quad (5.31)$$

avec $S_{\text{SPI}}(E_{\iota})$ le spectre de l'émission d'annihilation mesuré par SPI et $\sigma_{\text{SPI}}(E_{\iota})$ l'erreur sur la mesure de SPI pour chaque *bin* ι en énergie.

La Fig. 5.13 représente le modèle ajustant le mieux les données recueillies par SPI et la Table 5.6 donne les valeurs des paramètres du modèle correspondant au meilleur ajustement des données de SPI. La forme du spectre de l'émission résultant de l'annihilation des positrons dans le bulbe Galactique peut s'expliquer par une annihilation des positrons se produisant uniquement dans les phases tièdes. Le meilleur ajustement nous montre que la phase atomique tiède fournit ~ 49 % du flux d'annihilation et la phase ionisée tiède fournit ~ 51 % du flux d'annihilation. Cependant, cet ajustement n'exclut pas que 23 % des positrons puissent s'annihiler dans la phase froide. A partir de la fraction de positroniums f_{Ps} de chaque phase du milieu interstellaire, pondérée par sa contribution ζ_k , on peut extraire de l'ajustement une fraction de positroniums totale $93.5^{+0.3}_{-1.6}$ %. Cette dernière valeur est compatible avec celles extraites des mesures réalisées par le passé [Harris *et al.* 1998; Kinzer *et al.* 1999, 2001; Churazov *et al.* 2005].

Comme on peut le voir dans la Fig. 5.13, le spectre mesuré par SPI peut s'interpréter comme étant composé (1) d'une raie fine due à l'annihilation des positrons dans la phase

Paramètre	Valeur
ζ_{MM}	$0.00^{+0.10}_{-0.00}$
ζ_{CM}	$0.00^{+0.27}_{-0.00}$
ζ_{WNN}	$0.49^{+0.05}_{-0.27}$
ζ_{WIM}	$0.51^{+0.05}_{-0.04}$
ζ_{HM}	$0.00^{+0.005}_{-0.00}$
x_{gr}	$0.00^{+1.4}_{-0.00}$
$I [\gamma \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$	5.3×10^{-3}

TAB. 5.6: Valeurs des paramètres du modèle obtenues pour le meilleur ajustement ($\chi^2 = 176.4$ pour 148 degrés de liberté). Les erreurs représentent la somme des erreurs statistiques à 1σ et des erreurs systématiques.

ionisée tiède, (2) d'une raie large due à l'annihilation des positrons dans la phase atomique tiède et (3) du continuum positronium. A partir de ces informations et de la Table 5.3, on peut déduire quelques paramètres supplémentaires caractérisant la forme spectrale de l'émission d'annihilation. La raie fine est produite dans la phase ionisée tiède, en l'absence de grains de poussière interstellaire, et résulte de l'annihilation par capture radiative des positrons thermalisés. Par conséquent, sa largeur à mi-hauteur *astrophysique* vaut $\simeq 0.98$ keV. Dans la phase atomique tiède, la raie large est produite lors de l'annihilation en vol des positrons. On en conclut que la raie large du spectre mesuré par SPI a une largeur à mi-hauteur *astrophysique* de $\simeq 5.8$ keV. Dans la phase atomique tiède, la raie fine produite lors de l'annihilation directe des positrons avec des électrons liés n'apporte qu'une contribution négligeable à la raie fine du spectre mesuré par SPI.

5.2.4 Modélisation de la distribution spatiale de l'émission d'annihilation

Dans la section précédente, nous avons décrit la méthode permettant de modéliser le spectre de l'émission d'annihilation des positrons Galactiques. Dans la présente section, nous allons décrire le modèle permettant de simuler la distribution spatiale de l'émission d'annihilation des positrons. Ici, nous supposons que les positrons ne se propagent pas dans le milieu interstellaire et s'annihilent proche de leur source.

5.2.4.1 Modélisation de cartes d'annihilation

L'espace est subdivisé en une grille de coordonnées Galactocentriques (x, y, z) . Le taux volumique de production des positrons en tout point de cette grille est obtenu en multipliant le taux de production des positrons (Q_e) (voir Chapitre 4) par la densité volumique de la source (n_s) dans notre Galaxie :

$$\dot{N}_e(x, y, z, t) = Q_e \times n_s(x, y, z) \quad , \quad (5.32)$$

avec \dot{N} la dérivée temporelle de la fonction N . Connaissant la densité moyenne de gaz présent dans chacune des phases du milieu interstellaire (voir Chapitre 3), il nous est alors possible de calculer le taux volumique d'annihilations se produisant pour chaque phase et en tout point de la Galaxie [Guessoum *et al.* 1991]

$$\dot{N}_{\text{ann}}^k(x, y, z, t) = \frac{\mathfrak{R}^k}{\sum_{k=1}^5 \mathfrak{R}^k} \times \dot{N}_e(x, y, z, t) \quad , \quad (5.33)$$

avec \mathfrak{R}^k le taux d'annihilation des positrons dans la phase k [Guessoum *et al.* 1991] :

$$\mathfrak{R}^k = \frac{\phi^k}{t_{\text{sd}}^k + (1 - f_1^k) \tau^k} \quad , \quad (5.34)$$

et ϕ^k la fraction du volume occupée par la phase k . f_1^k est la fraction de positroniums formés en vol, t_{sd}^k est le temps de ralentissement des positrons, estimé par des simulations Monte-Carlo (voir Guessoum *et al.*, 2005, en Annexe C, et Chapitre 6), et τ^k est le temps de vie moyen des positrons thermalisés défini par :

$$\begin{aligned} \tau^k = & \left[(r_{\text{ec,HI}}^k + r_{\text{ad,HI}}^k) n_{\text{HI}}^k + (r_{\text{ec,HeI}}^k + r_{\text{ad,HeI}}^k) n_{\text{HeI}}^k + (r_{\text{ec,H}_2}^k + r_{\text{ad,H}_2}^k) n_{\text{H}_2}^k \right. \\ & \left. + (r_{\text{cr,e}}^k + r_{\text{ad,e}}^k) n_{\text{e}}^k + x_{\text{gr}} r_{\text{gr}} n_{\text{gr}}^k \right]^{-1} \quad , \quad (5.35) \end{aligned}$$

avec $r_{i,j}^k$ les taux d'annihilation des positrons, par unité de cible, pour le processus d'annihilation i , entre un positron et une particule cible j , calculé à partir de l'Eq. [5.25]. n_j^k est la densité de la particule j dans la phase k . Le taux d'annihilation des positrons sur les grains r_{gr} est donné par l'Eq. [5.26].

Nous pouvons remarquer que l'Eq. [5.33] implique un état stationnaire pour lequel il y a conservation du nombre de positrons ($\dot{N}_{\text{ann}} = \sum_{k=1}^5 \dot{N}_{\text{ann}}^k = \dot{N}_e$).

Connaissant le nombre d'annihilations se produisant dans chacune des phases du milieu interstellaire, il nous est possible de calculer la luminosité de l'émission d'annihilation des positrons :

$$L_\gamma = \sum_{k=1}^5 \dot{N}_{\text{ann}}^k (2 + 0.75 f_{\text{Ps}}^k) \quad , \quad (5.36)$$

avec L_γ le nombre de photons émis, par unité de temps et de volume.

Une intégration le long de la ligne de visée nous permet alors d'obtenir une carte de la distribution spatiale de l'émission d'annihilation des positrons projetée sur la sphère céleste. Les Fig. 5.14 et 5.15 présentent les distributions spatiales de l'émission d'annihilation à 511 keV simulées à partir des différents modèles de distribution spatiale des sources de positrons énumérées au Chapitre 4, en supposant un régime stationnaire.

5.2.4.2 Ajustement des modèles avec les données de SPI

Maintenant que nous avons vu comment modéliser l'émission d'annihilation des positrons dans la Galaxie, nous pouvons estimer la vraisemblance de chacun des modèles

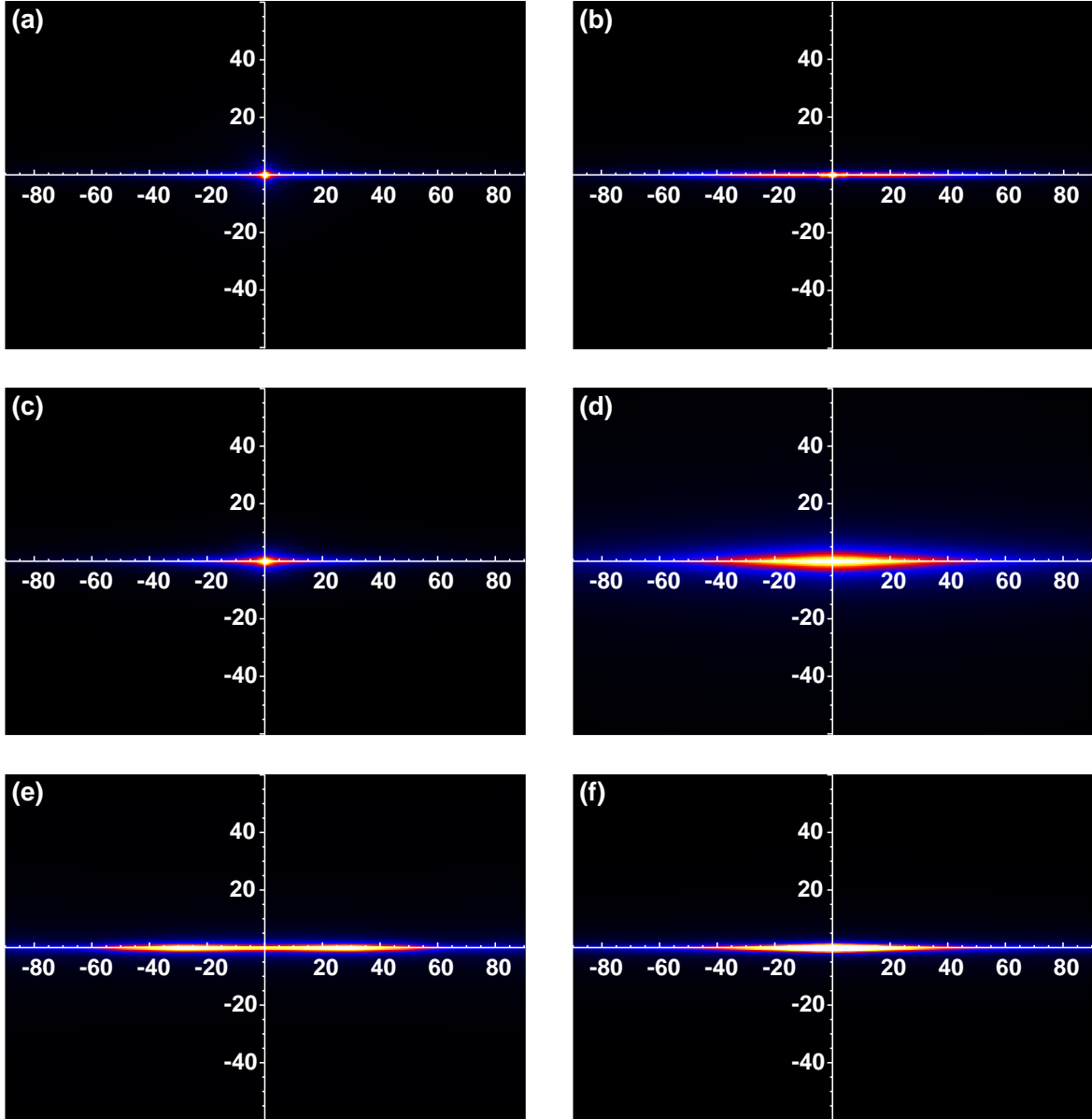


FIG. 5.14: Distributions spatiales de l'émission d'annihilation à 511 keV simulées pour les modèles de distribution spatiale des novae et SNIa présentés par (a) Higdon & Fowler [1987] [HF87], (b) van der Kruit *et al.* [1990] [VdK90], (c) Kent *et al.* [1991] [KDF91], (d) Dawson & Johnson [1994] [DJ94] et les modèles de distribution spatiale des SNII/Ib,c présentés par (e) Bronfman [1992] [Br92] et (f) Bartunov *et al.* [1992] [Ba92]. L'axe horizontal représente les longitudes Galactiques [°] et l'axe vertical représente les latitudes Galactiques [°].

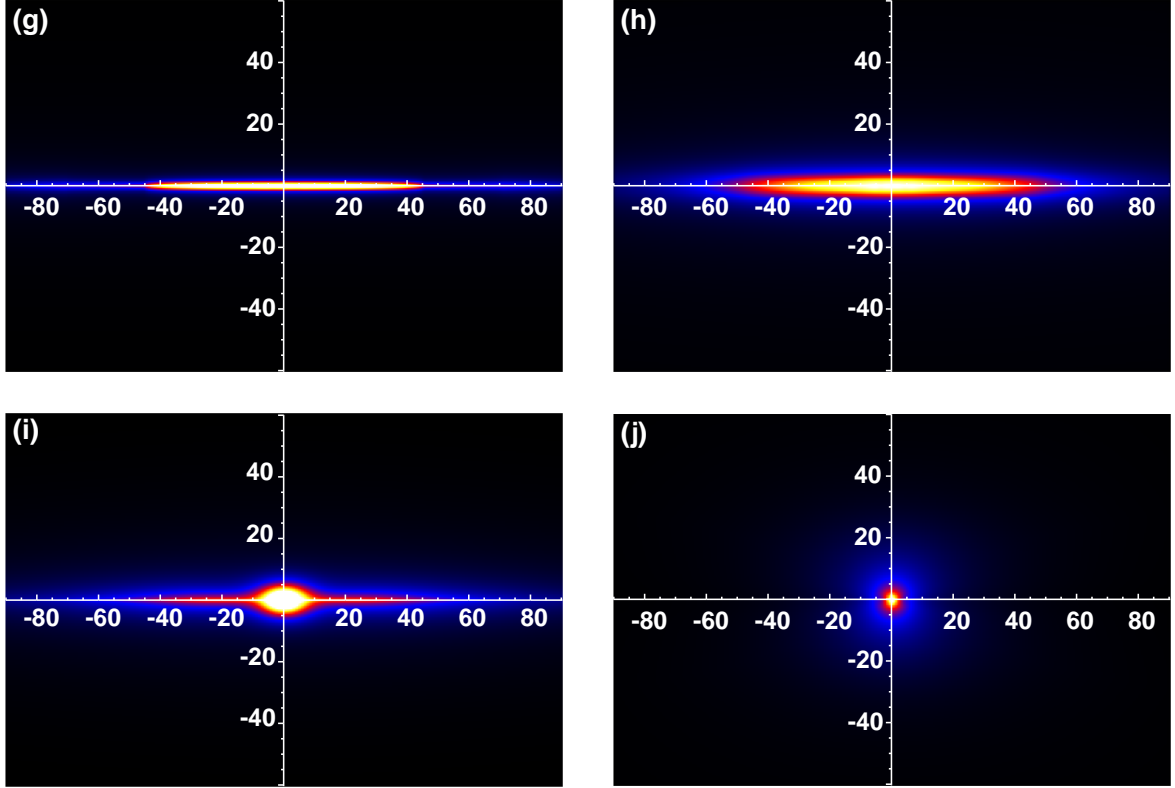


FIG. 5.15: Distributions spatiales de l'émission d'annihilation à 511 keV simulées pour les modèles de distribution spatiale de (g) ^{26}Al , (h) des pulsars [Skibo *et al.* 1992], (i) des LMXB et (j) le modèle de matière noire NFW. L'axe horizontal représente les longitudes Galactiques [°] et l'axe vertical représente les latitudes Galactiques [°].

présentés dans les Fig. 5.14 et 5.15. Pour cela, on commence par convoluer les modèles par la réponse instrumentale de SPI afin de modéliser les observations. Puis, on ajuste les modèles aux cartes mesurées par SPI en utilisant la méthode de maximum de vraisemblance. Cette méthode consiste à maximiser le *log likelihood ratio* et est utilisée par le logiciel *spl_obs_fit* développé par Jürgen Knödlseeder pour traiter les données de SPI [Knödlseeder *et al.* 2005]. En supposant un bruit Poissonien pour les événements mesurés ϵ_ι de l'ensemble des *bins* ι de l'espace des données, le *log likelihood* est donné par :

$$\ln L = \sum_{\iota=1}^N \epsilon_\iota \ln \varpi_\iota - \varpi_\iota - \ln \epsilon_\iota! \quad , \quad (5.37)$$

avec $\varpi_\iota = \sum_k \alpha_k s_\iota^k + B_\iota(\beta)$ les mesures simulées dans le *bin* ι , α_k et β les facteurs de normalisation des modèles de distribution spatiale s_ι^k et de bruit de fond B_ι (voir Annexe E pour plus de détails sur le modèle de bruit de fond). Ici, $s_\iota^k = \sum_{j=1}^M \xi_j^k \mathbb{R}_{\iota,j}$ est la distribution spatiale ξ_j^k transposée dans l'espace des données en utilisant la matrice de réponse $\mathbb{R}_{\iota,j}$ de SPI. Le *maximum likelihood ratio* (MLR) est calculé entre deux hypothèses (0 et 1) d'un

même modèle avec :

$$\text{MLR} = -2 (\ln L_0 - \ln L_1) \quad . \quad (5.38)$$

Dans l'hypothèse (0), l'intensité α_k du modèle est fixé à 0 pour ajuster le bruit de fond, alors que dans l'hypothèse (1), l'intensité du modèle est un paramètre libre.

D'une manière générale, en calculant le *maximum likelihood ratio réduit* (RMLR = MLR – dof, avec dof le nombre de paramètres libres d'un modèle de distribution spatiale), il nous est possible de comparer des modèles de distribution spatiale ayant un nombre de paramètres libres différent. Dans le cas présenté ici, l'ensemble des modèles ont le même nombre de degrés de liberté et le paramètre de l'ajustement est l'intensité de l'émission d'annihilation. Nous pourrions donc nous contenter du MLR pour comparer les différents modèles. La Fig. 5.16 présente le MLR que nous obtenons en ajustant les différents modèles de distribution spatiale de l'émission d'annihilation présentés dans les Fig. 5.14 et 5.15 aux données de SPI (incluant les données privées attribuées à l'équipe SPI et l'ensemble des données publiques acquises pendant la période du 23 novembre 2002 au 13 mars 2007).

Sur l'ensemble des modèles testés, le modèle le plus vraisemblable est le modèle pour lequel le MLR (ou le RMLR dans le cas où les modèles ont des dof différents) est le plus élevé. Avec un $\text{MLR} \simeq 1620$, le modèle de distribution des LMXB est le modèle le plus vraisemblable. Nous n'allons pas conclure ici que les LMXB sont les sources des positrons Galactiques, d'autant plus que le meilleur modèle décrivant la distribution spatiale de l'émission d'annihilation à 511 keV résulte en une valeur de MLR de ~ 1710 [Weidenspointner *et al.*, 2008a, 2008b]. Cependant, nous pouvons faire quelques remarques sur l'ensemble de ces modèles. A eux seuls, les modèles pour lesquels les positrons sont exclusivement produits dans le disque (^{26}Al , Br92, Ba92) et ceux pour lesquels la composante du

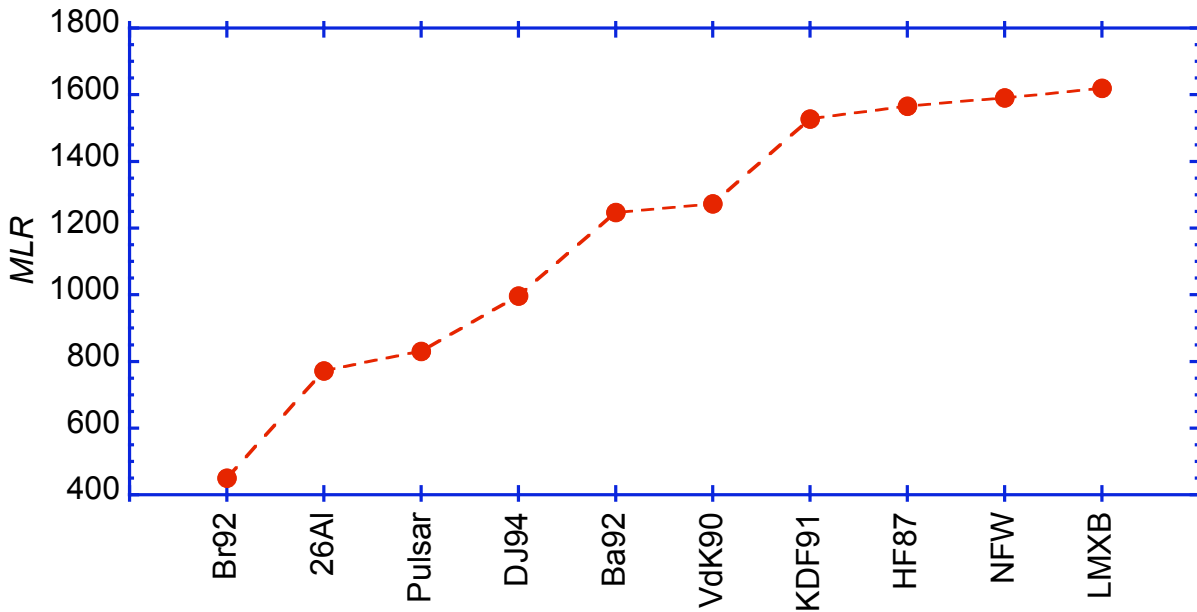


FIG. 5.16: *Maximum Likelihood ratio* des différents modèles de distribution spatiale de l'émission d'annihilation des positrons simulée pour les différentes sources candidates à la production des positrons.

disque est importante (Pulsar, DJ94, VdK90) ne paraissent pas vraisemblables, et dans l'hypothèse où chacun de ces modèles serait l'unique source des positrons, ces modèles peuvent être exclus. Ce sont les modèles pour lesquels l'émission d'annihilation dans le bulbe Galactique est dominante, par rapport à celle du disque, qui donnent les valeurs de MLR les plus élevées. Ce qui est en accord avec le fait que l'émission d'annihilation mesurée provient majoritairement du bulbe Galactique.

C'est tout particulièrement le cas du modèle de distribution de la matière noire (NFW) que nous avons adopté ici. Ce dernier répartit la matière noire dans le halo Galactique avec un maximum de densité au centre de la Galaxie. Cependant, le modèle NFW ne permet pas de reproduire l'émission d'annihilation détectée par SPI dans le disque Galactique, contrairement aux modèles de distribution des novae et SNIa (KDF91, HF87) et des LMXB dans lesquels les positrons sont distribués à la fois dans le disque et le bulbe Galactiques. Nous avons vu au Chapitre 4 que le rapport de luminosité B/D des LMXB est très proche de celui mesuré par SPI, contrairement aux autres modèles. Cependant, parce que le rapport B/D du modèle de distribution des LMXB est inférieur à celui mesuré par SPI, à elles seules, les LMXB ne peuvent expliquer la distribution spatiale de l'émission à 511 keV.

Nous rappelons que, dans le cas présent, nous avons supposé que les positrons s'annihilent au voisinage de leur source. Or, avec une énergie d'injection des positrons $\gtrsim 1$ MeV et une énergie d'annihilation des positrons de quelques eV, on ne peut négliger le transport des positrons dans le milieu interstellaire. Il reste encore à déterminer si les positrons voyagent loin ou non de leur point d'origine.

Chapitre 6

Le transport des positrons dans le milieu interstellaire

Nous avons vu dans le Chapitre 4 que la plupart des sources candidates à la production des positrons Galactiques émettent des positrons d'une énergie cinétique $\gtrsim 1$ MeV (sauf les LMXB et les décroissances β^+ qui émettent des positrons d'une énergie cinétique $\lesssim 1$ MeV). Dans la Sect. 5.2, nous avons vu que la majorité des positrons s'annihilent à des énergies $\lesssim 10$ eV. Après leur production, les positrons doivent donc perdre une grande quantité d'énergie avant de pouvoir s'annihiler. En général, les positrons ne perdent pas toute leur énergie en une seule interaction. On peut donc s'attendre à ce que les positrons voyagent dans le milieu interstellaire pendant leur ralentissement.

Un tel voyage des positrons dans la Galaxie pourrait amener les positrons du disque Galactique à migrer vers le bulbe Galactique, comme l'a suggéré Prantzos [2006]. Ceci pourrait alors expliquer la différence entre la distribution spatiale des positrons mesurée par SPI et la distribution spatiale des sources candidates à la production des positrons. Malheureusement, nous n'avons qu'une faible connaissance des mécanismes de transport des positrons dans notre Galaxie et, plus particulièrement, lorsqu'il s'agit de positrons de basse énergie ($E \lesssim 100$ MeV).

Pour estimer les distances parcourues par les positrons dans le milieu interstellaire, depuis leur création jusqu'à leur annihilation, nous avons passé en revue l'ensemble des processus susceptibles de jouer un rôle dans la propagation/diffusion des positrons. Nous avons alors identifié deux modes de propagation :

- 1- un mode de transport **non collisionnel**, pour lequel les positrons en résonance avec les ondes magnéto-hydrodynamiques (MHD) diffusent en interagissant avec les ondes d'Alfvén ;
- 2- un mode de transport **collisionnel**, pour lequel la trajectoire des positrons le long des lignes de champ magnétique est défléchie par les collisions avec les particules du milieu interstellaire.

En nous basant sur des simulations Monte-Carlo, nous avons développé un modèle numérique simulant la propagation des positrons dans le milieu interstellaire, dans le mode de transport collisionnel. Ce modèle, décrit dans le présent chapitre, permet d'estimer la distance parcourue par les positrons dans le milieu interstellaire, depuis leur production jusqu'à leur annihilation. En enregistrant la *date* des événements correspondant à

des annihilations, nos simulations Monte-Carlo nous permettent également de simuler la courbe de lumière de l'émission d'annihilation des positrons dans le milieu interstellaire (voir Annexe F).

Positron transport in the interstellar medium

W. Gillard¹, A. Marcowith², K. Ferrière³, and P. Jean¹

¹ CESR, Université Toulouse III, CNRS, INSU : 9, avenue du colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse - FRANCE

² LPTA, CNRS, Université Montpellier II, Montpellier, FRANCE

³ LATT-OMP, CNRS : 14, avenue Édouard Belin, 31028 Toulouse Cedex 4, FRANCE

Received ; accepted

Abstract

Aims. We estimate the typical distances traveled by positrons in the interstellar medium (ISM) between their creation and annihilation sites, and we use the estimated distances to place physical constraints on the origin of Galactic positrons.

Methods. We review the different processes likely to affect the transport of positrons in the ISM. We then assess the efficiency of each process and describe its effects on the propagation of positrons. We present Monte-Carlo simulations of the transport of positrons, which enable us to estimate the distances they travel in the different phases of the ISM.

Results. We identify two positron propagation regimes : a collisionless regime, in which positrons scatter off of magnetohydrodynamic waves, and a collisional regime, in which positrons undergo collisions with particles of the interstellar gas. We find that low-energy (≤ 30 MeV) positrons do not usually interact efficiently with magnetohydrodynamic waves, which are heavily damped. Positron propagation is mainly controlled by collisions with gas particles. In the collisional regime, positrons can travel huge distances (up to ~ 30 kpc/ $n_{\text{H,cm}^{-3}}$) along magnetic field lines before annihilating.

1. Introduction

The emission of the annihilation of positrons from the Galactic center (GC) region has been observed since the early seventies in balloon and satellite experiments (see von Ballmoos et al. 2003, Jean et al. 2004, Diehl et al. 2006 for reviews). Despite the significant progress in observational results, the origin of Galactic positrons remains an open question.

Recent observations of the 511 keV line intensity with the SPI spectrometer onboard the International Gamma-Ray Laboratory (INTEGRAL) observatory show a diffuse emission, distributed in the bulge and the disk of our Galaxy (Knödlseder et al. 2005; Weidenspointner et al. 2006). These observations indicate that the bulge-to-disk luminosity ratio (hereafter B/D) of the 511 keV line is rather large ($\approx 3 - 9$) compared to the distribution of any candidate source. Under the hypothesis that positrons annihilate close to their sources, the spatial distribution of the annihilation emission should reflect the spatial distribution of the sources. In this view, the large B/D ratio could be explained if the sources of positrons belong to the old stellar population (Knödlseder et al. 2005) and the disk emission could be, partly or totally, attributed to the radioactive decay of ²⁶Al and ⁴⁴Ti produced in massive stars. However, there is no certainty on whether positrons propagate far from the regions where they were produced.

Several authors argued that positrons annihilate not far from their production sites, based on the assumption that these particles propagate according to the so-called Bohm diffusion. This diffusion process assumes that the mean free-path of charged particles corresponds exactly to their Larmor radius, which seems extreme in view of the complexity and the variety of phases in the interstellar medium (ISM). Jean et al. (2006) es-

timated the distances travelled by positrons using quasi-linear diffusion theory for high-energy positrons, an approximate collisional propagation model for low-energy positrons and a preliminary model of the gas content in the Galactic bulge (a more complete description of the gas spatial distribution in this region is presented in Ferrière et al. 2007). They concluded that MeV positrons produced in the bulge cannot escape from it and that a single source releasing positrons in the bulge might have difficulties accounting for the observed spatial extent of the annihilation emission. Prantzos (2006) proposed a solution to explain the large B/D ratio measured with SPI, in which he suggested that positrons produced by SN Ia in the old disk could be transported along magnetic field lines into the bulge. Cheng et al. (2006) suggested that positrons in the bulge could originate from the decay of π^+ produced in high-energy pp collisions. The protons would be accelerated in shocks when stars are tidally disrupted in the accretion disk of Sagittarius A* (Sgr A*). Since high-energy (> 30 MeV) positrons take as long as $\sim 10^7$ years to cool down, they should be able to propagate far away from Sgr A* and to fill the Galactic bulge. In order to explain the annihilation emission in the bulge, Totani (2006) proposed a scenario in which MeV positrons were produced in the accretion disk of Sgr A* $\sim 10^7$ years ago. These positrons would have filled the bulge while being transported by large-scale outflows (~ 100 km/s). These latest studies invoke positron transport to explain the observed annihilation emission, but without any accurate specification.

In the present paper, we try to review and clarify the different transport mechanisms for positrons as functions of their energies and of the properties of the medium in which they travel. We focus on understanding the interactions of positrons with all the components of the ISM. In section 2, we describe the scattering process of positrons off magnetohydrodynamic (MHD) waves. This type of interaction involves different kinds of resonance bet-

Send offprint requests to: A. Marcowith, e-mail: Alexandre.Marcowith@lpta.in2p3.fr

ween particles and waves along magnetic field lines. In the absence of any resonance, positrons propagate along field lines in a helical motion, and their pitch angles undergo repeated changes due to collisions with gas particles. In section 3, we present the method that we developed to calculate the transport of positrons in this collisional regime. In section 4, we discuss the transport of positrons in large-scale fluid motions. The implications of our understanding of positron transport at Galactic scales are presented in section 5.

2. Transport in the collisionless regime

In section 2.1, we present the condition for wave-particle resonance, restricting our analysis to magnetohydrodynamic (MHD) waves. We further discuss the effective value of the Alfvén speed in the neutral phases of the ISM. In section 2.2, we discuss the collisional and collisionless damping mechanisms of MHD waves as well as the smallest scales of the MHD turbulent cascades in the different ISM phases. In section 2.4, we consider magnetic fluctuations generated by the streaming instability, which can survive down to the scales of low-energy positrons.

Throughout section 2, we assume, for simplicity, that the interstellar gas contains only hydrogen.

2.1. Positron resonance with MHD waves

In a medium with non-vanishing magnetic field, wave-particle interactions proceed through the Landau-synchrotron resonance condition expressed as (Melrose 1986)

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = \ell \Omega_{se}, \quad (1)$$

where ω is the wave frequency, k_{\parallel} the component of the wave vector along magnetic field lines, v_{\parallel} the particle velocity along field lines, ℓ an integer, and $\Omega_{se} = \Omega_{ce}/\gamma$ the synchrotron frequency of the particle (a positron e^+ in the case at hand, hence the subscript e), with γ the particle Lorentz factor, $\Omega_{ce} = (eB/m_e c)$ the particle cyclotron frequency, and B the magnetic field strength.

In this work, we consider only MHD waves, more specifically, shear Alfvén waves and fast magnetosonic waves. We do not consider slow waves separately, because the dynamics of the slow wave cascade were shown to be entirely controlled by the Alfvén wave cascade (Lithwick & Goldreich 2001) and the slow wave spectrum is basically the same as the Alfvén wave spectrum. Following Yan & Lazarian (2004), we assume that the transport of charged particles is controlled by either Alfvén waves or fast magnetosonic waves. Note that higher-frequency waves are potentially important as well, as they can easily fulfill the above resonance condition with positrons produced by radioactive decay. However, whistler waves, the most interesting waves in this frequency domain, are right-handed polarized and, therefore, cannot be in resonance with positrons.

For the waves of interest here, it can be shown that $\omega \ll \Omega_{se}$,¹ so we are entitled to neglect ω in Eq. (1), except in the particular case $\ell = 0$. The case $\ell = 0$ corresponds to the so-called Tcherenkov resonance, in which the particle interacts with a zero-frequency wave in a frame moving at velocity v_{\parallel} . In that case, Eq. (1) reduces to $\omega = k_{\parallel} v_{\parallel}$. The Tcherenkov resonance can be important for magnetosonic waves, which have a perturbed magnetic field component parallel to the background magnetic field.

¹ According to Eq. (5), this condition is automatically satisfied for positrons with $\gamma \ll m_p/m_e$, corresponding to energies $\ll 0.94$ GeV.

Here, we consider only the dominant harmonics $\ell = \pm 1$. With $\omega \ll \Omega_{se}$, Eq. (1) can then be recast in the form

$$k_{\parallel} r'_L \cos \alpha \simeq \pm 1, \quad (2)$$

where α is the particle pitch angle (angle between the particle velocity and the local magnetic field), $r'_L = (v/\Omega_{se}) = (pc/eB)$ is the particle gyroradius divided by $\sin \alpha$ (simply referred to as the gyroradius in the following), and $p = \gamma m_e v$ is the particle momentum. Eq. (2) expresses the resonance condition in terms of the particle gyroradius. It can be rewritten in terms of the particle momentum as

$$p = \pm \frac{eB}{c k_{\parallel} \cos \alpha} \quad (3)$$

or in terms of the particle kinetic energy, E_k , as

$$E_k = (m_e c^2) \left[\sqrt{\left(\frac{eB}{m_e c^2 k_{\parallel} \cos \alpha} \right)^2 + 1} - 1 \right]. \quad (4)$$

Roughly speaking, MHD waves can exist only at frequencies lower than the proton cyclotron frequency, $\Omega_{cp} = (eB/m_p c)$:

$$\omega \leq \Omega_{cp}. \quad (5)$$

Either they are damped by collisional effects (mainly viscous friction and ion-neutral collisions) at low frequencies (see section 2.2.2) or, if they manage to survive collisional effects, then at frequencies approaching Ω_{cp} , they are heavily damped by Landau damping due to thermal protons (see section 2.2.3).

For Alfvén waves ($\omega = V_A k_{\parallel}$, with V_A the Alfvén speed), Eq. (5) is equivalent to

$$k_{\parallel} \leq \frac{\Omega_{cp}}{V_A}, \quad (6)$$

which, in view of the resonance conditions, Eqs. (3) and (4), implies a threshold on the positron momentum (obtained for $|\cos \alpha| = 1$):

$$p \geq m_p V_A, \quad (7)$$

and a threshold on the positron kinetic energy:

$$E_k \geq (m_e c^2) \left[\sqrt{\left(\frac{m_p V_A}{m_e c} \right)^2 + 1} - 1 \right]. \quad (8)$$

For fast magnetosonic waves ($\omega = V_F(\Theta) k$, with Θ the angle between the wave vector and the magnetic field, V_F the phase speed of the fast mode, comprised between $V_F(0) = \max(V_A, C_s)$ and $V_F(\pi/2) = V_{ms} \equiv \sqrt{V_A^2 + C_s^2}$, and C_s the adiabatic sound speed), Eq. (5) leads to $k \leq \Omega_{cp}/V_F(\Theta)$ and, hence, $p \geq m_p V_F(\Theta)/\cos \Theta$. Since the functions $V_F(\Theta)$ and $V_F(\Theta)/\cos \Theta$ reach their minimum values at $\Theta = 0$, the absolute requirement on the wavenumber reads

$$k \leq \frac{\Omega_{cp}}{V_F(0)}, \quad (9)$$

and the thresholds on the positron momentum and kinetic energy (again obtained for $|\cos \alpha| = 1$) are given by

$$p \geq m_p V_F(0) \quad (10)$$

ISM phase	T [K]	B [μG]	n_{H} [cm^{-3}]	f_{ion}	n_i [cm^{-3}]	$k_{\parallel\text{max}}$ [10^{-9}cm^{-1}]	$E_{\text{k,min}}$ [keV]
Hot ionized (low B)	10^6	2	0.005 – 0.01	1	0.005 – 0.01	3.1 – 4.4	35 – 18
Hot ionized (high B)	10^6	20	0.005 – 0.01	1	0.005 – 0.01	3.1 – 4.4	1500 – 950
Warm ionized	8000	5	0.2 – 0.5	0.6 – 0.9	0.12 – 0.45	15 – 29	9.5 – 2.5
Warm neutral	6000 – 10000	5	0.2 – 0.5	0.007 – 0.05	0.0014 – 0.025	1.6 – 6.9	540 – 45
Cold neutral	50 – 100	6	20 – 50	$4 \times 10^{-4} - 10^{-3}$	0.008 – 0.05	3.9 – 9.8	175 – 32
Molecular	10 – 20	8.5 – 850	$10^2 - 10^6$	$\lesssim 10^{-4}$		$\lesssim 4.4$	$\gtrsim 265$

Tab. 1. Physical parameters of the different ISM phases. T is the temperature, B the magnetic field strength, n_{H} the hydrogen density, $f_{\text{ion}} = n_i/(n_i + n_n)$ the ionization fraction, n_i the ion density, $k_{\parallel\text{max}}$ the maximum parallel wavenumber of Alfvén waves (right-hand side of Eq. (12)), and $E_{\text{k,min}}$ the minimum kinetic energy required for positrons to interact resonantly with Alfvén waves (right-hand side of Eq. (13)). Here, we assume a pure-hydrogen gas, for which $n_i = f_{\text{ion}} n_{\text{H}}$ and $n_n = (1 - f_{\text{ion}}) n_{\text{H}}$.

and

$$E_{\text{k}} \geq (m_e c^2) \left[\sqrt{\left(\frac{m_{\text{p}} V_{\text{F}}(0)}{m_e c} \right)^2 + 1} - 1 \right], \quad (11)$$

respectively.

The question now is what expression should be used for the Alfvén speed. In a fully ionized medium, the Alfvén speed is simply $V_{\text{A}} = B/\sqrt{4\pi\rho_i}$, with ρ_i the ion mass density. However, in a partially ionized medium, the relevant Alfvén speed depends on the degree of coupling between ions and neutrals. If the ion-neutral and neutral-ion collision frequencies, ν_{in} and ν_{ni} , are much greater than the wave frequency, ω , then ions and neutrals are very well coupled together through ion-neutral collisions, and as a result, an Alfvén wave will set the entire fluid (ions + neutrals) into motion. In that case, one should use the total Alfvén speed, $V_{\text{A,tot}} = B/\sqrt{4\pi\rho_{\text{tot}}}$, with $\rho_{\text{tot}} = \rho_i + \rho_n$ the total (ion + neutral) mass density. In contrast, if the ion-neutral and neutral-ion collision frequencies are much smaller than the wave frequency, then ions and neutrals are no longer coupled together, and an Alfvén wave will solely set the ions into motion. In that case, one should use the ionic Alfvén speed, $V_{\text{A,i}} = B/\sqrt{4\pi\rho_i}$, as in a fully ionized medium.

In an atomic medium with temperature $T \lesssim 100$ K, the ion-neutral and neutral-ion collision frequencies are given by $\nu_{\text{in}} \simeq (1.6 \times 10^{-9} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}) n_{\text{n}}$ and $\nu_{\text{ni}} \simeq (1.6 \times 10^{-9} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}) n_{\text{i}}$, where n_{n} and n_{i} are the neutral and ion number densities, respectively (Osterbrock 1961). At high temperature, the collision frequencies increase as \sqrt{T} (Braginskii 1965; Shull & Draine 1987); assuming an effective cross section for H-H⁺ collisions $\sim 10^{-14} \text{cm}^2$ (Wentzel 1974), we find that, for $T \gtrsim 140$ K, $\nu_{\text{in}} \sim (1.4 \times 10^{-9} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}) \sqrt{T/100 \text{K}} n_{\text{n}}$ and $\nu_{\text{ni}} \sim (1.4 \times 10^{-9} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}) \sqrt{T/100 \text{K}} n_{\text{i}}$. In a molecular medium, the collision frequencies are $\nu_{\text{in}} \simeq (2.1 \times 10^{-9} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}) n_{\text{n}}$ and $\nu_{\text{ni}} \simeq (2.1 \times 10^{-9} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}) n_{\text{i}}$ (Osterbrock 1961). For comparison, the frequency of a resonant Alfvén wave is given by $\omega = V_{\text{A}} k_{\parallel}$ with, according to Eq. (2), $k_{\parallel} \gtrsim 1/r_{\text{L}}' = (eB/pc)$, i.e., $\omega \gtrsim (6.6 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}) (B_{\mu\text{G}}^2 / \sqrt{n_{\text{cm}^{-3}}}) (pc)_{\text{MeV}}^{-1}$, where n is the relevant number density (e.g., $n = n_i + n_n$ if $\nu_{\text{in}}, \nu_{\text{ni}} \gg \omega$ and $n = n_i$ if $\nu_{\text{in}}, \nu_{\text{ni}} \ll \omega$). From this, it follows that for typical interstellar conditions (see Table 1), $\nu_{\text{in}}, \nu_{\text{ni}} \ll \omega$ up to positron energies of at least 1 GeV. Hence, in the present context, the relevant Alfvén speed is $V_{\text{A,i}} = B/\sqrt{4\pi\rho_i}$, not only in the ionized phases, but also in the so-called neutral (i.e., atomic and molecular) phases.

Alfvén waves

With the above statements in mind, the requirement on the parallel wavenumber of Alfvén waves, Eq. (6), can be rewritten

as

$$k_{\parallel} \leq \frac{\sqrt{4\pi} e}{\sqrt{m_{\text{p}} c}} \sqrt{n_i} = (4.4 \times 10^{-8} \text{cm}^{-1}) \sqrt{n_{\text{i,cm}^{-3}}}. \quad (12)$$

The corresponding condition on the positron kinetic energy, Eq. (8), becomes

$$E_{\text{k}} \geq (511 \text{keV}) \left[\sqrt{1.8 \times 10^{-4} \frac{B_{\mu\text{G}}^2}{n_{\text{i,cm}^{-3}}} + 1} - 1 \right]. \quad (13)$$

The above expressions were obtained on the assumption that the only ion present in the ISM is H⁺. To account for the presence of other ions, it suffices, in good approximation, to replace n_i by $n_{\text{H}} + 4n_{\text{He}}$ with $n_{\text{He}} \simeq 0.1n_{\text{H}}$ in the hot phase and by $n_{\text{H}} + 12n_{\text{C,gas}}$ with $n_{\text{C,gas}} \simeq 1.4 \times 10^{-4}n_{\text{H}}$ (Cardelli et al. 1996) in the atomic phases.

The maximum parallel wavenumber, $k_{\parallel\text{max}}$, and the minimum kinetic energy, $E_{\text{k,min}}$, given by the right-hand sides of Eqs. (12) and (13), respectively, are listed in Table 1 for the different phases of the ISM. Also listed in Table 1 are the estimated temperature, T , magnetic field strength, B , hydrogen density, n_{H} , and ionization fraction, $f_{\text{ion}} = n_i/(n_i + n_n)$ of the different phases. The values of T , n_{H} and f_{ion} are taken from the review paper of Ferrière (2001). For B , we adopt the value of $5 \mu\text{G}$ inferred from rotation measure studies (e.g. Rand & Kulkarni 1989; Ohno & Shibata 1993) for the warm phases, the value of $6 \mu\text{G}$ inferred from Zeeman splitting measurements (Heiles & Troland 2005) for the cold phase, the relation $B \propto \sqrt{n_{\text{H}}}$ normalized to $B = 85 \mu\text{G}$ at $n_{\text{H}} = 10^4 \text{cm}^{-3}$ (Crutcher 1999) for molecular clouds, and the two extreme values of $2 \mu\text{G}$ and $20 \mu\text{G}$ for the hot phase. The lower value pertains to the standard scenario in which the hot gas is generated by stellar winds and supernova explosions, which sweep up the ambient magnetic field lines and evacuate them from the hot cavities. The higher value pertains to an alternative scenario in which large-scale highly turbulent MHD fluctuations produce magnetic fields above equipartition with the local thermal pressure (Bykov 2001; Parizot et al. 2004; and references therein).

From Table 1, it emerges that the maximum parallel wavenumber of Alfvén waves is typically a few 10^{-9}cm^{-1} , close to the largest wavenumber, $k_{\text{L}} \simeq 10^{-9} \text{cm}^{-1}$, of the electron density power spectrum inferred from interstellar scintillation (Armstrong et al. 1995). Furthermore, the minimum kinetic energy required for positrons to interact resonantly with Alfvén waves varies from a few keV (in the warm ionized medium) to a few hundreds of keV (in regions with large Alfvén speeds, namely, in molecular clouds and possibly in the warm neutral and

hot ionized media). For comparison, positrons produced by radioactive decay are injected into the ISM with typical kinetic energies ~ 1 MeV. This means that positrons from radioactive decay can interact resonantly with Alfvén waves only over a restricted energy range. This range is particularly narrow in regions with large Alfvén speeds, such as molecular clouds (where $V_{A,i} \gtrsim 185$ km/s); it can even vanish in the hot phase if the magnetic field is as strong as $20 \mu\text{G}$ (implying $V_{A,i} \gtrsim 436$ km/s). In contrast, the resonant range extends over at least two orders of magnitude in the warm ionized medium, where the ion density is highest (and $V_{A,i} \simeq (16 - 31)$ km/s). The reason why resonant interactions with Alfvén waves are no longer possible below $E_{k,\min}$ is because the Larmor radius has become smaller than the smallest possible scale of existing Alfvén waves.

Fast magnetosonic waves

The numerical expressions and values of the wavenumber and kinetic energy thresholds can be obtained in the same manner as for Alfvén waves, with the two following differences: First, the wavenumber threshold (Eq. (9)) applies to the total wavenumber, as opposed to the parallel wavenumber. Second, the speed entering the expressions of the thresholds is the phase speed of the fast mode for parallel propagation, $V_F(0)$, as opposed to the Alfvén speed, V_A . In practice, however, the second difference is only formal, except in the hot low- B phase. Indeed, $V_F(0) = \max(V_A, C_s)$, and $\max(V_A, C_s) = V_A$ in all the ISM phases, except in the hot low- B phase, where $\max(V_A, C_s) = C_s \simeq 166$ km/s. In consequence, the values of the maximum wavenumber, k_{\max} , and the minimum kinetic energy, $E_{k,\min}$, are those listed in Table 1, except in the hot low- B phase, for which Eqs. (9) and (11) lead to $k_{\max} \simeq 1.2 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-1}$ and $E_{k,\min} \simeq 220$ keV, respectively. The latter value is roughly an order of magnitude larger than for Alfvén waves, which significantly narrows down the energy range over which positrons from radioactive decay can interact resonantly with fast magnetosonic waves.

The Tcherenkov resonance (for $\ell = 0$) occurs when $\omega = k_{\parallel} v_{\parallel}$, i.e., at a wave propagation angle Θ_T such that $V_F(\Theta_T) = v_{\parallel} \cos \Theta_T$, independent of the wavenumber. Since $V_F(\Theta_T)$ never departs from the fast magnetosonic speed, V_{ms} , by more than a factor $\sqrt{2}$, this expression is approximately equivalent to $\cos \Theta_T = V_{\text{ms}}/v_{\parallel}$. The Tcherenkov resonance requires that the wave at propagation angle Θ_T exist and not be damped by a collisional or collisionless process (see next subsections).

Let us re-emphasize that the above results should be considered only as rough estimates. As we will now see, both Alfvén and fast magnetosonic waves are subject to various damping processes in the ISM.

2.2. MHD wave damping in the ISM

2.2.1. MHD wave cascades

We consider both Alfvén waves and fast magnetosonic waves as parts of turbulent cascades. The main sources of turbulence able to counterbalance the dissipation mechanisms expected in the ISM are the magnetorotational instability driven by the differential rotation of the Galaxy and the explosion of supernovae (Mac Low & Klessen 2004). Both mechanisms release energy at large scales. In the rest of the paper, we adopt $L_{\text{inj}} = 100$ pc for the injection scale.

Alfvén wave cascade

The most recent developments in MHD turbulence theory explain the energy cascade towards smaller scales by the distortion of oppositely travelling Alfvén wave packets (e.g., Lithwick & Goldreich 2001). The kinematics of the interactions produce a highly anisotropic cascade, which redistributes most of the energy in the perpendicular scales.² We will return to this important question in section 2.3.

The transfer time of the Alfvén wave cascade, τ_A , corresponds to the wave packet crossing time along the mean magnetic field:

$$\tau_A = \frac{1}{V_A k_{\parallel}}. \quad (14)$$

For reference, when $L_{\text{inj}} = 100$ pc, one has

$$\tau_A = (1.4 \times 10^{15} \text{ s}) \frac{\sqrt{n_{\text{cm}^{-3}}}}{B_{\mu\text{G}}} \frac{1}{k L_{\text{inj}} \cos \Theta},$$

where n is the relevant number density (in a fully ionized medium, $n = n_i$, while in a partially ionized medium, $n = n_i + n_n$ if $v_{\text{in}}, v_{\text{ni}} \gg \omega$ and $n = n_i$ if $v_{\text{in}}, v_{\text{ni}} \ll \omega$).

Fast magnetosonic wave cascade

The transfer time of the fast magnetosonic wave cascade, τ_F , can be written as

$$\tau_F = \frac{\omega}{k^2 \delta v_k^2} = \frac{V_F L_{\text{inj}}^{1/2}}{\delta v_{\text{inj}}^2} k^{-1/2}, \quad (15)$$

where δv_k is the turbulent velocity at scale k^{-1} , δv_{inj} is the turbulent velocity at the injection scale, L_{inj} , and, as before, V_F is the phase speed of the fast mode (Yan & Lazarian 2004). In writing the second identity, we assumed a Kraichnan spectrum ($dE/dk \propto k^{-3/2}$ or $\delta v_k \propto k^{-1/4}$). For our numerical estimates, we adopt again $L_{\text{inj}} = 100$ pc and we set both δv_{inj} and V_F to the fast magnetosonic speed, $V_{\text{ms}} = \sqrt{V_A^2 + C_s^2}$ (as mentioned earlier, V_F does not depart from V_{ms} by more than a factor $\sqrt{2}$), whereupon we find

$$\tau_F = (1.4 \times 10^{15} \text{ s}) \frac{\sqrt{n_{\text{cm}^{-3}}}}{B_{\mu\text{G}} \sqrt{1 + C_s^2/V_A^2}} (k L_{\text{inj}})^{-1/2},$$

with the density n defined as for the Alfvén wave cascade.

For both Alfvén and fast magnetosonic waves, the dominant damping process depends on the wavelength (or inverse wavenumber) compared to the proton collisional mean free-path,

$$\lambda_p = v_p \tau_p \simeq (3.5 \times 10^{13} \text{ cm}) \frac{T_{\text{p,eV}}^2}{n_{\text{e,cm}^{-3}} \Lambda}, \quad (16)$$

where $v_p = \sqrt{3 k_B T_p / m_p}$ is the proton r.m.s. velocity, τ_p the proton collision time, n_e the electron density, and Λ the Coulomb logarithm, given by

$$\Lambda = 23.4 - 0.5 \ln n_{\text{e,cm}^{-3}} + 1.5 \ln T_{\text{e,eV}}, \quad \text{for } T_e < 50 \text{ eV}$$

and

$$\Lambda = 25.3 - 0.5 \ln n_{\text{e,cm}^{-3}} + \ln T_{\text{e,eV}}, \quad \text{for } T_e > 50 \text{ eV}$$

² Throughout this paper, the perpendicular and parallel directions are taken with respect to the mean magnetic field direction.

(Braginskii 1965). Waves with $k^{-1} > \lambda_p$ are basically collisional and, therefore, affected by collisional damping (see section 2.2.2), whereas waves with $k^{-1} < \lambda_p$ are basically collisionless and affected by collisionless damping (see section 2.2.3).

As we will see below, in all the cases considered here, $L_{inj} > \lambda_p$, which means that both turbulent cascades start in the collisional range. The wave energy is then transferred to smaller scales up to the point where the wave damping rate, Γ , becomes equal to the transfer rate. In other words, the turbulent cascades are cut off at a wavenumber k_{cut} such that

$$\Gamma \tau_A = 1 \quad (17)$$

for the Alfvén cascade and

$$\Gamma \tau_F = 1 \quad (18)$$

for the fast magnetosonic cascade. If the collisional damping rate, Γ_{coll} , is high enough that $\Gamma_{coll} \tau_A = 1$ at a scale larger than λ_p , then the Alfvén cascade is cut off by collisional damping at that scale. On the other hand, if $\Gamma_{coll} \tau_A < 1$ down to λ_p , then the Alfvén cascade proceeds down to the collisionless range and is eventually cut off by collisionless damping at a scale smaller than λ_p . Similarly for the fast magnetosonic cascade.

2.2.2. Collisional damping

Alfvén waves

a. Ionized phases

With the parameter values listed in Table 1, the proton collisional mean free-path (Eq. 16) is $\lambda_p \simeq (0.8 - 1.6) \times 10^{18}$ cm in the hot phase and $\lambda_p \simeq (1.6 - 5.8) \times 10^{12}$ cm in the warm ionized phase. Clearly, $L_{inj} \gg \lambda_p \gg k_{lmax}^{-1}$ in both media.

In the collisional range $L_{inj} \geq k^{-1} > \lambda_p$, the main damping mechanism of Alfvén waves is viscous damping (e.g., Lazar et al. 2003), which proceeds at a rate

$$\Gamma_{visc} = \frac{1}{2} \frac{\eta_1}{\rho_i} k^2 (\sin^2 \Theta + 4 \cos^2 \Theta), \quad (19)$$

where

$$\eta_1 = 0.3 \frac{n_i k_B T_i}{\Omega_{ci}^2 \tau_i} + 0.51 \frac{n_e k_B T_e}{\Omega_{ce}^2 \tau_e} \quad (20)$$

is the (ion + electron) viscosity coefficient (Braginskii 1965; note that we divided his damping rate, which applies to the wave energy, by a factor of 2 so as to obtain the amplitude damping rate). When $T_i \simeq T_e$, as will be assumed here, the electron contribution to the viscosity coefficient is negligible.

It then follows from Eqs. (14) and (19) that

$$\Gamma_{visc} \tau_A \leq 0.2 \frac{1}{(\Omega_{ci} \tau_i)^2} \frac{v_i}{V_A} (\lambda_p k) \frac{1}{\cos \Theta}. \quad (21)$$

In a fully ionized pure-hydrogen gas, the ion r.m.s. velocity, $v_i = \sqrt{3 k_B T_i / m_i}$, is approximately equal to the adiabatic sound speed, $C_s = \sqrt{\gamma P / \rho}$. The latter is everywhere smaller than or on the order of the Alfvén speed, V_A – more specifically, $C_s < V_A$ everywhere, except in the hot low- B phase, where $C_s \simeq (2.7 - 3.8) V_A$. Since, in addition, $\Omega_{ci} \tau_i \gg 1$, one has $\Gamma_{visc} \tau_A \lll 1$ throughout the collisional range (except in the limit $\cos \Theta \rightarrow 0$, which is of little interest here), so that the Alfvén wave cascade proceeds virtually undamped down to λ_p .

b. Atomic phases

In the weakly ionized (warm and cold) atomic phases, Alfvén waves are damped by ion-neutral collisions (Kulsrud & Pearce 1969). Near the injection scale, Alfvén waves have $\omega = V_{A,tot} k_{\parallel} \ll v_{in}, v_{ni}$, as can be verified with the help of the relations $v_{in} \simeq (1.6 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}) n_n$ and $v_{ni} \simeq (1.6 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}) n_i$ (see section 2.1), together with $V_{A,tot} = B / \sqrt{4\pi m_p n_H}$, $k_{\parallel} \lesssim 1/L_{inj}$, and thus $V_{A,tot} k_{\parallel} \lesssim (7.1 \times 10^{-16} \text{ s}^{-1}) (B_{\mu G} / \sqrt{n_{H,\text{cm}^{-3}}})$. Again, the relevant parameter values can be found in Table 1. In this low-frequency regime, the damping rate due to ion-neutral collisions is given by

$$\Gamma_{in} = \frac{V_{A,tot}^2 k_{\parallel}^2}{2 v_{ni}} \quad (22)$$

(Ferrière et al. 1988).

Introducing Eq. (22) and Eq. (14) with $V_A = V_{A,tot}$ into Eq. (17) then yields for the cutoff parallel wavenumber

$$k_{\parallel cut} = \frac{2 v_{ni}}{V_{A,tot}} = (1.5 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-1}) \frac{n_{i,\text{cm}^{-3}} \sqrt{n_{H,\text{cm}^{-3}}}}{B_{\mu G}}. \quad (23)$$

Clearly, this expression is such that $V_{A,tot} k_{\parallel} \sim v_{ni} \ll v_{in}$, which is not quite inside, but not too far from the validity limit of Eq. (22).

A comparison with the right-hand side of Eq. (12) immediately shows that $k_{\parallel cut} \ll k_{\parallel max}$, which means that the Alfvén wave cascade is cut off by ion-neutral collisions way before reaching the maximum parallel wavenumber. Moreover, since positrons can interact resonantly with Alfvén waves only over a restricted energy range just above $E_{k,min}$, corresponding to a restricted wavenumber range just below $k_{\parallel max}$ (see section 2.1), we may conclude that the Alfvén wave cascade will produce no waves capable of resonantly interacting with positrons in the (warm and cold) atomic phases of the ISM.

c. Molecular medium

In molecular clouds, Alfvén waves are again damped by ion-neutral collisions. Including the effect of collisions of gas particles on grains, Elmegreen & Fiebig (1993) accurately calculated the minimum scale of Alfvén waves in a molecular cloud of radius R . They found that the maximum value of the product Rk is on the order of a few for a typical cloud density $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Since R typically ranges between 0.01 and 10 pc, this leads to a cutoff wavenumber $k_{cut} \sim (10^{-19} - 10^{-16}) \text{ cm}^{-1}$. Here, too, the smallest scale of the Alfvén wave cascade is considerably larger than the scales at which resonant interactions with positrons occur.

Fast magnetosonic waves

a. Ionized phases

Like Alfvén waves, magnetosonic waves with $L_{inj} \geq k^{-1} > \lambda_p$ are primarily damped by viscous friction³. However, because of their compressible nature, they decay away much faster than Alfvén waves – by a factor $\sim (\Omega_{ci} \tau_i)^2$. The correct expression of their viscous damping rate reads

$$\Gamma_{visc} = \frac{1}{6} \frac{\eta_0}{\rho_i} k^2 \sin^2 \Theta + (\Gamma_{visc})_A, \quad (24)$$

³ We checked that Joule damping leads to a cutoff wavenumber several orders of magnitude greater than λ_p^{-1} . It only dominates viscous damping at propagation angles $\Theta \rightarrow 0$.

where

$$\eta_0 = 0.96 n_i k_B T_i \tau_i + 0.73 n_e k_B T_e \tau_e \quad (25)$$

is the (ion + electron) viscosity coefficient and $(\Gamma_{\text{visc}})_A$ denotes the viscous damping rate of Alfvén waves (given by Eq. (19)) (Braginskii 1965). The latter is completely negligible, except in the limit $\sin \Theta \rightarrow 0$.

With both $(\Gamma_{\text{visc}})_A$ and the electron contribution to η_0 neglected, Eqs. (15) and (24) combine to give

$$\Gamma_{\text{visc}} \tau_F = 0.0533 \frac{v_i}{V_{\text{ms}}} \lambda_p L_{\text{inj}}^{1/2} k^{3/2} \sin^2 \Theta. \quad (26)$$

As mentioned below Eq. (21), $v_i \simeq C_s$, so that $v_i/V_{\text{ms}} < 1$. It then follows that, at the injection scale ($k = L_{\text{inj}}^{-1}$), $\Gamma_{\text{visc}} \tau_F < 1$.

At the transition between the collisional and collisionless ranges ($k = \lambda_p^{-1}$),

$$[\Gamma_{\text{visc}} \tau_F]_{\lambda_p^{-1}} = 0.0533 \frac{v_i}{V_{\text{ms}}} \left(\frac{L_{\text{inj}}}{\lambda_p} \right)^{1/2} \sin^2 \Theta,$$

which can be either smaller or larger than unity, depending on the considered ISM phase and on the propagation angle, Θ .

In the hot phase, $[\Gamma_{\text{visc}} \tau_F]_{\lambda_p^{-1}} < 1$ at all propagation angles. This means that the entire fast magnetosonic cascade manages to reach the collisionless range beyond λ_p^{-1} , with only little or moderate damping.

In contrast, in the warm ionized phase, $[\Gamma_{\text{visc}} \tau_F]_{\lambda_p^{-1}} < 1$ only for $\Theta < \Theta_c$, with $\Theta_c \simeq 2.60^\circ - 4.15^\circ$. If all the waves preserve their propagation angles across the cascade, then waves with $\Theta < \Theta_c$ reach the collisionless range, whereas those with $\Theta > \Theta_c$ are viscous-damped before reaching λ_p^{-1} , and their cutoff wavenumber, given by Eq. (18), is a decreasing function of Θ :

$$k_{\text{cut}} = 7.06 \left(\frac{V_{\text{ms}}}{v_i} \right)^{2/3} \lambda_p^{-2/3} L_{\text{inj}}^{-1/3} (\sin \Theta)^{-4/3}, \quad (27)$$

or, numerically, $k_{\text{cut}} \simeq (0.5 - 1.0) \times 10^{-14} \text{ cm}^{-1} (\sin \Theta)^{-4/3}$. However, the actual situation may not be as clear-cut, as in reality, the energy transfer down the cascade is accompanied by a randomization of Θ , due to both nonlinear interactions between modes with non-parallel wave vectors and wandering of magnetic field lines. Yan & Lazarian (2004) estimated that the variation in Θ is $\delta\Theta \sim (k L_{\text{inj}})^{-1/4}$. At $k \sim 10^{-14} \text{ cm}^{-1}$, this gives $\delta\Theta \sim 0.02$, which is small, but not negligible compared to the small values of Θ_c . Ultimately, we may not rule out the possibility that even waves with $\Theta < \Theta_c$ are cut off by viscous damping before reaching λ_p^{-1} .

b. Atomic phases

Here, fast magnetosonic waves are damped by ion-neutral collisions, at a rate

$$\Gamma_{\text{in}} = \frac{V_{A,\text{tot}}^2 k^2}{2 v_{\text{ni}}} f(\Theta), \quad (28)$$

with

$$f(\Theta) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{|V_{A,\text{tot}}^2 - C_s^2|}{\sqrt{V_{A,\text{tot}}^4 + C_s^4 - 2 V_{A,\text{tot}}^2 C_s^2 \cos 2\Theta}} \right)$$

(Ferrière et al. 1988).

Substitution of Eqs. (28) and (15) into Eq. (18) directly gives for the cutoff wavenumber

$$k_{\text{cut}} = \left(\frac{2 v_{\text{ni}}}{V_{A,\text{tot}}^2} V_{\text{ms}} L_{\text{inj}}^{-1/2} \frac{1}{f(\Theta)} \right)^{2/3}. \quad (29)$$

Since $V_{A,\text{tot}} > C_s$ in both atomic phases, we may, to the order of the present approximation, let $V_{\text{ms}} \simeq V_{A,\text{tot}}$ and $f(\Theta) \simeq 1$ in the above equation, whereupon we obtain

$$\begin{aligned} k_{\text{cut}} &\simeq \left(\frac{2 v_{\text{ni}}}{V_{A,\text{tot}}} \right)^{2/3} L_{\text{inj}}^{-1/3} \\ &\simeq (0.9 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-1}) \left(\frac{n_{i,\text{cm}^{-3}} \sqrt{n_{\text{H,cm}^{-3}}}}{B_{\mu\text{G}}} \right)^{2/3}. \end{aligned} \quad (30)$$

The fast magnetosonic wave cascade is cut off by ion-neutral collisions way before reaching the small scales at which positrons can be in resonant interaction.

c. Molecular medium

Our conclusion is similar to that reached for Alfvén waves.

2.2.3. Collisionless damping

In section 2.2.2, we saw that, in the ionized phases of the ISM, the Alfvén wave cascade experiences negligible collisional damping, which enables it to make it all the way down to the collisionless range $k^{-1} < \lambda_p$. The fast magnetosonic wave cascade, in contrast, experiences significant collisional (viscous) damping. In the hot ionized phase, the collisional range $L_{\text{inj}} \geq k^{-1} > \lambda_p$ is sufficiently narrow that the fast magnetosonic cascade nevertheless reaches the collisionless range only partially attenuated. But in the warm ionized phase, where the collisional range spans roughly eight decades, the fast magnetosonic cascade completely (or almost completely) decays away before reaching the collisionless range.

We now examine collisionless damping in the cases of interest, namely, for the Alfvén cascade in the hot and warm ionized phases and for the fast magnetosonic cascade in the hot ionized phase.⁴ In all cases, the dominant collisionless damping mechanism is linear Landau damping.

Alfvén waves

For Alfvén waves, an approximate expression of the linear Landau damping rate is (Ginzburg 1961):

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{LD}} &= \sqrt{\frac{\pi}{8}} v'_e \frac{k^3}{k_A^2} \frac{\cos \Theta \sin^2 \Theta}{\sin^2 \Theta + 3 \frac{k^2}{k_A^2} \cos^4 \Theta} \\ &\times \left[\frac{v'_i{}^2}{v'_e{}^2} + (\sin^2 \Theta + 4 \cos^2 \Theta) \exp \left(-\frac{V_A^2}{2 v'_i{}^2} \right) \right], \end{aligned} \quad (31)$$

where $v'_i = \sqrt{k_B T_i / m_i}$ and $v'_e = \sqrt{k_B T_e / m_e}$ are the ion and electron thermal speeds (which differ from the ion and electron r.m.s. velocities, v_i and v_e , by a factor $\sqrt{3}$) and $k_A = \Omega_{ci} / V_A$ is the inverse ion inertial length. For a pure-hydrogen plasma, k_A is nothing else than the maximum parallel wavenumber, $k_{\parallel\text{max}}$ (see Eq. (6)).

⁴ We will, however, keep in mind the possibility that, in the warm ionized phase, waves with small propagation angles might enter the collisionless regime.

Multiplying Eq. (31) by Eq. (14) immediately leads to

$$\Gamma_{\text{LD}} \tau_{\text{A}} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{v'_e}{V_{\text{A}}} \frac{k^2}{k_{\text{A}}^2} \frac{\sin^2 \Theta}{\sin^2 \Theta + 3 \frac{k^2}{k_{\text{A}}^2} \cos^4 \Theta} \times \left[\frac{v'_i{}^2}{v'_e{}^2} + (\sin^2 \Theta + 4 \cos^2 \Theta) \exp\left(-\frac{V_{\text{A}}^2}{2 v'_i{}^2}\right) \right]. \quad (32)$$

The cutoff of the Alfvén cascade occurs when $\Gamma_{\text{LD}} \tau_{\text{A}} = 1$ (see Eq. (17)), provided that this relation admit a real solution for k .

In the hot low- B and warm ionized phases, where $V_{\text{A}} \lesssim v'_i$, the first term inside the square brackets on the right-hand side of Eq. (32) is negligible, and the relation $\Gamma_{\text{LD}} \tau_{\text{A}} = 1$ admits one solution, given by

$$k_{\text{cut}} \simeq \left(\frac{8}{\pi}\right)^{1/4} \left(\frac{V_{\text{A}}}{v'_e}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{V_{\text{A}}^2}{4 v'_i{}^2}\right) (\sin^2 \Theta + 4 \cos^2 \Theta)^{-1/2} k_{\text{A}} \quad (33)$$

(except in the limit $\sin \Theta \rightarrow 0$). Ignoring the weak Θ -dependence of k_{cut} (which entails only a variation by a factor of 2), we find $k_{\text{cut}} \simeq (0.14 - 0.18) k_{\text{A}}$ in the hot low- B phase and $k_{\text{cut}} \simeq (0.65 - 3.20) k_{\text{A}}$ in the warm ionized phase. Hence, in these two media, the Alfvén cascade is cut off by Landau damping at a scale close to the proton inertial length.

In the hot high- B phase, where V_{A} exceeds v'_i by a factor $\simeq 4.8 - 6.8$, the exponential factor on the right-hand side of Eq. (32) becomes negligibly small, with the result that $\Gamma_{\text{LD}} \tau_{\text{A}} < 1$ at all k (except in the limit $\cos \Theta \rightarrow 0$, but in this limit Alfvén waves are viscous-damped before reaching the collisionless range; see Eq. (21)). If taken at face value, this result would lead to the erroneous conclusion that the Alfvén cascade is not cut off by Landau damping.

The truth is that our expressions for the frequency, transfer time and damping rate of Alfvén waves are all strictly valid only in the MHD regime, so that Eq. (32) actually breaks down at wavenumbers approaching the inverse proton inertial length, k_{A} . The only conclusion that can be drawn from Eq. (32) is that the cutoff of the Alfvén cascade by Landau damping occurs roughly at the inverse proton inertial length, k_{A} .

Fast magnetosonic waves

For fast magnetosonic waves, linear Landau damping proceeds at a rate (Ginzburg 1961)

$$\Gamma_{\text{LD}} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} v'_i k \frac{\sin^2 \Theta}{\cos \Theta} \left[\frac{v'_i}{v'_e} + 5 \exp\left(-\frac{V_{\text{F}}^2}{2 v'_i{}^2 \cos^2 \Theta}\right) \right], \quad (34)$$

which, combined with Eq. (15), yields

$$\Gamma_{\text{LD}} \tau_{\text{F}} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{v'_i}{V_{\text{ms}}} (k L_{\text{inj}})^{1/2} \frac{\sin^2 \Theta}{\cos \Theta} \left[\frac{v'_i}{v'_e} + 5 \exp\left(-\frac{V_{\text{F}}^2}{2 v'_i{}^2 \cos^2 \Theta}\right) \right] \quad (35)$$

The cutoff wavenumber, at which $\Gamma_{\text{LD}} \tau_{\text{F}} = 1$ (see Eq. (18)), is given by

$$k_{\text{cut}} = \frac{8}{\pi} \frac{V_{\text{ms}}^2}{v'_i{}^2} \frac{\cos^2 \Theta}{\sin^4 \Theta} \left[\frac{v'_i}{v'_e} + 5 \exp\left(-\frac{V_{\text{F}}^2}{2 v'_i{}^2 \cos^2 \Theta}\right) \right]^{-2} L_{\text{inj}}^{-1}. \quad (36)$$

Here, the cutoff depends strongly on Θ , and it diverges at parallel propagation (just like the viscous cutoff in the warm ionized phase; see Eq. (27)). Once again, due to the possible randomization of Θ (see section 2.2.2), this mathematical divergence

should not be a concern, unless the randomization process is inefficient.

The only interstellar phase that needs to be considered here is the hot ionized phase. In the low- B case, $V_{\text{A}} < v'_i$ and the expression within square brackets in Eq. (36) is dominated by the exponential term (except in the limit $\cos \Theta \rightarrow 0$). Eq. (36) then reduces to $k_{\text{cut}} \gtrsim (0.46 - 0.61) L_{\text{inj}}^{-1} \cos^2 \Theta / \sin^4 \Theta$. Despite the strong Θ -dependence of k_{cut} , we may conclude that the fast magnetosonic cascade is severely affected by Landau damping as soon as it enters the collisionless range and that it globally decays away shortly below λ_{p} .

In the high- B case, $V_{\text{A}} > v'_i$, the exponential term drops out from Eq. (36), and the result reads $k_{\text{cut}} \simeq (1.2 - 2.3) \times 10^5 L_{\text{inj}}^{-1} \cos^2 \Theta / \sin^4 \Theta \simeq ((4.0 - 7.5) \times 10^{-16} \text{ cm}^{-1}) \cos^2 \Theta / \sin^4 \Theta$. Here, Landau damping is less severe, which allows the fast magnetosonic cascade to globally proceed over roughly three decades below λ_{p} , before vanishing.

2.2.4. Short summary

In the mostly neutral, atomic and molecular phases of the ISM, the Alfvén and fast magnetosonic wave cascades are both cut off by ion-neutral collisions at scales considerably larger than the Larmor radii of interstellar positrons. In consequence, positrons will find no Alfvén or fast magnetosonic waves from an MHD cascade to resonantly interact with.

The situation is completely different in the ionized phases of the ISM. There, the Alfvén wave cascade develops with insignificant (collisional) damping down to the proton collisional mean free-path. It then enters the collisionless range, where it is eventually cut off by linear Landau damping around the proton inertial length. Thus, the extended inertial range of the Alfvén wave cascade leaves some room for possible resonant interactions with positrons. The fast magnetosonic wave cascade, for its part, suffers strong collisional (viscous) damping. In the warm ionized phase, this damping is sufficient to kill the cascade (with the possible exception of quasi-parallel waves) before it enters the collisionless range. In the hot ionized phase, the cascade manages to reach the collisionless range, but it is then quickly destroyed by linear Landau damping (again with the possible exception of quasi-parallel waves). Altogether, no fast magnetosonic waves from an MHD cascade have sufficiently small scales to come into resonant interactions with positrons.

2.3. Positron interactions with the MHD wave cascade

Our previous discussion indicates that the MHD cascades are truncated at scales several orders of magnitude larger than the Larmor radii of positrons produced by radioactive decay, except in the hot and warm ionized phases of the ISM. In these phases, Alfvén wave turbulence is expected to cascade nearly undamped down to scales close to the Larmor radius of MeV positrons. However, as we now argue, this does not necessarily mean that short-wavelength Alfvén waves will resonantly interact with MeV positrons. Indeed, magnetic fluctuations are probably highly anisotropic at small scales, in the sense that turbulent eddies are strongly elongated along the mean magnetic field, or, in mathematical terms, $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ (Goldreich & Sridhar 1995; Yan & Lazarian 2004). Because of the important anisotropy of magnetic fluctuations, which increases towards smaller scales, scattering by Alfvén waves appears questionable. The elongated irregularities associated with anisotropic turbulence

average out over a particle gyration (Chandran 2000). If some Alfvén waves are present at scales $\sim r'_L$, the scattering frequency is reduced by more than 20 orders of magnitude compared to the situation with isotropic turbulence (see, for instance, Yan & Lazarian 2002). Slab turbulence gives the same order of estimates (Yan & Lazarian 2004). In consequence, scattering by Alfvén wave turbulence should be extremely inefficient at confining positrons in the ionized phases of the ISM.

To circumvent this problem, Yan & Lazarian (2004) reconsidered scattering by fast magnetosonic waves, emphasizing the isotropy of the fast wave cascade. As we saw earlier, in the hot and warm ionized phases, fast waves decay away at scales much larger than the Larmor radii of positrons from radioactivity, except possibly at quasi-parallel propagation. If propagation angles are not or only weakly randomized by wave-wave interactions or by chaotic divergence of magnetic field lines, quasi-parallel waves may survive down to much smaller scales. In that case, they may be involved either in gyroresonance or in Tcherenkov resonance, also known as transit-time damping (TTD) resonance, with positrons. As explained at the end of section 2.1, Tcherenkov resonance occurs at propagation angles Θ_T such that $\cos \Theta_T \simeq V_{ms}/(v \cos \alpha)$, independent of the wavelength. But we know that only those fast waves with $\Theta_T \simeq 0$ have a chance to escape heavy damping. From this, we conclude that only positrons with pitch angles satisfying $\cos \alpha \simeq V_{ms}/v \ll 1$ have a chance to experience TTD resonance. At precisely $\cos \alpha = V_{ms}/v$, the TTD mechanism vanishes, but its rate rises rapidly as $\cos \alpha$ increases above V_{ms}/v (Schlickeiser & Miller 1998).

Ultimately, positrons produced by radioactive decay are unlikely to efficiently interact with MHD waves from a direct cascade generated at large scales. Such positron-wave interactions appear to be completely ruled out in the neutral phases of the ISM. In the ionized phases, they could potentially take place, but only under very restrictive conditions, including quasi-parallel fast waves ($\Theta_T \simeq 0$) and nearly perpendicular positron motion ($\alpha \simeq \arccos(V_{ms}/v)$).

2.4. Wave injection through plasma instabilities

As we saw in the previous subsection, MHD waves injected at large scales into an MHD cascade are generally unable to efficiently interact with positrons from radioactive decay. However, MHD waves can be injected into the ISM by a variety of fluid or kinetic instabilities, which involve changes over the whole or a fraction of the velocity distribution of some particle population. These waves can be injected at scales $\ll L_{inj}$, possibly directly into the collisionless regime. Each case requires a dedicated investigation of the wave damping process. In this subsection, we focus on some particular aspects of one type of kinetic instability.

One of the most widely studied kinetic instabilities is triggered by the streaming of cosmic rays in the ISM, with a bulk velocity larger than a few times the local Alfvén speed (Wentzel 1974; Skilling 1975). The streaming instability is expected to develop mainly in the intercloud medium. Cosmic-ray streaming compensates for the sink in the low-energy cosmic-ray population due to strong ionization losses inside molecular clouds, and are, therefore, excluded from molecular clouds (Lerche 1967; Skilling & Strong 1976; Cesarsky & Volk 1978; Dogel & Sharov 1985). This scenario was adapted to the transport of cosmic-ray electrons by Morfill (1982). The streaming instability and other kinds of kinetic instabilities recently received new attention in the context of cosmic-ray diffusion in aniso-

tropic MHD turbulence (Farmer & Goldreich 2004; Lazarian & Beresnyak 2006).

Here, we restrict our discussion to the sole streaming instability. The waves are generated at scales k_{st}^{-1} close to the gyroradii of low-energy cosmic rays, so that $k_{st}^{-1} \ll L_{inj}$. If the waves generated by cosmic rays are to serve as scattering agents for low-energy positrons, then the Landau-synchrotron resonance condition has to be fulfilled by both species, i.e., by virtue of Eq. (3):

$$p_e = p_p \frac{|\cos \alpha_p|}{|\cos \alpha_e|}. \quad (37)$$

Eq.(37) implies that the wave-generating cosmic rays and the scattered positrons must have comparable momenta, unless the ratio of angular factors is very different from unity. Now, the wave-generating cosmic rays have typical momenta in the range $[p_{min}, p_{max}]$. Their maximum momentum is set by the condition that waves can indeed be amplified by cosmic-ray streaming, which leads to $p_{max} \sim 100 \text{ MeV}/c$ (Skilling & Strong 1976). Their minimum momentum is set by the highest possible frequency of MHD waves, exactly as for positrons, and is therefore given by $p_{min} \simeq m_p V_A$ (see Eq. (7)). This means that, in the warm ionized phase, positrons with kinetic energies below $\simeq 2.5 - 10 \text{ keV}$ (depending on the exact ion density) can no longer resonate with Alfvén waves generated by cosmic-ray streaming (see Table 1).

We conclude that this mechanism does not operate over a broad range in positron momentum and that its ability to confine positrons within the ionized phases of the ISM can be called into question. Higdon et al. (2007) proposed an alternative mechanism in which positrons scatter off their own self-generated waves. This process deserves a more detailed investigation and will be considered in a forthcoming paper.

3. Transport in the collisional regime

In the collisional regime, positrons lose their energy through collisions with gas particles while propagating along magnetic field lines in the ISM. To estimate their propagation in this regime we generated Monte-Carlo simulations based on the physics of positron interactions with gas particles. In section 3.1, we describe the various interaction processes between positrons and interstellar matter and the methods that we use to model positron propagation. In section 3.2, we present the results of our computations and the estimated distances travelled by positrons in the different ISM phases before annihilating.

3.1. Energy losses and transport of positrons driven by Monte-Carlo simulations

In our Monte-Carlo simulations, we consider a medium with a total number density n pervaded by an homogeneous magnetic field \mathbf{B}_0 arbitrarily directed along the z axis. In regards to the abundance fraction of elements in the ISM, the present analysis is restricted to a gas with a total number density

$$n = n_{H^+} + n_e + n_{He} + n_{He^{++}} + n_{HI}, \quad (38)$$

where n_{H^+} and $n_{He^{++}}$ are the number density of ionized hydrogen and ionized helium, respectively, n_e is the number density of free electrons, n_{He} is the number density of atomic helium and n_{HI} is the number density of atomic hydrogen. We assume that the helium is fully ionized only in media where the temperature

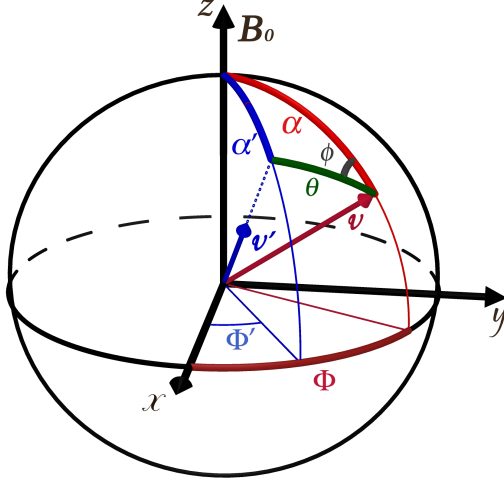


FIG. 1. Kinematic quantities in laboratory frame. α is the initial pitch angle between magnetic field \mathbf{B}_0 and the initial positron velocity \mathbf{v} . α' is the final pitch angle between magnetic field lines and the final positron velocity \mathbf{v}' . θ is the scattering angle of positrons obtained after an interaction and ϕ is the azimuthal scattering angle. Φ and Φ' are the initial and final phases of incident positrons, respectively.

$T \gtrsim 10^6$ K. In the molecular phase, the number density of atomic hydrogen n_{HI} has to be replaced by the molecular hydrogen density n_{H_2} .

Monte-Carlo simulations are performed with a number of positrons taken between 5×10^3 and 2×10^4 . Positrons are initially injected in the medium at location $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ with an initial kinetic energy E_0 , an initial pitch angle α and an initial phase Φ (the angle between the x axis and the positron velocity projected onto the (x, y) plane, see Fig. 1). Initial pitch angles and phases of positrons are chosen randomly according to an isotropic velocity distribution in the all space. The propagation of positrons between two interactions follows the usual helical trajectory along the field lines with a gyroradius equal to r'_L . The propagation parallel to the field lines for positrons with a kinetic energy $\lesssim 1$ GeV is independent of the magnetic strength. At such energies, only the perpendicular transport depends on the field strength, but, because of the smallness of the positron Larmor radius ($\lesssim 4 \times 10^{-10}$ pc at 1 MeV with $|\mathbf{B}_0| = 5 \mu\text{G}$) we expect the perpendicular transport to be negligible (see section 3.2.4). At kinetic energies $\gtrsim 1$ GeV the positron energy-loss rate depends on the magnetic field intensity since at these energies synchrotron losses become dominant.

At each interaction with a gas particle, incident positrons can either gain or lose energy or even annihilate. Due to the energy transfer from positrons to the target particles, the positron trajectories are deflected inducing variations of positron pitch angles and phases. These variations are derived from Fig. 1 as :

$$\cos \alpha' = \cos \alpha \cos \theta + \sin \alpha \sin \theta \cos \phi \quad (39)$$

$$\Phi' = \Phi - \arccos\left(\frac{\cos \theta - \cos \alpha \cos \alpha'}{\sin \alpha \sin \alpha'}\right) \quad (40)$$

with α' the pitch angle and Φ' the phase after the interaction. The angle θ is the scattering angle deduced from the kinematics of the interaction and ϕ is the azimuthal-scattering angle chosen randomly assuming an azimuthal symmetry of the interaction.

3.1.1. Continuous energy-loss processes

A large panel of interactions can occur depending on the nature of particles present in the medium. In an ionized plasma, Coulomb scattering with free electrons and ions is an important process in the thermalization of the positron population. Each Coulomb interaction involves a small variation of the positron scattering angle and energy. We then consider that positrons lose their kinetic energy continuously via Coulomb scattering until they interact with an atom or a molecule or annihilate with an electron.

Under this assumption, the positron energy-loss rate due to the Coulomb scattering can be defined as

$$\frac{dE}{dt} = \nu_E E \quad (41)$$

where ν_E is the Coulomb collision frequency.

The scattering angle measured between the final and the initial positron velocity in a time interval δt is

$$\tan \theta = \frac{\sqrt{v_\perp \delta t}}{1 - \sqrt{v_\parallel \delta t}} \quad (42)$$

where v_\parallel and v_\perp are the parallel and transverse velocity dispersion coefficients.

The coefficients ν_E , ν_\perp and ν_\parallel depend on the positron energy. In the non-relativistic regime these coefficients were derived by Book & Ali (1975) (see also Huba 2006). In the relativistic and ultra-relativistic regime, Dermer (1985) did a theoretical calculation to estimate the energy-loss rate and the transverse scattering of incident relativistic particles (see Eq. (B4) in Dermer 1985).

In order to derive the scattering angle in the relativistic case, similarly to the work presented by Book & Ali (1975), we rewrite the expression of the transverse momentum dispersion given by Dermer (1985) as :

$$\frac{d\langle p_\perp^2 \rangle}{dt} = \nu_\perp p^2 \quad , \quad (43)$$

with \mathbf{p}_\perp being the perpendicular positron momentum. Assuming that positrons propagate in a non-relativistic plasma, the coefficient ν_\perp is deduced from Eq. (B9) in Dermer (1985). Similarly, we estimate the longitudinal momentum dispersion as :

$$\frac{d\langle p_\parallel^2 \rangle}{dt} = \nu_\parallel p^2 \quad (44)$$

with \mathbf{p}_\parallel the parallel positron momentum. The coefficient ν_\parallel is defined as :

$$\nu_\parallel = \frac{cn_Z \gamma^2 \beta}{s} M^2 c^4 \times \int_A^B (\cos \theta^* - 1)^2 \frac{d\sigma^*}{d \cos \theta^*} d \cos \theta^* \quad . \quad (45)$$

where n_Z is the number density of the target particles with a charge Ze and a mass M , $s = m^2 c^4 + M^2 c^4 + 2mMc^4 \gamma$, θ^* is the scattering angle and $\frac{d\sigma^*}{d \cos \theta^*}$ is the differential cross section of the interaction. The star (*) symbol indicates physical quantities measured in the center of mass frame. The integral boundaries are $A = \min[\cos \theta_-^* ; \cos \theta_+^*]$ and $B = \max[\cos \theta_-^* ; \cos \theta_+^*]$ with θ_-^* the minimum scattering angle (see Eq. (B7) in Dermer 1985) and θ_+^* the maximum scattering angle, equal to π in the case of an interaction between two distinct particles.

In the case of relativistic incident positrons which propagate through a gas of free electrons, the Coulomb interactions between positrons and electrons is controlled by the Bhabha cross section. For simplicity, in the energy range $[1.3 \times 10^4 k_B T / (2.8 + k_B T)]$ eV $\lesssim E_k \lesssim 100$ MeV, we approximate the Bhabha cross section by the non-relativistic Rutherford cross section (Dermer 1985):

$$\frac{d\sigma^*}{d \cos \theta^*} = (7.9 \times 10^{-26} \text{ cm}^2) \frac{8\pi}{\beta^4 (1 - \cos \theta^*)^2} . \quad (46)$$

Finally, after some calculations, the values of the coefficients ν_E , ν_\perp and ν_\parallel are given by :

$$\nu_E = (2.4 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}) n_{e,\text{cm}^{-3}} \frac{4\pi}{\beta} \ln \left(\sqrt{\frac{1 - \cos \theta_+^*}{1 - \cos \theta_-^*}} \right) , \quad (47)$$

$$\begin{aligned} \nu_\perp &= (2.4 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}) n_{e,\text{cm}^{-3}} \frac{4\pi}{\beta^3} \\ &\times \left[2 \ln \left(\sqrt{\frac{1 - \cos \theta_+^*}{1 - \cos \theta_-^*}} \right) + \cos^2 \left(\frac{\theta_+^*}{2} \right) - \cos^2 \left(\frac{\theta_-^*}{2} \right) \right] , \end{aligned} \quad (48)$$

$$\nu_\parallel = (2.4 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}) n_{e,\text{cm}^{-3}} \frac{2\pi}{\beta^3} [\cos \theta_-^* - \cos \theta_+^*] , \quad (49)$$

For positrons with a kinetic energy $\gtrsim 100$ MeV, we use a *small-angle* approximation of the Bhabha cross section (see Montagna et al. 1998) :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^*}{d \cos \theta^*} &= (7.9 \times 10^{-26} \text{ cm}^2) \\ &\times \frac{\pi m^2 c^4}{2s} \frac{1}{(1 - \cos \theta^*)^2} \left[4 + (1 + \cos \theta^*)^2 \right] , \end{aligned} \quad (50)$$

where \sqrt{s} is expressed in mc^2 unit. In this regime, ν_E , ν_\perp and ν_\parallel are :

$$\begin{aligned} \nu_E &= (2.4 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}) n_{e,\text{cm}^{-3}} \frac{8\pi \beta^3 \gamma m^4 c^8}{s^2} \\ &\times \left[2 \ln \left(\sqrt{\frac{1 - \cos \theta_+^*}{1 - \cos \theta_-^*}} \right) \right. \\ &\left. + \frac{1}{4} (\cos^4 \theta_+^* - \cos^4 \theta_-^* + \cos \theta_+^* - \cos \theta_-^*) \right] , \end{aligned} \quad (51)$$

$$\begin{aligned} \nu_\perp &= (2.4 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}) n_{e,\text{cm}^{-3}} \frac{\pi \beta m^4 c^8}{s^2} \\ &\times \left\{ 16 \left[2 \ln \left(\sqrt{\frac{1 - \cos \theta_+^*}{1 - \cos \theta_-^*}} \right) + \cos \theta_+^* - \cos \theta_-^* \right] \right. \\ &+ 3 \left[(1 - \cos \theta_+^*)^2 - (1 - \cos \theta_-^*)^2 \right] \\ &\left. - \frac{1}{3} \left[(1 - \cos \theta_+^*)^3 - (1 - \cos \theta_-^*)^3 \right] \right\} , \end{aligned} \quad (52)$$

$$\begin{aligned} \nu_\parallel &= (2.4 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}) n_{e,\text{cm}^{-3}} \frac{8\pi \beta \gamma^2 m^4 c^8}{s^2} \\ &\times \left[\cos \theta_-^* - \cos \theta_+^* - \frac{1}{3} (\cos^3 \theta_+^* - \cos^3 \theta_-^*) \right] , \end{aligned} \quad (53)$$

The approximated cross sections adopted here are asymptotic limits of the Bhabha cross section at low and high energies. The maximal deviation between the above analytical calculation and the energy-loss rate calculated using the complex Bhabha cross section (see Bonciani et al. 2004) is $\simeq 2\%$.

Using the theoretical framework presented above with the Mött cross section (Mött & Massey 1965; Dermer & Liang 1989), one can show that the energy-loss rate of positrons due to Coulomb interactions with ions can be safely neglected as it leads to a scattering angle $\theta \sim 0$,

In addition to Coulomb scattering, the synchrotron, the bremsstrahlung and inverse Compton processes contribute to the continuous energy-loss of positrons at high energy ($E_k \gtrsim 1$ GeV). The energy-loss rate of positrons due to synchrotron radiation is (Lang 1974) :

$$\frac{dE}{dt} = (3.2 \times 10^{-15} \text{ MeV s}^{-1}) E_{\text{MeV}}^2 B_{\mu\text{G}}^2 . \quad (54)$$

The bremsstrahlung energy-loss rate is (Evans 1975) :

$$\frac{dE}{dt} = \nu n_i \sigma_{\text{rad}} E , \quad (55)$$

σ_{rad} is the radiative cross section as defined in Evans (1975). Finally, the inverse Compton energy loss is (in the Thompson regime) :

$$\frac{dE}{dt} = (2.6 \times 10^{-14} \text{ s}^{-1}) \frac{U_{\text{ph}}}{1 \text{ eV cm}^{-3}} \gamma^2 \beta^2 , \quad (56)$$

with U_{ph} the energy density of radiation field which is equal to $\sim 0.26 \text{ eV cm}^{-3}$ for the cosmic-microwave background. Note that in some specific regions, as the neighbourhood of massive stars, the inverse Compton energy-loss rate can strongly increase with the radiation field.

Fig. 2 presents the energy-loss rate of positrons as a function of the energy in a plasma with a temperature $T = 8000 \text{ K}$ and an electron density of 1 cm^{-3} . As long as the positron kinetic energy is greater than $k_B T$, positrons lose their energy. Below $k_B T$, the sign of the Coulomb energy-loss rate turns to be negative (and positrons gain energy).

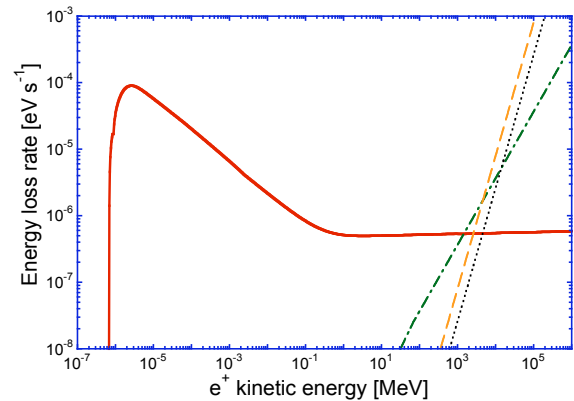


FIG. 2. The energy-loss rate of positrons in a 8000 K plasma with an electron density $\simeq 1 \text{ cm}^{-3}$. The *solid line* corresponds to the positron energy-loss rate related to the Coulomb interaction between positrons and electrons. The *long-dashed line* shows the energy-loss rate due to synchrotron radiation ($|\mathbf{B}_0| = 5 \mu\text{G}$), the *dot-dashed line* represents the energy-loss rate by bremsstrahlung emission and the *dotted line* is the energy-loss rate by inverse Compton ($U_{\text{ph}} = 0.26 \text{ eV cm}^{-3}$ corresponds to the cosmic microwave background energy density).

3.1.2. Binary collisions

Positrons can also lose a significant fraction of their energy through the excitation or ionization of atoms/molecules. These types of interactions will hereafter be called *binary* collisions. In our simulations, the energy E_k at which one *binary* collision occurs is given by Bussard et al. (1979) :

$$\zeta = \exp \left[- \int_{E_k}^{E_0} \frac{\sum_{i,j} n_j \sigma_{i,j}(E)}{dE/dl} dE \right], \quad (57)$$

where ζ is a uniformly distributed random number and $\frac{dE}{dl} = \frac{dE}{dt} \times v^{-1}$ is the total continuous energy-loss rate per unit length. We also have n_j the number density of gas particles j and $\sigma_{i,j}$ the cross section of the *binary* interaction i between positrons and gas particles of type j . For a positron kinetic energy E_k , the *binary* interaction process i is chosen randomly according to its probability :

$$P_{i,j}(E_k) = \frac{n_j \sigma_{i,j}(E_k)}{\sum_{i,j} n_j \sigma_{i,j}(E_k)}. \quad (58)$$

Concerning each *binary* collision, we consider the following aspects :

Ionization of atoms or molecules

The energy of the ejected electrons is chosen randomly with respect to the differential ionization cross sections. The whole cross sections are derived using database recorded measurements⁵ at low energy ($E_k \lesssim 1$ keV) and using the theoretical calculations of Gryziński (1965a,b,c) at high energy ($E_k \gtrsim 1$ keV). Once the energy lost by an incident positron is known, the scattering angle is derived from the kinematics of the interaction.

Excitation of atoms or molecules

We use cross sections derived from experimental data (see Guessoum et al. 2005, and references therein) at low energy ($E_k \lesssim 1$ keV) and theoretical calculations (Gryziński 1965a,b,c) at high energy ($E_k \gtrsim 1$ keV) to estimate the probability for a positron to excite an H I, He I or H₂. The scattering angle is derived from the kinematics of the interaction. The kinetic energy gained by the atom can be neglected because of the high value of the mass ratio between the target and the positron.

Elastic scattering with atoms or molecules

The total cross section of the elastic scattering are derived from Charlton & Humberston (2000, and references therein) for both H I and He I atoms and from Wallyn et al. (1994, and references therein) for H₂ molecules. In the solid sphere collision approximation, the kinematic of the interaction gives us the scattering angle and the energy lost by an incident positron. This interaction is negligible for energy $\gtrsim 20$ eV.

Positron annihilation

Annihilation of a positron with an electron may proceed through various channels : formation of positronium by charge exchange with atoms or molecules, direct annihilation with bounded or free electrons, radiative combination with free electrons. We take into account all these processes in our simulations and use the cross sections presented in Guessoum et al. (2005, and references therein) to estimate the annihilation probability.

⁵ see the NIST-internet database :

<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Ionization/index.html>

3.1.3. Time sequence in the collisional transport

In the present study, we distinguish among three different periods in the positron lifetime. **(a)** When positron kinetic energy is above the energy threshold of charge exchange, positrons are in the *slowing-down period*. They lose their energy either by continuous energy-loss processes or ionization or excitation until they annihilate or their energy falls below the charge exchange energy threshold. **(b)** When the positron kinetic energy reaches a value between $\sim \frac{3}{2}k_B T$ and the charge-exchange energy threshold, positrons are in the *thermalization period*. During this period, positrons do not have enough energy to ionize or excite target atoms/molecules. The main energy losses are due to the elastic and/or Coulomb scattering depending on the ionization fraction. During slowing-down and thermalization periods, the positron propagation is produced by small scattering angles variations coupled to small variations of their energy. **(c)** Finally, when positron kinetic energy is comparable to the gas thermal energy, positrons are *thermalized*, they gain or lose energy depending on the velocity of the target particle but on average the energy loss/gain is equal to 0. The scattering angle is distributed over 0 and π . Statistically, the variation of the scattering angle and the variation of energy can be decoupled and we then consider that each positron diffuses until it annihilates.

3.2. Transport of positrons in the ISM phases

This section analyses the physical conditions which prevail for the positron transport in the different ISM phases. We assume an abundance ratio He/H ≈ 0.1 for each phase listed in Table 1. Since the density dependence of quantities of interest (dE/dt , the positron lifetime, their mean free-path) is $\propto 1/n_H$, we arbitrarily adopt $n_H = 1 \text{ cm}^{-3}$, with n_H the number density of hydrogen nucleus which is equal to $n_H = n_{H I} + n_{H^+}$ in the atomic and ionized media and $n_H = 2 n_{H_2}$ in the molecular medium. The results are presented for positrons with an initial kinetic energy ~ 1 MeV embedded in a magnetic field of strength $B_0 = 5 \mu\text{G}$.

3.2.1. Hot phase

Fig. 3 shows the distribution of the distances travelled by positrons along magnetic field lines during their slowing-down period in the hot phase ($T \approx 10^6$ K), for an ionization fraction ≈ 1 .

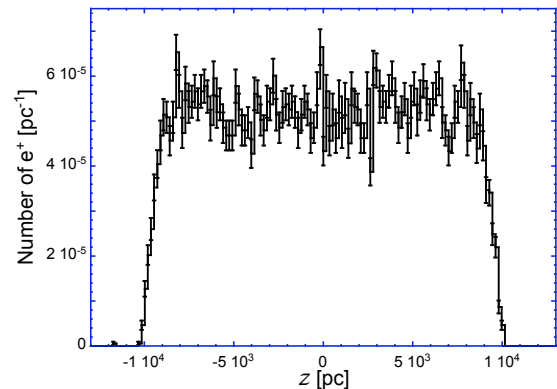


Fig. 3. Distribution of positrons along field lines at the end of their slowing-down period in the hot phase. The ionization fraction is ≈ 1 and the hydrogen density $n_H = 1 \text{ cm}^{-3}$. The distribution is normalized to a total number of positrons equal to unity.

We derive a full width half maximum (FWHM) of the spatial distribution along field lines $\simeq (1.9 \times 10^4 \text{ pc})/n_{\text{H},\text{cm}^{-3}}$ and from our simulations we estimate an averaged slowing-down timescale $\simeq (4.1 \times 10^4 \text{ yr})/n_{\text{H},\text{cm}^{-3}}$. The fraction of positrons which annihilate in flight – mainly from direct annihilation with free electrons – is low ($\simeq 1\%$) and the mean distance travelled by the whole population of positrons along field lines is compatible with 0.

Since all atoms are ionized in the hot phase, the formation of positronium by the charge-exchange process does not occur. The hot phase has the particularity to have undistinguishable slowing-down and thermalization periods. We then find that in this phase, positrons do slow-down (from 1 MeV to $\frac{3}{2}k_{\text{B}}T \simeq 130 \text{ eV}$) via Coulomb scattering until they get thermalized with the medium.

We estimate the distances travelled by positrons along field lines in the thermalized period by setting in our simulations their initial kinetic energy $E_k = k_{\text{B}}T$. We then derive a diffusion coefficient along field lines $D_{\parallel} = (7.4 \times 10^{23} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1})/n_{\text{H},\text{cm}^{-3}}$ in the hot phase. When positrons are thermalized, the positron lifetime is $\tau = (\sum n_j \langle \sigma_{i,j} v \rangle)^{-1}$, with $\langle \sigma_{i,j} v \rangle$ the annihilation rate (calculated by Guessoum et al. 2005), equal to $\simeq (7.2 \times 10^5 \text{ yr})/n_{\text{H},\text{cm}^{-3}}$. Consequently, the spatial distribution FWHM of positrons along field lines is found to be $\lambda_{\parallel} = \sqrt{2D_{\parallel}\tau} \simeq (2 \text{ pc})/n_{\text{H},\text{cm}^{-3}}$ during the thermalized period.

The formal final distribution of travelled distances over the entire positron lifetime is calculated by convolving the spatial distribution obtained at the end of the slowing-down time (Fig. 3) with a Gaussian of $\text{FWHM} = \lambda_{\parallel}$. Because of a negligible width of the latter with respect to the FWHM of the spatial distribution of 1 MeV positrons obtained at the end of the slowing-down period, one concludes that Fig. 3 represents the final distribution of positrons along field lines.

3.2.2. Warm phases

a. Warm ionized phase

Fig. 4 represents the spatial distribution of positrons along field lines obtained at the end of the slowing-down period in a warm ionized phase assuming an ionization fraction of 0.9. The positron distribution is centered on 0 and we estimate a FWHM

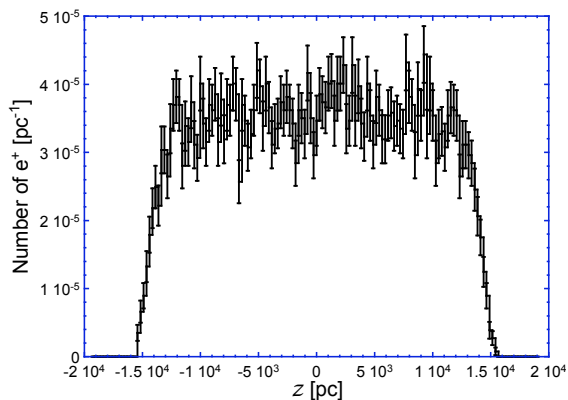


FIG. 4. Distribution of positrons along field lines at the end of the slowing down period in the warm ionized phase, for an ionization fraction 0.9 and a hydrogen density $n_{\text{H}} = 1 \text{ cm}^{-3}$. The distribution is normalized to a total number of positrons equal to unity.

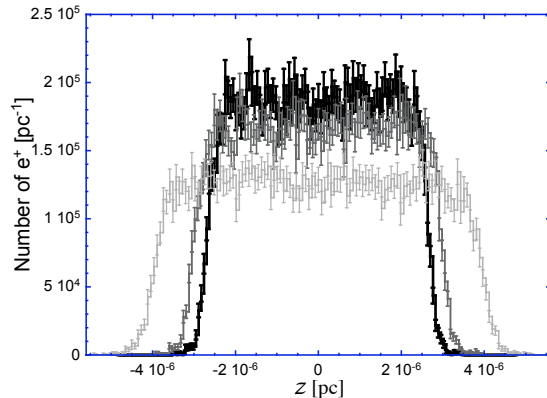


FIG. 5. Distribution of positrons along field lines at the end of the thermalization period in the warm ionized phase for an ionization fraction $\simeq 0.9$ (dark solid line), 0.8 (grey solid line), 0.6 (light solid line) and a hydrogen density $n_{\text{H}} = 1 \text{ cm}^{-3}$. The distributions are normalized to a total number of positrons equal to unity.

f_{ion}	FWHM [pc]	$\langle t_{\text{th}} \rangle$ [yr]	D_{\parallel} [$\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$]	τ [yr]
0.9	5.3×10^{-6}	2.4×10^{-3}	9.6×10^{18}	3.3×10^4
0.8	6.1×10^{-6}	2.7×10^{-3}	1.1×10^{19}	3.0×10^4
0.6	7.9×10^{-6}	3.6×10^{-3}	1.4×10^{19}	2.5×10^4

TABLE 2. Full width half maximum (FWHM) of positron spatial distribution along field lines obtained at the end of the thermalization time (t_{th}) in the warm ionized medium, for different ionization fraction f_{ion} and a hydrogen density $n_{\text{H}} = 1 \text{ cm}^{-3}$. We also report the values of the diffusion coefficient D_{\parallel} and positron lifetime τ derived in the thermalized period.

$\simeq (2.8 \times 10^4 \text{ pc})/n_{\text{H},\text{cm}^{-3}}$ at the end of a slowing-down timescale $\simeq (6.2 \times 10^4 \text{ yr})/n_{\text{H},\text{cm}^{-3}}$. When the ionization fraction is 0.8 and 0.6 then the FWHM and the slowing-down time increase by $\sim 2\%$ and $\sim 4\%$, respectively. For such ionization fractions, the proportion of in-flight positronium formation is found to be in good agreement with the previous estimates (see Guessoum et al. 2005). The fraction of positrons annihilating in-flight is still negligible.

Fig. 5 shows the positron distribution along field lines obtained at the end of the thermalization period (i.e. when positron kinetic energy is below the charge-exchange energy threshold of $\sim 6.8 \text{ eV}$) in the warm ionized medium, for an ionization fraction of 0.9, 0.8 and 0.6 respectively. For such ionization fractions, the corresponding FWHM and thermalization time are listed in Table 2.

When positrons are thermalized, they diffuse over a distance $\lambda_{\parallel} = \sqrt{2D_{\parallel}\tau}$ with D_{\parallel} the coefficient diffusion parallel to magnetic field lines. In Table 2 we report the diffusion coefficient along field lines and τ the positron lifetime in the warm ionized phase. It must be noted that the distances travelled by positrons during both thermalization and thermalized period are found to be negligible with respect to the distances travelled during the slowing-down period.

b. Warm neutral phase

Fig. 6 presents the spatial distribution of positrons along field lines obtained at the end of the slowing-down period in

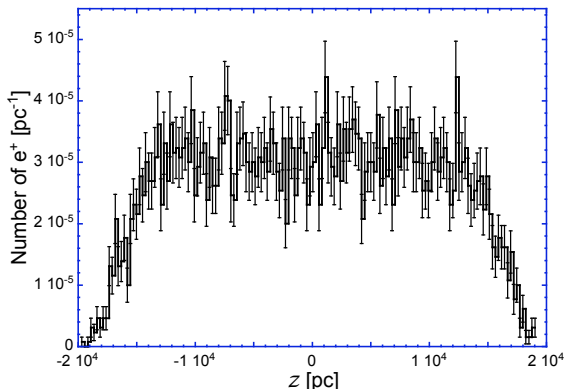


FIG. 6. Distribution of positrons along field lines at the end of the slowing-down period in the warm neutral phase for an ionization fraction ~ 0 and a hydrogen density $n_{\text{H}} = 1 \text{ cm}^{-3}$. The distribution is normalized to a total number of positron equal to unity.

the warm neutral phase for an ionization fraction ~ 0 . The FWHM of the spatial distribution along field lines is $\simeq (3.4 \times 10^4 \text{ pc})/n_{\text{H},\text{cm}^{-3}}$ and the averaged slowing-down timescale is $\simeq (7.3 \times 10^4 \text{ yr})/n_{\text{H},\text{cm}^{-3}}$. The FWHM and the slowing down time decrease by a factor 1.1 when the ionization fraction changes to 0.1. A further increase of the ionization fraction from 0.1 to 0.2 only reduces the FWHM and slowing-down time by a few percent. Assuming ionization fractions $\sim 0, 0.1$ and 0.2 , we find a fraction of positrons forming positronium in-flight ($\sim 93\%$, $\sim 36\%$ and $\sim 20\%$, respectively) in good agreement with the previous results (see Guessoum et al. 2005).

Fig. 7 shows the spatial distribution of positrons obtained at the end of the thermalization period (i.e. for positron kinetic energies between 6.8 eV and $k_{\text{B}}T \simeq 0.7 \text{ eV}$) in the warm neutral phase for ionization fractions of $0.2, 0.1$ and ~ 0 . During the thermalization period, in a fully neutral gas (i.e. $n_{\text{e}} = 0 \text{ cm}^{-3}$), positrons lose their energy only by elastic scattering with atoms. Each interaction is characterized by an energy variation $\simeq -10^{-3} \times E_{\text{k}}$ and positrons have to interact ~ 2000 times to be thermalized. From the elastic scattering cross section,

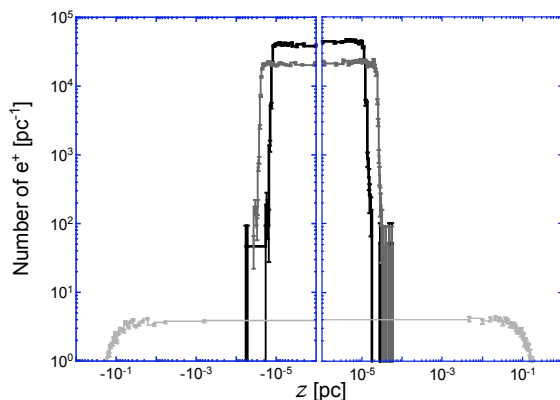


FIG. 7. Distribution of positrons along field lines at the end of the thermalization period in the warm neutral phase for a hydrogen density $n_{\text{H}} = 1 \text{ cm}^{-3}$ and ionization fraction equal to 0.2 (dark solid line), 0.1 (grey solid line) and ~ 0 (light solid line). The distribution is normalized to a total number of positrons equal to unity.

f_{ion}	FWHM [pc]	$\langle t_{\text{th}} \rangle$ [yr]	D_{\parallel} [$\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$]	τ [yr]
0.2	2×10^{-5}	0.01	3.7×10^{19}	1.9×10^4
0.1	4×10^{-5}	0.02	7.4×10^{19}	1.8×10^4
~ 0	0.32	5.0×10^3	1.5×10^{23}	1.7×10^4

TABLE 3. Full width half maximum (FWHM) of positron spatial distribution along field lines obtained at the end of the thermalization time (t_{th}) in a warm neutral medium for different ionization fraction f_{ion} and a hydrogen density $n_{\text{H}} = 1 \text{ cm}^{-3}$. We also report the diffusion coefficient D_{\parallel} and the lifetime τ of positron in the warm neutral media during their thermalized period.

we derive a reaction rate $\sim 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ and a crude estimate of the thermalization time $\simeq 6 \times 10^3 \text{ yr}$. When the ionization fraction is fixed to 0.1 or 0.2 , the Coulomb scattering which has a cross section several order of magnitude higher than the elastic scattering one ($\gtrsim 5$ order of magnitude depending on the energy), turns to be the dominant process controlling the positron energy loss. Integrating the positron energy-loss rate (Eq. (41)) one obtains a thermalization time of $\sim 0.02 \text{ yr}$. We report in Table 3 the FWHM of positron distribution along field lines and the positron thermalization time. Both are calculated from our Monte-Carlo simulations for ionization fractions of $0.2, 0.1$ and ~ 0 . We find good agreement between the rough estimates of thermalization time and the simulations.

During the thermalized period, we assume that positrons diffuse over a distance $\lambda_{\parallel} = \sqrt{2D_{\parallel}\tau}$. The diffusion coefficient along field lines (D_{\parallel}) for different ionization fraction is displayed in Table 3. It is found that D_{\parallel} and the lifetime τ of positrons in the warm neutral phase decrease strongly when the ionization fraction changes from ~ 0 to 0.1 .

3.2.3. Cold phases

a. Cold neutral phase

Fig. 8 presents the distribution of positrons along field lines obtained at the end of the slowing-down period in the cold neutral phase for an ionization fraction ~ 0 . The FWHM of this distribution is $\simeq (3.3 \times 10^4 \text{ pc})/n_{\text{H},\text{cm}^{-3}}$. The slowing-down timescale is $\simeq (7.3 \times 10^4 \text{ yr})/n_{\text{H},\text{cm}^{-3}}$. Note that an enhancement of the ionization fraction to 10^{-3} leads to a decrease of the dispersion and the slowing-down time by an amount of $\sim 5\%$ and a decrease

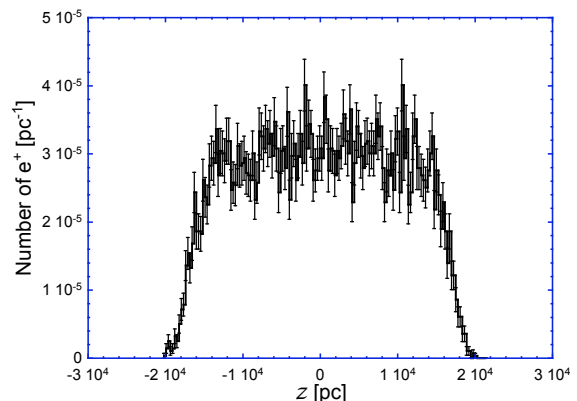


FIG. 8. Normalized distribution of positrons along field lines at the end of the slowing-down period in the cold neutral phase for ionization fractions ~ 0 and a hydrogen density $n_{\text{H}} = 1 \text{ cm}^{-3}$.

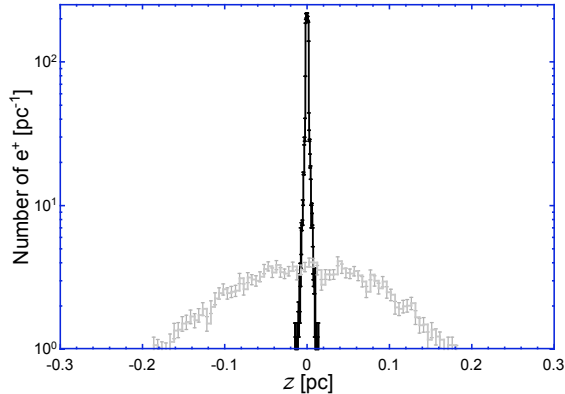


FIG. 9. Distribution of positrons along field lines at the end of the thermalization period in the cold neutral phase for a hydrogen density $n_{\text{H}} = 1 \text{ cm}^{-3}$, an ionization fractions 10^{-3} (dark solid line) and ~ 0 (grey solid line). The distribution is normalized to a total number of positrons equal to unity.

f_{ion}	FWHM [pc]	$\langle t_{\text{th}} \rangle$ [yr]	D_{\parallel} [$\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$]	τ [yr]
10^{-3}	0.005	1.8	1.6×10^{17}	7.2×10^5
0	0.23	1.4×10^4	4.1×10^{21}	5.7×10^5

TAB. 4. Full width half maximum (FWHM) of positron spatial distribution along field lines obtained at the end of the thermalization time $\langle t_{\text{th}} \rangle$ in the cold neutral phase, for different ionization fractions f_{ion} and a hydrogen density $n_{\text{H}} = 1 \text{ cm}^{-3}$. We also report the diffusion coefficient D_{\parallel} and the positron lifetime τ estimated for the thermalized period.

of the in-flight positronium formation from $(94.9 \pm 0.9) \%$ to $(90.8 \pm 0.8) \%$.

Fig. 9 shows the spatial distribution of positrons at the end of the thermalization period in the cold neutral phase for an ionization fraction of ~ 0 and 10^{-3} . Table 4 reports the corresponding FWHM and thermalization time. A small variation of the ionization fraction produces an important change in the positron distribution and thermalization time. In any cases, the distances travelled by positrons during their thermalization period are negligible with respect to the distances travelled during the slowing down period.

During the thermalized period, positrons diffuse until they annihilate. The diffusion coefficient D_{\parallel} and the positron lifetime τ are reported in Table 4 for different ionization fractions of the cold neutral phase.

b. Molecular phase

In Fig. 10 we report the spatial distribution of positrons along field lines obtained at the end of the slowing-down period in the molecular phase for an ionization fraction ~ 0 . At the end of the slowing-down period, which is estimated to be $\approx (1.2 \times 10^5 \text{ yr})/n_{\text{H},\text{cm}^{-3}}$, the distribution of positrons along field lines has a FWHM $\approx (5.6 \times 10^4 \text{ pc})/n_{\text{H},\text{cm}^{-3}}$. During their slowing-down period (i.e. for kinetic energies between 8.6 eV and 1 MeV), $(93.8 \pm 1) \%$ a fraction of positrons annihilates in flight through the formation of a positronium via the charge-exchange process with H_2 molecules.

Fig. 11 presents the spatial distribution of surviving positrons obtained at the end of the thermalization period (i.e. for kinetic

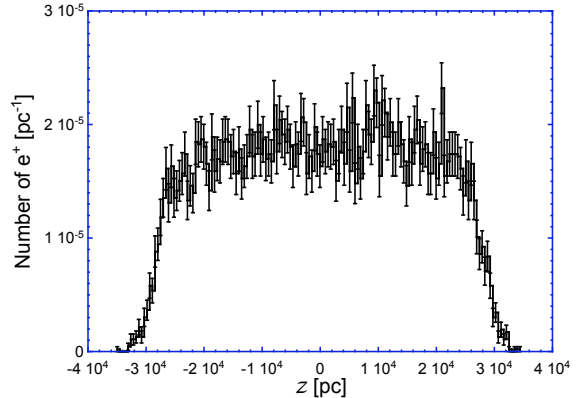


FIG. 10. Distribution of positrons along field lines at the end of the slowing-down period in the molecular phase for an ionization fraction ~ 0 and a hydrogen density $n_{\text{H}} = 2 n_{\text{H}_2} = 1 \text{ cm}^{-3}$. The distribution is normalized to a total number of positrons equal to unity.

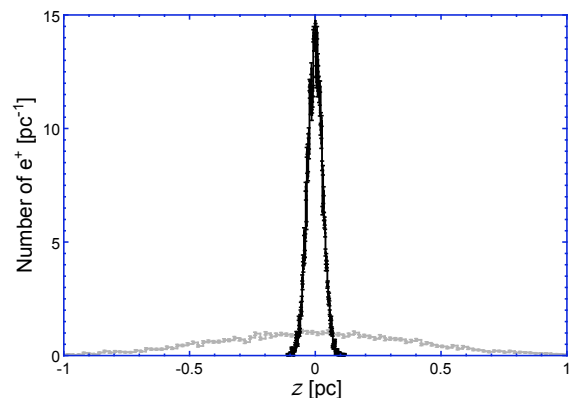


FIG. 11. Normalized distribution of positrons along field lines before they thermalize in a molecular gas of hydrogen density $n_{\text{H}} = 2 n_{\text{H}_2} = 1 \text{ cm}^{-3}$. Curves are drawn for ionization fractions ~ 0 (dark solid line) and 10^{-4} (grey solid line).

f_{ion}	FWHM [pc]	$\langle t_{\text{th}} \rangle$ [yr]	D_{\parallel} [$\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$]	τ [yr]
10^{-4}	0.07	101.8	6.4×10^{16}	7.4×10^5
0	0.93	3.0×10^5	1.2×10^{22}	7.5×10^5

TAB. 5. Full width half maximum (FWHM) of the positron spatial distribution along field lines obtained at the end of the thermalization time $\langle t_{\text{th}} \rangle$ in the molecular phase for different values of the ionization fraction f_{ion} and a hydrogen density $n_{\text{H}} = 2 n_{\text{H}_2} = 1 \text{ cm}^{-3}$. We also report the diffusion coefficient D_{\parallel} and the positron lifetime τ estimated for the thermalized period.

energies below the charge-exchange energy threshold of H_2 molecule at 8.6 eV and above a kinetic energy $k_{\text{B}}T \approx 2 \times 10^{-3} \text{ eV}$) in the molecular phase for ionization fractions 10^{-4} and ~ 0 . For such ionization fractions, the proportion of positron annihilation during the thermalization period is found to be negligible ($\ll 1 \%$). Table 5 presents the values of FWHM of positron distribution along field lines and their thermalization time.

During the thermalized period, positrons diffuse along field lines until they annihilate. The diffusion coefficient D_{\parallel} and po-

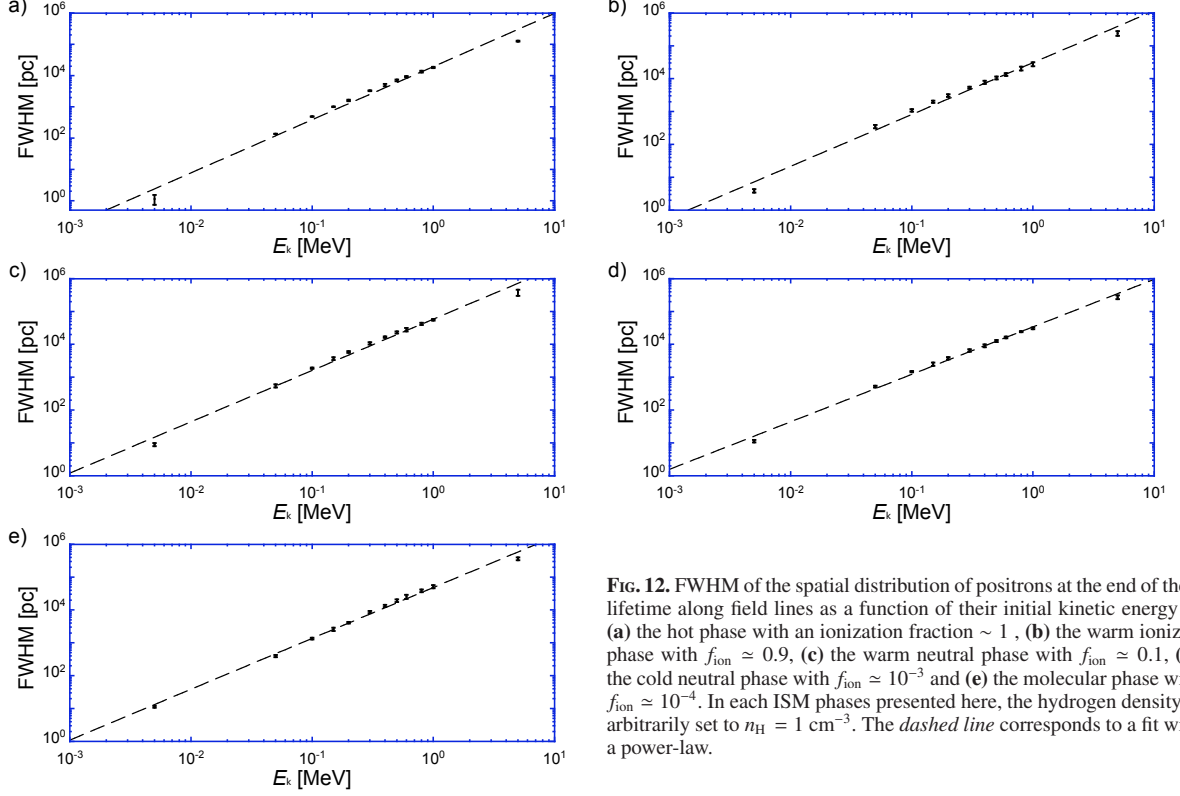


FIG. 12. FWHM of the spatial distribution of positrons at the end of their lifetime along field lines as a function of their initial kinetic energy in (a) the hot phase with an ionization fraction ~ 1 , (b) the warm ionized phase with $f_{\text{ion}} \simeq 0.9$, (c) the warm neutral phase with $f_{\text{ion}} \simeq 0.1$, (d) the cold neutral phase with $f_{\text{ion}} \simeq 10^{-3}$ and (e) the molecular phase with $f_{\text{ion}} \simeq 10^{-4}$. In each ISM phases presented here, the hydrogen density is arbitrarily set to $n_{\text{H}} = 1 \text{ cm}^{-3}$. The *dashed line* corresponds to a fit with a power-law.

E_k [MeV]	Hot ionized [†] [pc]	Warm ionized [†] [pc]	Warm neutral [†] [pc]	Cold neutral* [pc]	Molecular* [pc]
0.005	0.05	0.3	0.5	0.5	0.5
0.05	8	30	40	30	20
0.1	20	80	170	40	30
0.15	90	120	180	50	60
0.2	200	160	280	60	70
0.3	230	190	350	90	100
0.4	390	210	480	130	110
0.5	400	340	620	150	140
0.6	510	400	730	180	160
0.8	640	500	850	210	210
1.	930	800	950	230	250

TAB. 6. FWHM of the spatial distribution perpendicular to the z axis of positrons with initial kinetic energy E_k travelling in a magnetic field composed of the sum of a homogeneous and a turbulent component with $\delta B/B = 1$. The hydrogen density of the gas is $n_{\text{H}} = 1 \text{ cm}^{-3}$ for each ISM phase.

[†] The maximum turbulent scale was set to 100 pc.

* The maximum turbulent scale was set to 10 pc.

positron lifetime τ are both listed in Table 5 for different values of the ionization fraction in the molecular phase.

3.2.4. Discussion

It is clear from the above analysis that one of the most striking effect on positron propagation is produced by the variation of the ionization fraction in the so-called neutral phases (warm neutral, cold neutral and molecular phases). This effect is es-

pecially important in the transition from fully neutral medium ($n_e = 0$) to a partially ionized medium ($n_e \neq 0$) produced by an increase of the electron density. Conversely, small variations of the ionization fraction have no effect on the particle propagation in a partially ionized medium. This effect can be explained by the dominance of the Coulomb cross section, which is several ($\gtrsim 5$) order of magnitude larger than the cross sections of the other processes (i.e. ionization, excitation and elastic-scattering). Therefore, the Coulomb scattering turns quickly to be the do-

minant process of positron energy loss when free electrons are present in the medium. The influence of ionization fraction on the positron propagation increases during the thermalization and thermalized period since the elastic scattering cross section is negligible with respect to the Coulomb scattering one⁶.

In the simulations of positron transport in the thermalized regime, we probe the spatial distribution of the whole population at different times. We check that the time dependence of the spatial dispersion along field lines scales as $\propto \sqrt{t}$ and conclude that positrons diffuse over a distance $\sqrt{2D_{\parallel}\tau}$ during the thermalized period until they annihilate.

Nevertheless, for each ISM phase, the distances travelled by positrons during the thermalization and thermalized periods appear to be negligible with respect to the distances they travel during their slowing-down period (for an initial kinetic energy of ~ 1 MeV). Our main conclusion is that the slowing-down period controls the collisional transport of 1 MeV positrons.

The pitch angles and phases of positrons are initially chosen randomly, sampling an isotropic velocity distribution. During the slowing-down period, positron scattering angles are small and pitch angles remain close to their initial value. Consequently, the spatial distribution of positrons along field lines is close to a uniform distribution between the minimum and maximum distances travelled by positrons. Fig 12 shows the FWHM derived from the positron distributions along field lines at the end of their lifetime as a function of their initial kinetic energy, in each ISM phase with a hydrogen number density fixed to 1 cm^{-3} . In the energy range considered here, we can approximate the FWHM of the spatial distribution as a power-law. One must then be cautious while considering the initial kinetic energy of Galactic positrons. It is usually assumed that positrons from β^+ -decay are produced with an initial kinetic energy of ~ 1 MeV. Checking Fig. (12), this value would give a maximal distance (FWHM/2) travelled by positrons $\lesssim (30 \text{ kpc})/n_{\text{H},\text{cm}^{-3}}$. But for instance positrons produced from β^+ -decay of ^{26}Al have an initial averaged kinetic energy of ~ 400 keV. We find that such positrons propagate in collisional regime over a maximal distance $\lesssim 10 \text{ kpc}/n_{\text{H},\text{cm}^{-3}}$ in the ISM.

As it was expected from the equation of motion of charged particles moving in a magnetic field, the Monte-Carlo simulations indicate that the strength of the magnetic field influences only the perpendicular transport of positrons. However, the distances travelled by positrons perpendicular to magnetic field lines are found to be negligible ($d_{\perp} \lesssim 10^{-9}$ pc).

We have seen that all distances, times and diffusion coefficients calculated in this section hold for a total hydrogen density of $n_{\text{H}} = 1 \text{ cm}^{-3}$. To obtain the estimation in the respective ISM phases, one has to account for the true hydrogen number density of the gas.

The above distances are given along field lines assuming an homogeneous magnetic field parallel to the z axis. Nonetheless, the magnetic field of the Galaxy is made of an averaged magnetic field component, which is commonly modelled, in the Galactic disk either by an axisymmetric spiral (ASS) or a bisymmetric spiral (BSS) models (Thomson & Nelson 1980; Rand & Kulkarni 1989; Wielebinski & Krause 1993; Han & Qiao 1994). This averaged magnetic field is disturbed by the turbulent motions of the gas which give a chaotic frame to field lines. Then, the apparent distances travelled by positrons which follow the chaotic field lines, appear smaller to an external observer.

⁶ Remember that during the thermalization and thermalized period positrons lose their energy only through Coulomb or elastic scattering

To estimate the effects of the turbulent magnetic field on the distances travelled by positrons, we add to the homogeneous magnetic field a turbulent component modelled using the work presented by Giacalone & Jokipii (1994) with a ratio $\delta B/B \simeq 1$ and a maximum turbulent scale of 100 pc in hot, warm ionized and warm neutral phases and 10 pc in the cold neutral and molecular phases. Adding such turbulent magnetic field parameters in the simulations reduces the apparent FWHM of positron distributions by a factor $\simeq 0.75$. The turbulent magnetic field also enhances the apparent motion of positrons perpendicular to the z axis. Table 6 reports the FWHM of positron distributions perpendicular to the z axis for positrons evolving in a magnetic field composed of a homogeneous and turbulent magnetic fields.

Another potentially interesting transport mechanism is the wandering of field lines; a chaotic process that induces a transversal diffusion (transversal compared to the original direction of the magnetic field at the positron injection). This process results in an enhancement of perpendicular diffusion in regard to the quasi-linear estimates or to the transport by collisions with gas particles. Up to now, this effect was mainly investigated in wave-particle resonant interaction in a Kolmogorov turbulence (Casse et al. 2002). Results are furthermore only available at high rigidities (for a particle Larmor radius close to the coherence scale of the turbulence) probably far from the regimes considered here (unless the turbulence is generated at very small scales). It is not excluded that at such small rigidities the transport becomes non-diffusive, like it was advanced for particle acceleration at shocks (Duffy et al. 1995). This issue is beyond the scope of this paper and deserves specific investigations postponed to a future work.

4. Transport by large-scale fluid motions

As discussed in section 2, low-energy positrons are at least loosely coupled to the thermal plasma whatever their production channel (β^+ decay or cosmic ray interactions). Magnetic field lines are frozen in the plasma and positrons are bounded to their lines. In case the plasma is subject to ordered or stochastic large-scale motions, the positron population will be dragged with the fluid and the field lines. The Galactic center and its surrounding is the site of intense massive star formation as confirmed recently by long exposure Chandra observations (Muno et al. 2006). The massive stars and especially among them the Wolf-Rayet stars blow strong radiatively driven winds that deeply modify the local ISM. Most of these stars are gathered in clusters and/or associations where up to several hundred of them can be counted. Very early in the association lifetime the stellar winds start to interact collectively and produce hot and dilute bubbles (Parizot et al. 2004, and references therein). These winds can even pervade the ISM in the vertical direction and produce chimneys in the Galactic disk (McClure-Griffiths et al. 2006, and references therein). Positrons produced by radioactive decay in massive stars are probably injected inside such complex medium and will be transported with the fluid. Another possibility to drive strong winds in the Galaxy is again related to the streaming instability produced by the cosmic rays escaping the Galactic plane into the halo. This phenomenon may be effective in the Galactic center as well. Recent HESS observations tend to support the idea of an enhanced cosmic-ray energy density around the Galactic center in regard to the solar system values (Aharonian et al. 2006). The two following sections examine in further details some of these aspects.

4.1. High stellar mass forming regions

As discussed above, radioactive positrons produced by massive stars are likely injected inside a hot dilute medium. This medium is pervaded by strong stellar winds, supernova shocks, producing weaker secondary shocks through their interactions with dense inhomogeneities. In the hot medium, most of positron transport takes place during the slowing-down period. During this phase, in the absence of MHD waves, particles proceed through a free flight along a field line only perturbed by the collisions with gas particles.

The magnetized fluid in the hot phase is subject to chaotic motions controlled by the stellar winds and the supernova explosions (Bykov 2001). Referring to the modelling of inhomogeneous turbulence in superbubbles as presented by these authors, positrons, which follow field lines, are subject to the same chaotic transport with a diffusion coefficient $\langle u^2 \rangle^{1/2} L \simeq 3 \times 10^{26-27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. We considered a range of turbulent velocities of $\langle u^2 \rangle^{1/2} \simeq 100 - 1000 \text{ km/s}$ and a mean scale of turbulent eddies of $L \simeq 1 - 10 \text{ pc}$ corresponding to the typical distance between two stars (and two shocks). During their lifetime, positrons will then diffuse over a typical distance of $\sim 300 \text{ pc}$. These chaotic motions appear then to confine the low-energy positrons in the hot medium rather efficiently as compared to collisions or anisotropic MHD turbulence.

The above estimated turbulence injection scale is close to the proton collisional mean free-path $\lambda_p \simeq (0.8 - 1.6) \times 10^{18} \text{ cm}$ in the hot phase. In this medium, MHD waves can be directly injected into the collisionless regime. The analysis developed in section 2.2.3 shows that the turbulence injection scale is the key parameter controlling the interaction between MHD waves and positrons. First, L_{inj} controls the anisotropy of the Alfvén wave cascade at the scale of the Larmor radius of positrons. Second, it also controls the cutoff wavenumber and the propagation angle of the fast magnetosonic cascade (see Eq. (36)). For instance, $k_{\text{cut}}^{-1} \simeq 10^{-9} \text{ cm}^{-1}$ for $L_{\text{inj}} = ((1.2 - 2.5) \times 10^{14} \text{ cm}) \cos^2 \Theta / \sin^4 \Theta$; i.e. $\simeq 10 \text{ AU} \cos^2 \Theta / \sin^4 \Theta$. In that case, the angular scattering of positrons can be provided by one of the mechanism developed in Ragot (1999) for the investigation of low-rigidity particles transport in the solar wind. In particular, the author suggested that non-resonant fast magnetosonic waves in the dissipation regime of the turbulence; i.e. for wavenumbers $k \leq k_A$ (see section 2.2.3) can produce an efficient angular scattering through pitch angles $\alpha \rightarrow \pi/2$ and thus govern the particle mean free-path at energies close to 1 MeV. Such an investigation transferred to the stelloosphere of massive stars should be relevant for the problem of positron transport but is beyond the scope of this preliminary work.

4.2. Galactic winds

The Galactic winds can produce a systematic shift of the fluid at the velocity V_w towards the high Galactic latitudes. Positrons coupled to the fluid will be transported over their lifetime τ_{life} over typical distances $\sim V_w \tau_{\text{life}}$ (for a constant wind velocity). As stated above, the winds can be produced collectively and by supernova explosions in the center of the Galaxy or by the streaming of the cosmic rays into the Galactic halo. Several observations support the idea of starburst episodes in the history of our Galaxy (some of their properties have been reviewed by Veilleux et al. 2005). There are further evidences indicating an active nuclear wind in our Galaxy. For instance,

powerful mass ejections from the Galactic center have been observed on scales of several arcminutes to tens of degrees at several wavelengths (Morris & Serabyn 1996; Yusef-Zadeh et al. 2000). Some evidence of a large-scale bipolar wind from the Galactic center was found in the infrared dust emission (Bland-Hawthorn & Cohen 2003). These authors associated the observation at $8.3 \mu\text{m}$ with dust entrained in a Galactic wind powered by a central starburst about several million years ago. The velocity of winds in the Galactic center is difficult to estimate. Bland-Hawthorn & Cohen (2003) considered vertical-flow velocities of $\sim 150 \text{ km/s}$ at scales of the order of a few hundred of parsec. Recent HST and FUSE data analysis (Keeney et al. 2006) showed four high-velocity absorption components with typical velocities $\sim 250 \text{ km/s}$ at an elevation of a few kpc above and below the Galactic plane. Among them, one was blueshifted and interpreted as being part of a Galactic fountain of materials falling back towards the Galactic center. These estimates however might rather correspond to wind velocities at high altitudes ($\geq 1 \text{ kpc}$). The wind closer to the Galactic disk or the Galactic center is certainly slower and probably speeds up with the altitude. Totani (2006), instead of a starburst episode, favoured a wind with a velocity $\sim 100 \text{ km/s}$ produced by a flaring activity from Sgr A*. Applying this convective transport (no other type of transport was considered in this analysis) along the whole positron lifetime permit to fill the extended 511 keV line bulge component. Another constraint on the wind velocity, which probably mainly concerns positrons produced in the Galactic disk, comes from the cosmic-ray radioactive elements and the analysis of secondary to primary ratios. Incorporated into a transport model, these observables are better fitted in a case of a wind with a constant velocity $\leq 15 \text{ km/s}$ (Maurin et al. 2002). As can be seen in section 3, the typical positron lifetime is $\sim (10^5 \text{ yr})/n_{\text{H,cm}^{-3}}$. Under the assumption of a constant wind velocity of 15 km/s , the distances covered simply by convection are modest (i.e. $\simeq (1.5 \text{ pc})/n_{\text{H,cm}^{-3}}$). We do not expect this effect to be dominant in the transport of positrons from the Galactic disk.

5. Discussion

The propagation of positrons in our Galaxy is highly dependent of the type of sources as well as the injection process considered (i.e. injection energies of positrons, spatial distribution of sources in the Galaxy, annihilation inside the sources ...). Based on the results presented in the previous sections, we simply provide a rough estimate of the distances travelled by 1 MeV positrons produced in the Galaxy. A detailed calculation for each type of sources/production processes will be presented elsewhere.

The transport of positrons via the scattering-off of MHD waves is inefficient in the so-called neutral phases and possibly inefficient in the hot and warm ionized phases either (see section 2.3). We first restrict our analysis to the collisional regime. Nevertheless, because of the inability of MHD waves to transport positrons is more questionable in the hot and warm ionized phases, we shall also estimate the distances travelled by positrons when the transport in the collisionless regime occurs in these two phases. In the latter case, the propagation of positrons is calculated using the quasilinear theory if the positron energy is above the resonant energy threshold. However, these estimates are probably optimistic, as explained in section 2. Below the resonant energy threshold, the propagation occurs in the collisional regime. The two above assumptions provide two extreme estimates of the distance travelled by each positron.

We assume that the ISM is composed of different clouds of gas : hot, warm (ionized and neutral), cold or molecular gas. Their respective typical sizes are : ~ 200 pc for the hot phase, 100 pc for the warm phases and ~ 10 pc for both cold and molecular clouds. We performed Monte-Carlo simulations to estimate the distances crossed by positrons before they annihilate. We randomly choose the type (phase) of clouds along the positron trajectory, according to the filling factor of each phase (i.e. the fraction of the volume occupied by each phase) and their sizes. We assume that positrons propagate along magnetic field lines from cloud to cloud. Their initial pitch angles are chosen randomly in a uniform distribution. We adopt a filling factor of 10 % for the warm ionized phase, 60 % for the warm neutral phase and 1 % for both the molecular and the cold phases (Ferrière 1998). The gas true densities adopted are : ~ 0.7 cm³ and ~ 0.5 cm⁻³ in the warm ionized and warm neutral phases, respectively, 50 cm⁻³ in the cold phase and 1000 cm⁻³ in the molecular cloud. These values (filling factors and true densities) are typical of the ISM found in the Galactic disk (Ferrière 1998).

Assuming a fully collisional regime, we obtain a mean distance travelled by positrons of ~ 1300 pc. We find that in this case most of positrons annihilate in molecular clouds. Under the assumption that the collisionless regime occurs in the warm ionized and hot phases, we obtain a mean distance travelled by positrons of ~ 500 pc and we find that positrons annihilate mainly in the molecular and warm neutral phases. In both cases, the distances are not large enough for 1 MeV positrons produced in the Galactic disk to reach the Galactic bulge.

The gas properties in the Galactic bulge (filling factor and true density of each phase) are uncertain (see Ferrière et al. 2007). However, if we adopt in the bulge the same parameters which characterize the ISM in the Galactic disk, then the results presented in this section imply that a single source producing 1 MeV positrons could fill up the Galactic bulge.

6. Conclusion

In this paper, we reviewed the physical processes that can intercede for the propagation and/or the diffusion of positrons in the ISM. For each ISM phase, we discussed their efficiency and, based on semi-analytical calculations and Monte-Carlo simulations, we estimated the distances travelled by positrons in the ISM before they annihilate.

In section 2 we investigated the random walk of positrons driven by MHD waves. We showed that the wave damping which occurs in the so-called neutral media (i.e. warm neutral, cold neutral and molecular phases) via collisional effects, leads the MHD cascade to be stopped at scales several order of magnitude above the Larmor radius of $\lesssim 1$ MeV positrons or secondary positrons produced by cosmic-ray interactions. We then conclude that positrons do not resonate with either Alfvén or magnetosonic waves part of the MHD cascade in these phases. The Landau damping cuts off the Alfvén cascade at the dissipation scales in the ionized phases. In principle positrons from radioactive decay or cosmic-ray interactions can be in resonance with this part of the MHD cascade. However, the anisotropy of magnetic perturbation in ISM at these small scales questions this conclusion. In the case the anisotropy of the magnetic field does not affect the scattering-off of MHD waves in the warm ionized and hot phases, the distances travelled by positrons in the collisionless transport have to be compared with the one produced by the collisional regime ; the propagation regime providing the shortest distances is the dominant one. By comparing distances travelled by positrons in collisionless and collisional regimes, we find

that scattering-off of MHD waves is more efficient to confine Galactic positrons if it occurs. We also briefly discussed the possible action of resonant Alfvén waves generated by the streaming of cosmic rays in the warm ionized phase. It appears that positrons can resonate with these waves over a rather restricted momentum range. However, the detailed investigation of this mechanism remains to be done before any firm conclusion.

Our analysis then suggests that collisional regime is the main process of positron propagation for positrons produced from π^+ and β^+ decays. We estimated the distances travelled by positrons using Monte-Carlo simulations. Positrons can propagate along magnetic field lines over huge distances ($\lesssim (30 \text{ kpc})/n_{\text{H,cm}^{-3}}$ for 1 MeV positrons). In the case of the so-called neutral medium, the presence of free electrons has an important effect on positron propagation and cannot be neglected.

In real conditions, the Galactic magnetic field is composed of an averaged magnetic field at large scales and of a chaotic component at smaller scales. We roughly estimated that the turbulent magnetic field reduces the apparent distances travelled by positrons by a factor 0.75. Conversely, the chaotic behavior of field lines produces a perpendicular diffusion that enhances positron transport perpendicularly to the mean magnetic field. More detailed investigations are required to decide on the global effect of turbulent magnetic fields.

The Galactic winds contribute to the propagation of positrons (see section 4). The flow of gas locally drags the magnetic field lines on which positrons are linked. The convection motions due to the Galactic wind enhance the apparent motion of positrons above and below the Galactic plane. Nevertheless, depending on their energy, the distances travelled by positrons due to these large-scale motions is still very small with respect to the one travelled in the collisional regime. The effect may however be stronger in the galactic center which contains young, compact and very active massive star clusters.

The distances travelled during the positron lifetime depend strongly on their initial energies and on the properties of the local interstellar medium. Then, the calculation of the spatial distribution of the emission of annihilation in our Galaxy should be performed for each type of source (i.e. initial energy distribution of positrons, density of the medium which surrounds the sources, localisation of the sources in the Galaxy...). This important work is postponed to a future investigation. For the present one, several questions and problems appear as central concerning the transport of positrons in the Galaxy. First, do MeV positrons interact with MHD waves in the warm ionized and hot phases ? The Alfvén wave scattering appears to be questionable in these phases in view of the extreme anisotropy of the magnetic perturbations at the scales of Larmor radius of MeV positrons (see section 2.2). The ability of other source of waves appears then an important issue to investigate. Secondly, what are the properties of the magnetic field in the Galactic bulge and in the Galactic disk ? Since positrons are likely to propagate along the magnetic field lines, the distribution of their annihilation sites should depend on the topology of the Galactic magnetic field.

Acknowledgements. The authors would like to thank M. Lee for his helpful comments.

References

- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, *ApJ*, 636, 777
 Armstrong, J. W., Rickett, B. J., & Spangler, S. R. 1995, *ApJ*, 443, 209
 Bland-Hawthorn, J. & Cohen, M. 2003, *ApJ*, 582, 246

- Bonciani, R., Ferrogliola, A., Mastroliola, P., Remiddi, E., & van der Bij, J. J. 2004, *Nuclear Physics B*, 701, 121
- Book, D. L. & Ali, A. W. 1975, A collection of plasma physics formulas and data, Tech. rep., Naval Research Laboratory
- Braginskii, S. I. 1965, *Reviews of Plasma Physics*, 1, 205
- Bussard, R. W., Ramaty, R., & Drachman, R. J. 1979, *ApJ*, 228, 928
- Bykov, A. M. 2001, *Space Science Reviews*, 99, 317
- Cardelli, J. A., Meyer, D. M., Jura, M., & Savage, B. D. 1996, *ApJ*, 467, 334
- Casse, F., Lemoine, M., & Pelletier, G. 2002, *Phys. Rev. D*, 65, 023002
- Cesarsky, C. J. & Volk, H. J. 1978, *A&A*, 70, 367
- Chandran, B. D. G. 2000, *Physical Review Letters*, 85, 4656
- Charlton, M. & Humberston, J. W. 2000, *Positron Physics* (Cambridge, UK : Cambridge University Press)
- Cheng, K. S., Chernyshov, D. O., & Dogiel, V. A. 2006, *ApJ*, 645, 1138
- Crutcher, R. M. 1999, *ApJ*, 520, 706
- Dermer, C. D. 1984, *ApJ*, 280, 328
- Dermer, C. D. 1985, *ApJ*, 295, 28
- Dermer, C. D. & Liang, E. P. 1989, *ApJ*, 339, 512
- Diehl, R., Prantzos, N., & von Ballmoos, P. 2006, *Nuclear Physics A*, 777, 70
- Dogel, V. A. & Sharov, G. S. 1985, *Soviet Astronomy Letters*, 11, 346
- Duffy, P., Kirk, J. G., Gallant, Y. A., & Dendy, R. O. 1995, *A&A*, 302, L21
- Elmegreen, B. G. & Fiebig, D. 1993, *A&A*, 270, 397
- Evans, R. D. 1975, *The Atomic Nucleus*, fourteenth printing edn., Vol. Library of Congress Catalog Card Number 55-7275 (McGraw-Hill Book Company)
- Farmer, A. J. & Goldreich, P. 2004, *ApJ*, 604, 671
- Ferrière, K. 1998, *ApJ*, 503, 700
- Ferrière, K. 2001, *Reviews of Modern Physics*, 73, 1031
- Ferrière, K., Gillard, W., & Jean, P. 2007, *A&A*, 467, 611
- Ferrière, K. M., Zweibel, E. G., & Shull, J. M. 1988, *ApJ*, 332, 984
- Giacalone, J. & Jokipii, J. R. 1994, *ApJ*, 430, L137
- Ginzburg, V. L. 1961, *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasma*, New York : Gordon & Breach edn.
- Goldreich, P. & Sridhar, S. 1995, *ApJ*, 438, 763
- Gryziński, M. 1965a, *Physical Review*, 138, 336
- Gryziński, M. 1965b, *Physical Review*, 138, 305
- Gryziński, M. 1965c, *Physical Review*, 138, 322
- Guessoum, N., Jean, P., & Gillard, W. 2005, *A&A*, 436, 171
- Han, J. L. & Qiao, G. J. 1994, *A&A*, 288, 759
- Heiles, C. & Troland, T. H. 2005, *ApJ*, 624, 773
- Higdon, J. C., Lingenfelter, R. E., & Rothschild, R. E. 2007, *Astro-ph*, 711
- Huba, J. D. 2006, A collection of plasma physics formulas and data - NRL plasma formulary, Tech. rep., Naval Research Laboratory
- Jean, P., Knödseder, J., Gillard, W., et al. 2006, *A&A*, 445, 579
- Jean, P., von Ballmoos, P., Knödseder, J., et al. 2004, in *ESA Special Publication*, Vol. 552, 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe, ed. V. Schoenfelder, G. Lichti, & C. Winkler, 51
- Keeney, B. A., Danforth, C. W., Stocke, J. T., et al. 2006, *ApJ*, 646, 951
- Knödseder, J., Lonjou, V., Weidenspointner, G., et al. 2005, *A&A*, 441, 513
- Kulsrud, R. & Pearce, W. P. 1969, *ApJ*, 156, 445
- Lang, K. R. 1974, *Astrophysical formulae : A compendium for the physicist and astrophysicist* (New York, Springer-Verlag New York, Inc., 1974. 760 p.)
- Lazar, M., Spanier, F., & Schlickeiser, R. 2003, *A&A*, 410, 415
- Lazarian, A. & Beresnyak, A. 2006, *MNRAS*, 373, 1195
- Lerche, I. 1967, *ApJ*, 147, 689
- Lithwick, Y. & Goldreich, P. 2001, *ApJ*, 562, 279
- Mac Low, M.-M. & Klessen, R. S. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 125
- Maurin, D., Taillet, R., & Donato, F. 2002, *A&A*, 394, 1039
- McClure-Griffiths, N. M., Ford, A., Pisano, D. J., et al. 2006, *ApJ*, 638, 196
- Melrose, D. B. 1986, *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.)
- Montagna, G., Nicosini, O., & Piccinini, F. 1998, *Riv.Nuovo Cim.*, 21N9 (hep-ph/9802302v1), 1
- Morfill, G. E. 1982, *MNRAS*, 198, 583
- Morris, M. & Serabyn, E. 1996, *ARA&A*, 34, 645
- Mött, N. F. & Massey, H. S. W. 1965, Oxford : Oxford at the clarendon press
- Muno, M. P., Bauer, F. E., Bandyopadhyay, R. M., & Wang, Q. D. 2006, *ApJS*, 165, 173
- Ohno, H. & Shibata, S. 1993, *MNRAS*, 262, 953
- Osterbrock, D. E. 1961, *ApJ*, 134, 270
- Parizot, E., Marcowith, A., van der Swaluw, E., Bykov, A. M., & Tatischeff, V. 2004, *A&A*, 424, 747
- Prantzos, N. 2006, *A&A*, 449, 869
- Ragot, B. R. 1999, *ApJ*, 518, 974
- Rand, R. J. & Kulkarni, S. R. 1989, *ApJ*, 343, 760
- Schlickeiser, R. & Miller, J. A. 1998, *ApJ*, 492, 352
- Shull, J. M. & Draine, B. T. 1987, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 134, *Interstellar Processes*, ed. D. J. Hollenbach & H. A. Thronson, Jr., 283–319
- Skilling, J. 1975, *MNRAS*, 173, 255
- Skilling, J. & Strong, A. W. 1976, *A&A*, 53, 253
- Thomson, R. C. & Nelson, A. H. 1980, *MNRAS*, 191, 863
- Totani, T. 2006, *PASJ*, 58, 965
- Veilleux, S., Cecil, G., & Bland-Hawthorn, J. 2005, *ARA&A*, 43, 769
- von Ballmoos, P., Guessoum, N., Jean, P., & Knödseder, J. 2003, *A&A*, 397, 635
- Wallyn, P., Durouchoux, P., Chapuis, C., & Leventhal, M. 1994, *ApJ*, 422, 610
- Weidenspointner, G., Shrader, C. R., Knödseder, J., et al. 2006, *A&A*, 450, 1013
- Wentzel, D. G. 1974, *ARA&A*, 12, 71
- Wielebinski, R. & Krause, F. 1993, *A&A Rev.*, 4, 449
- Yan, H. & Lazarian, A. 2002, *Physical Review Letters*, 89, B1102
- Yan, H. & Lazarian, A. 2004, *ApJ*, 614, 757
- Yusef-Zadeh, F., Melia, F., & Wardle, M. 2000, *Science*, 287, 85

Chapitre 7

Conclusion

Mais quelles sont donc ces sources qui alimentent notre Galaxie en positrons ? Comme un écho, cette question résonne dans nos esprits depuis la découverte de la raie d'émission des positrons dans notre Galaxie, il y a de cela 35 ans.

INTEGRAL est actuellement la mission spatiale la plus apte à apporter des éléments de réponse à nos interrogations. Le spectro-imageur SPI, à bord de l'observatoire spatial INTEGRAL, a permis de franchir une nouvelle étape dans l'observation et l'étude de l'émission d'annihilation des positrons Galactiques.

SPI a pu déterminer la distribution spatiale de l'émission d'annihilation des positrons, à 511 keV [Knödlseher *et al.* 2005], et de l'émission d'annihilation de l'ortho-Ps [Weidenspointner *et al.* 2006]. Toutes les méthodes d'imagerie utilisées lors du traitement des données de SPI (déconvolution, ajustement de modèles aux données, ...) convergent vers les mêmes conclusions : (1) les positrons s'annihilent principalement dans le bulbe Galactique, à raison de $(1.5 \pm 0.1) \times 10^{43}$ annihilations par seconde et (2) l'émission d'annihilation des positrons est une émission diffuse.

A une énergie de 511 keV, la taille de l'émission dans le bulbe Galactique est estimée à $\sim (8^\circ)$ (FWHM) avec un flux total de $(1.05 \pm 0.07) \times 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. On détecte également une émission diffuse dans le disque Galactique avec un flux total de $(0.7 \pm 0.5) \times 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, soit un taux d'annihilation de $(0.3 \pm 0.2) \times 10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$. Le rapport de luminosité B/D entre le bulbe et le disque Galactiques ($\sim 3 - 9$) ramène en première ligne la question de l'origine des positrons. Si l'émission mesurée dans le disque Galactique peut s'expliquer par les décroissances β^+ des isotopes ^{26}Al et ^{44}Ti , aucune des autres sources candidates à la production des positrons ne présente un tel rapport de luminosité. La source des positrons responsable de l'émission d'annihilation dans le bulbe Galactique reste, à ce jour, non identifiée.

Notons que l'émission d'annihilation de l'ortho-Ps (le continuum positronium) n'est, à l'heure actuelle, détectée que dans le bulbe Galactique. Comme pour l'émission à 511 keV, l'émission du continuum positronium est distribuée dans une région centrée sur le centre Galactique, d'une extension de $\sim (8^\circ)$ (FWHM).

Au moment de la publication de ces deux premières cartes de la distribution spatiale de l'émission d'annihilation des positrons, la statistique était encore insuffisante pour définir avec précision la géométrie de l'émission mesurée dans le disque Galactique et pour y

détecter l'émission de l'ortho-Ps. La mission INTEGRAL se poursuit et SPI continue de mesurer l'émission d'annihilation dans notre Galaxie. Avec l'acquisition de plusieurs années de données supplémentaires depuis la publication de cette première carte, il devrait être possible d'obtenir très prochainement de nouvelles cartes de l'émission d'annihilation des positrons. On peut espérer qu'elles nous permettront de mieux contraindre la géométrie du disque. Elles sont très importantes pour la communauté scientifique car elles nous informent de la distribution spatiale des positrons et, plus elles seront précises, plus il sera facile de discriminer certaines sources de positrons.

Mais SPI n'est pas qu'un simple imageur. Les performances spectroscopiques de SPI ont permis de révéler le spectre de l'émission d'annihilation des positrons avec une précision jamais égalée par le passé et ce, malgré un rapport signal/bruit de $\sim (1 - 2) \%$. Le spectre de l'émission d'annihilation dans le bulbe Galactique se compose de (1) une raie large de FWHM ~ 5.4 keV avec un flux de $\sim 0.4 \times 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, (2) une raie fine de FWHM ~ 1.3 keV avec un flux de $0.7 \times 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et (3) un continuum positronium d'un flux total de $4.2 \times 10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [Jean *et al.* 2006].

Encore une fois, au moment de la publication de ce spectre, la statistique sur les données acquises par SPI était insuffisante pour extraire le spectre de l'émission d'annihilation en provenance du disque Galactique. Avec les mesures supplémentaires réalisées ces dernières années, les efforts des astrophysiciens dans leurs analyses et interprétations des données de SPI continuent. Malheureusement, la perte de deux détecteurs du plan de détection de SPI complique l'extraction du spectre de l'émission d'annihilation des positrons (nous rappelons qu'à l'origine, le plan de détection de SPI se composait de 19 détecteurs).

Les implications astrophysiques des résultats déduits des observations de SPI sont complexes et la modélisation peut nous aider à les interpréter. Cette modélisation est ardue et nécessite de s'intéresser (1) aux mécanismes de production des positrons pour l'ensemble des différentes sources, (2) au transport des positrons dans le milieu interstellaire et (3) aux processus d'annihilation des positrons. Il est important de bien identifier les processus d'annihilation des positrons pour pouvoir modéliser l'émission d'annihilation. De plus, il est important de déterminer la distance parcourue par les positrons dans le milieu interstellaire car, pour chaque source, cette distance permet de délimiter la distribution spatiale des positrons autour de leur point d'origine. C'est pourquoi, pour la présente thèse, nous nous sommes intéressés plus particulièrement aux points (3) et (2).

L'étude des différents processus d'annihilation des positrons montre que la forme spectrale de l'émission d'annihilation dépend des conditions physiques (température, densité, abondance) du milieu dans lequel les positrons s'annihilent. Nous avons modélisé la forme spectrale de l'émission d'annihilation dans les différentes phases du milieu interstellaire. Puis, pour identifier la phase d'annihilation des positrons, nous avons ajusté ces modèles théoriques aux données recueillies par SPI. Cet ajustement permet de conclure que la phase atomique tiède et la phase ionisée tiède sont responsables de $\sim 49 \%$ et $\sim 51 \%$, respectivement, du flux d'annihilation en provenance le bulbe Galactique. L'analyse spectrale n'exclut pas que $\sim 23 \%$ de l'intensité de l'émission puisse provenir de la phase froide.

Le modèle de distribution spatiale du gaz interstellaire dans le bulbe Galactique montre que le gaz moléculaire est le plus abondant, en masse, dans la zone centrale moléculaire (CMZ pour *central molecular zone*). Cependant, la phase moléculaire occupe une très faible fraction du volume. D'un autre côté, on peut supposer que le milieu inter-nuage de la CMZ est fortement ionisé par la présence d'un grand nombre d'amas stellaires composés de plus d'une centaine d'étoiles de type O-B [Portegies Zwart *et al.* 2001]. Dans les parties extérieures du bulbe Galactique, et notamment dans la barre *gazeuse* (principalement composée d'hydrogène atomique et moléculaire), l'hydrogène ionisé se fait plus rare. À partir du modèle de distribution spatiale du gaz que nous avons construit (voir Fig. 3.6), on peut prédire que le spectre d'annihilation des positrons Galactiques se compose d'une raie large – due à la formation de positronium en vol via l'échange de charge avec les atomes d'hydrogène – dans les parties externes ($|l| \gtrsim 3^\circ$) et d'une raie fine – due à l'annihilation de positrons avec des électrons libres – dans les parties internes du bulbe Galactique. Ces prédictions sont en bon accord avec les analyses préliminaires du spectre de l'émission d'annihilation des positrons dans le bulbe Galactique (Jean, communication privée).

Le spectre mesuré par SPI indique également que les positrons ne s'annihilent pas dans la phase chaude alors que cette phase occupe une grande fraction du volume. Pourquoi ? La réponse à cette question peut être donnée : en raison de sa faible densité ($\sim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$), la phase chaude ne peut stopper le flux de positrons qui la traverse.

Par le passé, il a toujours été supposé que les positrons s'annihilaient au voisinage de leur source ; ce qui impliquait que la distribution spatiale de l'émission d'annihilation des positrons était identique à celle des sources potentielles de positrons. Au vu des récents résultats fournis par SPI et compte tenu des énergies de production et d'annihilation des positrons, le transport des positrons dans la Galaxie semble être nécessaire pour expliquer les observations. En conséquence, nous avons étudié les différents mécanismes pouvant jouer un rôle dans le transport des positrons.

On distingue deux modes de propagation des positrons dans le milieu interstellaire : (1) la diffusion via des interactions résonnantes entre les positrons les ondes d'Alfvén ou (2) le transport collisionnel des positrons.

Dans les phases neutres du milieu interstellaire, les collisions neutre-ion ne permettent pas aux ondes d'Alfvén de survivre. Par conséquent, les positrons se propagent selon le mode collisionnel. Leurs trajectoires suivent alors les lignes de champ magnétique et sont, par moments, défléchies par des collisions avec des particules. Dans le cas d'un transport purement collisionnel, la distance parcourue par les positrons thermalisés est négligeable devant la distance qu'ils parcourent pendant leur période de ralentissement.

Dans les milieux ionisés, les ondes d'Alfvén peuvent se développer jusqu'à des échelles comparables au rayon de Larmor des positrons. La diffusion par les ondes d'Alfvén y est donc possible. Cependant, en raison du niveau élevé d'anisotropie du champ magnétique à ces échelles, la diffusion par les ondes d'Alfvén reste incertaine.

À partir de nos modèles, nous avons montré que la distance parcourue par les positrons au cours de leur vie dépend fortement de leur énergie initiale et de l'environnement dans lequel ils sont injectés. Par conséquent, la solution du problème concernant le transport des positrons est spécifique à chaque source de positrons. En combinant les outils déve-

loppés pour traiter le transport des positrons dans le milieu interstellaire au modèle de distribution spatiale du gaz dans le bulbe, qui vient compléter le modèle de distribution spatiale du gaz interstellaire dans le disque Galactique [Ferrière 1998a, 2001], nous serons en mesure de produire un modèle réaliste de l'émission d'annihilation des positrons qui pourra être comparé aux données fournies par SPI. Avant cela, il faudra tout d'abord clarifier la situation concernant la diffusion par les ondes d'Alfvén dans la phase ionisée tiède et la phase chaude du milieu interstellaire. De plus, dans le régime transport collisionnel, les positrons voyagent dans le milieu interstellaire en suivant les lignes de champ magnétique. Il sera donc important de définir la topologie du champ magnétique de la Galaxie et, plus particulièrement, dans les régions centrales de la Galaxie où la majorité des positrons s'annihilent.

SPI a permis d'ouvrir une porte sur notre connaissance de l'émission d'annihilation des positrons en apportant une nouvelle image du ciel. Mais la question de l'origine des positrons n'a toujours pas trouvé sa solution. A l'heure actuelle, une asymétrie par rapport au centre Galactique est détectée dans l'intensité de l'émission d'annihilation [Weidenspointner *et al.*, 2008a, 2008b]. Cette asymétrie est compatible avec la distribution spatiale des LMXB dans la Galaxie. Avec un rapport de luminosité B/D proche de celui mesuré par SPI et une production de positrons à des vitesses $\lesssim 0.7c$ (i.e. des énergies cinétiques $\lesssim 200$ keV), plutôt favorables à un transport des positrons sur de *courtes* distances, les LMXB sont de bonnes candidates pour la production des positrons Galactique. Pour confirmer cette hypothèse, il nous faut continuer nos investigations dans la modélisation de l'émission d'annihilation des positrons, et plus particulièrement dans le cadre de l'étude du transport des positrons dans le milieu interstellaire.

L'accumulation de données supplémentaires nous permettra de mieux caractériser cette émission et de contraindre nos modèles. En cela, nous ne devons pas cesser de lever nos regards vers le ciel, que ce soit avec INTEGRAL ou la prochaine génération d'instruments. Ainsi, l'*Advanced Compton Telescope* (ACT), actuellement à l'étude aux Etats Unis [Boggs *et al.* 2004], d'une plus grande sensibilité qu'INTEGRAL, permettra de réaliser des cartes du ciel et des spectres de l'émission d'annihilation des positrons d'une plus grande précision. Le *Gamma Ray Imager* (GRI), qui a pour but de focaliser le flux de photons gamma afin d'accroître la sensibilité pour la détection des sources ponctuelles, sera d'une aide précieuse pour approfondir notre compréhension des sources possibles des positrons. En effet, cette nouvelle technologie, en développement au CERN [Knödseder & The Gri Consortium 2006], permettra d'étudier entre autres les novae et les supernovae et offrira la possibilité de détecter l'émission *prompte* de l'annihilation dans l'éjecta et de contraindre la fraction et l'énergie d'échappement des positrons. Les microquasars pourraient injecter des positrons dans le milieu interstellaire avec des vitesses comprises entre $0.2c$ et $0.7c$ [Guessoum *et al.* 2006]. Cependant, il existe certaines observations [Corbel *et al.* 2002] témoignant de l'existence de processus de ré-accélération pouvant permettre d'injecter des positrons ultra-relativistes dans le milieu interstellaire. Pour des sources produisant ce type de positrons, tel que les microquasars où les pulsars, le *Gamma-ray Large Area Space Telescope* (GLAST), dont le lancement est prévu en 2008, offrira de bonnes opportunités pour la recherche et l'étude de la signature de l'émission d'annihilation en vol des positrons au voisinage de ces sources.

Bibliographie

- A. AFFLERBACH, E. CHURCHWELL ET M. W. WERNER.
Galactic Abundance Gradients from Infrared Fine-Structure Lines in Compact HII Regions.
ApJ, vol. 478 p. 190, 1997.
- B. AGRINIER, Y. KOECHLIN, B. PARLIER, J. PAUL, J. VASSEUR, G. BOELLA, C. DILWORTH, L. SCARSI, G. SIRONI ET A. RUSSO.
East-West asymmetry and charge sign ratio of primary cosmic-ray electrons at 8.3 GeV rigidity cut-off.
Nuovo Cimento Lettere, vol. 1 p. 53–56, 1969.
- F. ALBERNHE, J. F. LEBORGNE, G. VEDRENNE, D. BOCLET, P. DUROUCHOUX ET J. M. DA COSTA.
Detection of the positron annihilation gamma ray line from the Galactic Center region.
A&A, vol. 94 p. 214–218, 1981.
- T. ALLAIN, S. LEACH ET E. SEDLMAYR.
Photodestruction of PAHs in the interstellar medium. I. Photodissociation rates for the loss of an acetylenic group.
A&A, vol. 305 p. 602, 1996a.
- T. ALLAIN, S. LEACH ET E. SEDLMAYR.
Photodestruction of PAHs in the interstellar medium. II. Influence of the states of ionization and hydrogenation.
A&A, vol. 305 p. 616, 1996b.
- L. J. ALLAMANDOLA, A. G. G. M. TIELENS ET J. R. BARKER.
Polycyclic aromatic hydrocarbons and the unidentified infrared emission bands - Auto exhaust along the Milky Way.
ApJ, vol. 290 p. L25–L28, 1985.
- 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, vol. 545 p. 290–300, 2000.
- C. D. ANDERSON.
The Positive Electron.
Physical Review, vol. 43 p. 491–494, 1933.
-

- N. ARIMOTO, Y. SOFUE ET T. TSUJIMOTO.
CO – to – H₂ Conversion Factor in Galaxies.
PASJ, vol. 48 p. 275–284, 1996.
- E. A. G. ARMOUR, D. J. BAKER ET M. PLUMMER.
The theoretical treatment of low-energy e⁺ – H₂ scattering using the Kohn variational method.
Journal of Physics B Atomic Molecular Physics, vol. 23 p. 3057–3074, 1990.
- 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, vol. 368 p. 1695–1705, 2006.
- E. ATHANASSOULA.
Morphology of bar orbits.
MNRAS, vol. 259 p. 328–344, 1992.
- J. BALLY, A. A. STARK, R. W. WILSON ET C. HENKEL.
Galactic center molecular clouds. I - Spatial and spatial-velocity maps.
ApJS, vol. 65 p. 13–82, 1987.
- J. BALLY, A. A. STARK, R. W. WILSON ET C. HENKEL.
Galactic center molecular clouds. II - Distribution and kinematics.
ApJ, vol. 324 p. 223–247, 1988.
- E. A. BALTZ ET J. EDSJÖ.
Positron propagation and fluxes from neutralino annihilation in the halo.
Phys. Rev. Dp. 023511, 1999.
- L. BARNES, S. GILBERT ET C. SURKO.
Energy-resolved positron annihilation for molecules.
Physical Review a, vol. 67, 2003.
- O. S. BARTUNOV, I. N. MAKAROVA ET D. I. TSVETKOV.
The radial distribution of supernovae in galaxies.
A&A, vol. 264 p. 428–432, 1992.
- J. F. BEACOM ET H. YÜKSEL.
Stringent Constraint on Galactic Positron Production.
Physical Review Letters p. 071102, 2006.
- A. M. BELOBORODOV.
Electron-positron outflows from gamma-ray emitting accretion discs.
MNRAS, vol. 305 p. 181–189, 1999.
- R. A. BENJAMIN, E. CHURCHWELL, B. L. BABLER, R. INDEBETOUW, M. R. MEADE,
B. A. WHITNEY, C. WATSON, M. G. WOLFIRE, M. J. WOLFF, R. IGNACE, T. M.
BANIA, S. BRACKER, D. P. CLEMENS, L. CHOMIUK, M. COHEN, J. M. DICKEY,
-

- J. M. JACKSON, H. A. KOBULNICKY, E. P. MERCER, J. S. MATHIS, S. R. STOLOVY ET B. UZPEN.
First GLIMPSE Results on the Stellar Structure of the Galaxy.
ApJ, vol. 630 p. L149–L152, 2005.
- A. K. BHATIA, R. J. DRACHMAN ET A. TEMKIN.
Annihilation during positron-hydrogen collisions : Addendum and erratum.
Phys. Rev. A, vol. 16 p. 1719–1722, 1977.
- M. BIASINI, G. FERRO, M. A. MONGE, G. DI FRANCIA ET V. LA FERRARA.
Study of the structure of porous silicon via positron annihilation experiments .
Journal of Physics Condensed Matter, vol. 12 p. 5961–5970, 2000.
- J. BINNEY, O. E. GERHARD, A. A. STARK, J. BALLY ET K. I. UCHIDA.
Understanding the kinematics of Galactic centre gas.
MNRAS, vol. 252 p. 210–218, 1991.
- J. J. BINNEY ET N. W. EVANS.
Cuspy dark matter haloes and the Galaxy.
MNRAS, vol. 327 p. L27–L31, 2001.
- 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 p. 699–726, 1933.
- J. B. G. M. BLOEMEN, L. BLITZ ET W. HERMSEN.
The radial distribution of galactic gamma-rays. I - Emissivity and extent in the outer galaxy.
ApJ, vol. 279 p. 136–143, 1984.
- C. BOEHM, D. HOOPER, J. SILK, M. CASSE ET J. PAUL.
MeV Dark Matter : Has It Been Detected ?
Physical Review Letters p. 101301, 2004.
- S. E. BOGGS, W. COBURN, D. M. SMITH, J. D. BOWEN, P. JEAN, J. M. KREGENOW, R. P. LIN ET P. VON BALLMOOS.
Overview of the nuclear Compton telescope.
New Astronomy Review, vol. 48 p. 251–255, 2004.
- 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. DEKHAVANOV ET N. KHAVENSON.
Sigma discovery of variable $e^+ - e^-$ annihilation radiation from the near Galactic center variable compact source 1E 1740.7 - 2942.
ApJ, vol. 383 p. L45–L48, 1991.
-

- F. BOULANGER, A. ABERGEL, J.-P. BERNARD, W. B. BURTON, F.-X. DESERT, D. HARTMANN, G. LAGACHE ET J.-L. PUGET.
The dust/gas correlation at high Galactic latitude.
A&A, vol. 312 p. 256–262, 1996.
- D. I. BRITTON, S. AHMAD, D. A. BRYMAN, R. A. BURNHAM, E. T. H. CLIFFORD, P. KITCHING, Y. KUNO, J. A. MACDONALD, T. NUMAO, A. OLIN, J.-M. POU-TISSOU ET M. S. DIXIT.
Measurement of the $\pi^+ \rightarrow e^+\nu$ branching ratio.
Physical Review D, vol. 49 p. 28–39, 1994.
- L. BRONFMAN.
Molecular Clouds and Young Massive Stars in the Galactic Disk.
In L. Blitz, editor, *The center, bulge, and disk of the Milky Way*, volume 180 of *Astrophysics and Space Science Library*, page 131, 1992.
- L. BRONFMAN, R. S. COHEN, H. ALVAREZ, J. MAY ET P. THADDEUS.
A CO survey of the southern Milky Way - The mean radial distribution of molecular clouds within the solar circle.
ApJ, vol. 324 p. 248–266, 1988.
- B. L. BROWN ET M. LEVENTHAL.
Laboratory simulation of direct positron annihilation in a neutral-hydrogen galactic environment.
Physical Review Letters, vol. 57 p. 1651–1654, 1986.
- B. L. BROWN, M. LEVENTHAL ET A. P. MILLS, JR.
Direct-annihilation fraction of positrons in a neutral low-density galactic environment.
Phys. Rev. A, vol. 33 p. 2281–2283, 1986.
- B. L. BROWN, M. LEVENTHAL, J. MILLS, A. P. ET D. W. GIDLEY.
Positron annihilation in a simulated low-density galactic environment.
Physical Review Letters, vol. 53 p. 2347–2350, 1984.
- V. V. BURDYUZH, V. L. KAUTS ET N. P. YUDIN.
The possibility of observation of the L-alpha-line of positronium ($e^+ e^-$) from astronomical objects.
A&A, vol. 255 p. 459–461, 1992.
- W. B. BURTON ET H. S. LISZT.
The gas distribution in the central region of the Galaxy. I - Atomic hydrogen.
ApJ, vol. 225 p. 815–842, 1978.
- W. B. BURTON ET H. S. LISZT.
The gas distribution in the central region of the Galaxy. V - ^{12}CO in the direction of the Sagittarius source complex.
A&AS, vol. 95 p. 9–39, 1992.
-

-
- R. W. BUSSARD, R. RAMATY ET R. J. DRACHMAN.
The annihilation of galactic positrons.
ApJ, vol. 228 p. 928–934, 1979.
- C. P. CAMPBELL, M. T. MCALINDEN, A. A. KERNOGHAN ET H. R. J. WALTERS.
Positron collisions with one- and two-electron atoms.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, vol. 143 p. 41–56, 1998.
- R. I. CAMPEANU ET J. W. HUMBERSTON.
Diffusion of positrons in helium gas .
Journal of Physics B Atomic Molecular Physics, vol. 10 p. 239–250, 1977a.
- R. I. CAMPEANU ET J. W. HUMBERSTON.
The scattering of s-wave positrons by helium .
Journal of Physics B Atomic Molecular Physics, vol. 10 p. L153–L158, 1977b.
- E. CAPPELLARO, M. TURATTO, D. Y. TSVETKOV, O. S. BARTUNOV, C. POLLAS,
R. EVANS ET M. HAMUY.
The rate of supernovae from the combined sample of five searches.
A&A, vol. 322 p. 431–441, 1997.
- F. CHABERLOT.
*La Voie Lactée : Histoire des conceptions et des modèle de notre Galaxie des temps
anciens aux années 1930.*
CNRS, histoire des sciences. CNRS éditions, 2003.
- K.-W. CHAN ET R. E. LINGENFELTER.
Positrons from supernovae.
ApJ, vol. 405 p. 614–636, 1993.
- C. G. L. CHAPUIS, P. WALLYN ET P. DUROUCHOUX.
The positronium fraction before thermalization in helium.
ApJ, vol. 92 p. 545–547, 1994.
- M. CHARLTON, T. C. GRIFFITH, G. R. HEYLAND, K. S. LINES ET G. L. WRIGHT.
The energy dependence of positronium formation in gases .
Journal of Physics B Atomic Molecular Physics, vol. 13 p. L757–L760, 1980.
- M. CHARLTON ET J. W. HUMBERSTON.
Positron Physics.
Cambridge, UK : Cambridge University Press, 2000.
- K. S. CHENG, D. O. CHERNYSHOV ET V. A. DOGIEL.
Annihilation Emission from the Galactic Black Hole.
ApJ, vol. 645 p. 1138–1151, 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, vol. 473 p. 351–356, 2007.
-

- E. CHURAZOV, R. SUNYAEV, S. SAZONOV, M. REVNIVTSEV ET D. VARSHALOVICH.
Positron annihilation spectrum from the Galactic Centre region observed by SPI/INTEGRAL.
MNRAS, vol. 357 p. 1377–1386, 2005.
- R. CIARDULLO, P. TAMBLYN, G. H. JACOBY, H. C. FORD ET R. E. WILLIAMS.
The nova rate in the elliptical component of NGC 5128.
AJ, vol. 99 p. 1079–1087, 1990.
- D. D. CLAYTON.
Galaxy-Positronium origin of 476 keV galactic feature.
Nature, vol. 244 p. 137, 1973.
- D. P. CLEMENS, D. B. SANDERS ET N. Z. SCOVILLE.
The large-scale distribution of molecular gas in the first Galactic quadrant.
ApJ, vol. 327 p. 139–155, 1988.
- S. A. COLGATE, A. G. PETSCHER ET J. T. KRIESE.
The luminosity of type I supernovae.
ApJ, vol. 237 p. L81–L85, 1980.
- G. CONTOPOULOS ET C. MERTZANIDES.
Inner Lindblad resonance in galaxies : Nonlinear theory. II - Bars.
A&A, vol. 61 p. 477–485, 1977.
- G. CONTOPOULOS ET T. PAPAYANNOPOULOS.
Orbits in weak and strong bars.
A&A, vol. 92 p. 33–46, 1980.
- S. CORBEL, R. P. FENDER, A. K. TZIOUMIS, J. A. TOMSICK, J. A. OROSZ, J. M. MILLER, R. WIJNANDS ET P. KAARET.
Large-Scale, Decelerating, Relativistic X-ray Jets from the Microquasar XTE J1550-564.
Science, vol. 298 p. 196–199, 2002.
- J. CORDES ET J. LAZIO.
Interstellar Scintillation and SETI.
In G. S. Shostak, editor, *Third Decennial US-USSR Conference on SETI*, volume 47 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 143, 1993.
- 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, vol. astro-ph/0207156, 2002.
- J. M. CORDES ET T. J. W. LAZIO.
NE2001. II. Using Radio Propagation Data to Construct a Model for the Galactic Distribution of Free Electrons.
ArXiv Astrophysics e-prints, vol. astro-ph/0301598, 2003.
-

- J. M. CORDES, M. RYAN, J. M. WEISBERG, D. A. FRAIL ET S. R. SPANGLER.
The Galactic distribution of free electrons.
Nature, vol. 354 p. 121–124, 1991.
- C. J. CRANNELL, G. JOYCE, R. RAMATY ET C. WERNTZ.
Formation of the 0.511 MeV line in solar flares.
ApJ, vol. 210 p. 582–592, 1976.
- S. DANNEFAER, D. KERR, D. CRAIGEN, T. BRETAGNON, T. TALIERCIO ET A. FOU-CARAN.
A positron annihilation investigation of porous silicon.
Journal of Applied Physics, vol. 79 p. 9110–9117, 1996.
- P. C. DAWSON ET R. G. JOHNSON.
The Visibility of Galactic Supernovae.
JRASC, vol. 88 p. 369–383, 1994.
- M. DELLA VALLE ET M. LIVIO.
On the nova rate in the Galaxy.
A&A, vol. 286 p. 786–788, 1994.
- C. D. DERMER.
Binary collision rates of relativistic thermal plasmas. II - Spectra.
ApJ, vol. 307 p. 47–59, 1986.
- C. D. DERMER ET R. J. MURPHY.
Annihilation radiation in the Galaxy.
In A. Gimenez, V. Reglero ET C. Winkler, editors, *Exploring the Gamma-Ray Universe*, volume 459 of *ESA Special Publication*, pages 115–122, 2001.
- F.-X. DESERT, F. BOULANGER ET J. L. PUGET.
Interstellar dust models for extinction and emission.
A&A, vol. 237 p. 215–236, 1990.
- L. M. DIANA, P. G. COLEMAN, D. L. BROOKS, P. K. PENDLETON ET D. M. NORMAN.
Positronium formation cross sections in He and H₂ at intermediate energies.
Phys. Rev. A, vol. 34 p. 2731–2737, 1986.
- J. M. DICKEY ET F. J. LOCKMAN.
H_I in the Galaxy.
ARA&A, vol. 28 p. 215–261, 1990.
- P. A. M. DIRAC.
A Theory of Electrons and Protons.
Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences p. 360–365, 1930a.
-

P. A. M. DIRAC.

On the annihilation of positrons and electrons.

Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 1930b.

B. T. DRAINE.

Interstellar Dust Grains.

ARA&A, vol. 41 p. 241–289, 2003.

B. T. DRAINE.

Interstellar Dust.

In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 36 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1614, 2004a.

B. T. DRAINE.

Origin and Evolution of the Elements, chapter Interstellar Dust, page 317.
2004b.

X. DUPAC, J.-P. BERNARD, N. BOUDET, M. GIARD, J.-M. LAMARRE, C. MÉNY,
F. PAJOT, I. RISTORCELLI, G. SERRA, B. STEPNIK ET J.-P. TORRE.

Inverse temperature dependence of the dust submillimeter spectral index.

A&A, vol. 404 p. L11–L15, 2003.

A. DUPASQUIER ET A. J. J. MILLS.

Positron Solid-State Physics.

In V. . A. I. Press, editor, *Proc. Internat. School of Physics "Enrico Fermi"*, volume
Course CXXV, 1995.

T. ERBER.

High-Energy Electromagnetic Conversion Processes in Intense Magnetic Fields.

Reviews of Modern Physics, vol. 38 p. 626–659, 1966.

R. D. EVANS.

The Atomic Nucleus, volume Lybrary of Congress Catalog Card Number 55-7275.

McGraw-Hill Book Company, fourteenth printing edition, 1975.

E. FERMI.

Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I.

Zeitschrift fur Physik, vol. 88 p. 161, 1934.

K. FERRIÈRE.

*Global Model of the Interstellar Medium in Our Galaxy with New Constraints on the
Hot Gas Component.*

ApJ, vol. 497 p. 759, 1998a.

K. FERRIÈRE.

The Hot Gas Filling Factor in Our Galaxy.

ApJ, vol. 503 p. 700–716, 1998b.

K. FERRIÈRE.

The interstellar environment of our galaxy.

Reviews of Modern Physics, vol. 73 p. 1031–1066, 2001.

K. FERRIÈRE.

The interstellar medium of our Galaxy.

In E. Parizot, A. Marcowith, V. Tatischeff ET G. Pelletier, editors, *Physique et astrophysique du rayonnement cosmique*, pages 7–26. Observatoire Astronomique de Strasbourg, Société Française d’Astronomie et d’Astrophysique (SF2A), 2003.

K. FERRIÈRE, W. GILLARD ET P. JEAN.

Spatial Distribution of Interstellar Gas in the Innermost 3 kpc of our Galaxy.

A&A, vol. 467 p. 611–627, 2007.

G. J. FISHMAN ET D. D. CLAYTON.

Nuclear Gamma Rays from ${}^7\text{Li}$ in the Galactic Cosmic Radiation.

ApJ, vol. 178 p. 337–340, 1972.

L. S. FORNARI, L. M. DIANA ET P. G. COLEMAN.

Positronium formation in collisions of positrons with He, Ar, and H_2 .

Physical Review Letters, vol. 51 p. 2276–2279, 1983.

D. FROMME, G. KRUSE, W. RAITH ET G. SINAPIUS.

Partial cross-section measurements for ionization of helium by positron impact.

Physical Review Letters, vol. 57 p. 3031–3034, 1986.

A. S. GHOSH, N. C. SIL ET P. MANDAL.

Positron-atom and positron-molecule collisions.

Phys. Rep., vol. 87 p. 313–406, 1982.

R. L. GOLDEN, B. G. MAUGER, S. HORAN, S. A. STEPHENS, R. R. DANIEL, G. D. BADHWAR, J. L. LACY ET J. E. ZIPSE.

Observation of cosmic ray positrons in the region from 5 to 50 GeV.

A&A, vol. 188 p. 145–154, 1987.

R. J. GOULD.

Direct positron annihilation and positronium formation in thermal plasmas.

ApJ, vol. 344 p. 232–238, 1989.

I. A. GRENIER, J.-M. CASANDJIAN ET R. TERRIER.

Unveiling Extensive Clouds of Dark Gas in the Solar Neighborhood.

Science, vol. 307 p. 1292–1295, 2005.

G. F. GRIBAKIN.

Mechanisms of positron annihilation on molecules.

Phys. Rev. Ap. 022720, 2000.

- 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, vol. 391 p. 923–944, 2002.
- N. GUESSOUM, P. JEAN ET W. GILLARD.
The lives and deaths of positrons in the interstellar medium.
A&A, vol. 436 p. 171–185, 2005.
- N. GUESSOUM, P. JEAN ET N. PRANTZOS.
Microquasars as sources of positron annihilation radiation.
A&A, vol. 457 p. 753–762, 2006.
- N. GUESSOUM, R. RAMATY ET R. E. LINGENFELTER.
Positron annihilation in the interstellar medium.
ApJ, vol. 378 p. 170–180, 1991.
- P. GUTHRIE ET E. TADEMARU.
Galactic centre-Origin of γ -ray line.
Nature, vol. 241 p. 77, 1973.
- A. K. HARDING ET R. RAMATY.
The Pulsar Contribution to Galactic Cosmic Ray Protons.
In *International Cosmic Ray Conference*, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference*, page 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.
ApJ, vol. 501 p. L55–L58, 1998.
- K. HATANO, D. BRANCH, A. FISHER ET S. STARRFIELD.
On the spatial distribution and occurrence rate of Galactic classical novae.
MNRAS, vol. 290 p. 113–118, 1997a.
- K. HATANO, A. FISHER ET D. BRANCH.
Extending the model of Dawson & Johnson for the observability of supernovae.
MNRAS, vol. 290 p. 360–366, 1997b.
- 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, vol. 201 p. 593–602, 1975.
- C. HEILES.
The McKee/Ostriker Model : Paradigm ?
In C. E. Woodward, M. D. Bica ET J. M. Shull, editors, *Tetons 4 : Galactic Structure*,
-

-
- Stars and the Interstellar Medium*, volume 231 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 294–317, 2001.
- G. M. HEILIGMAN.
Molecular gas within 2 deg of the Galactic center. I - Survey of ^{13}CO emission.
ApJ, vol. 314 p. 747–765, 1987.
- M. HERNANZ, J. GÓMEZ-GOMAR ET J. JOSÉ.
The prompt gamma-ray emission of novae.
New Astronomy Review, vol. 46 p. 559–563, 2002.
- 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.
ApJ, vol. 526 p. L97–L100, 1999.
- P. HERTZ ET J. E. GRINDLAY.
The Einstein galactic plane survey - Statistical analysis of the complete X-ray sample.
ApJ, vol. 278 p. 137–149, 1984.
- J. C. HIGDON ET W. A. FOWLER.
Gamma-ray constraints on ^{22}Na yields in nova explosions.
ApJ, vol. 317 p. 710–716, 1987.
- P. HOEFLICH, J. C. WHEELER ET F. K. THIELEMANN.
Type IA Supernovae : Influence of the Initial Composition on the Nucleosynthesis, Light Curves, and Spectra and Consequences for the Determination of Omega M and Lambda.
ApJ, vol. 495 p. 617, 1998.
- P. HOFLICH.
Analysis of the type IA supernova SN 1994D.
ApJ, vol. 443 p. 89–108, 1995.
- P. HOFLICH, A. M. KHOKHLOV ET J. C. WHEELER.
Delayed detonation models for normal and subluminous type IA supernovae : Absolute brightness, light curves, and molecule formation.
ApJ, vol. 444 p. 831–847, 1995.
- D. HOOPER ET L.-T. WANG.
Possible evidence for axino dark matter in the galactic bulge.
Phys. Rev. Dp. 063506, 2004.
- F. HOYLE ET D. D. CLAYTON.
Nucleosynthesis in white-dwarf atmospheres.
ApJ, vol. 191 p. 705–710, 1974.
- P. A. HUTTUNEN, J. MÄKINEN, D. T. BRITTON, E. SOININEN ET A. VEHANEN.
Temperature dependence of thermal positron branching at metal surfaces.
Phys. Rev. B, vol. 42 p. 1560–1573, 1990.
-

- K. IWATA, R. G. GREAVES, T. J. MURPHY, M. D. TINKLE ET C. M. SURKO.
Measurements of positron-annihilation rates on molecules.
Phys. Rev. A, vol. 51 p. 473–487, 1995.
- K. IWATA, R. G. GREAVES ET C. M. SURKO.
 γ -ray spectra from positron annihilation on atoms and molecules.
Phys. Rev. A, vol. 55 p. 3586–3604, 1997.
- K. IWATA, G. F. GRIBAKIN, R. G. GREAVES, C. KURZ ET C. M. SURKO.
Positron annihilation on large molecules.
Phys. Rev. Ap. 022719, 2000.
- P. JEAN, M. HERNANZ, J. GÓMEZ-GOMAR ET J. JOSÉ.
Galactic 1.275 MeV emission from ONe novae and its detectability by INTEGRAL/SPI.
MNRAS, vol. 319 p. 350–364, 2000.
- P. JEAN, J. KNÖDLSIEDER, W. GILLARD, N. GUESSOUM, K. FERRIÈRE, A. MARCO-
WITH, V. LONJOU ET J. P. ROQUES.
Spectral analysis of the Galactic e^+e^- annihilation emission.
A&A, vol. 445 p. 579–589, 2006.
- P. JEAN, J. KNÖDLSIEDER, V. LONJOU, M. ALLAIN, J.-P. ROQUES, G. K. SKIN-
NER, B. J. TEEGARDEN, G. VEDRENNE, P. VON BALLMOOS, B. CORDIER, P. CA-
RAVEO, R. DIEHL, P. DUROUCHOUX, P. MANDROU, J. MATTESON, N. GEH-
RELS, V. SCHÖNFELDER, A. W. STRONG, P. UBERTINI, G. WEIDENSPONTNER
ET C. WINKLER.
*Early SPI/INTEGRAL measurements of 511 keV line emission from the 4th quadrant
of the Galaxy.*
A&A, vol. 407 p. L55–L58, 2003.
- P. JEAN, J. E. NAYA ET P. VON BALLMOOS.
Performance of an INTEGRAL Spectrometer Model.
In C. Winkler, T. J.-L. Courvoisier ET P. Durouchoux, editors, *ESA SP-382 : The
Transparent Universe*, page 635, 1997.
- A. JENKINS ET J. BINNEY.
Dynamics of Gas Near the Galactic Centre.
MNRAS, vol. 270 p. 703, 1994.
- W. N. JOHNSON, III, F. R. HARNDEN, JR. ET R. C. HAYMES.
The Spectrum of Low-Energy Gamma Radiation from the Galactic-Center Region.
ApJ, vol. 172 p. L1–L7, 1972.
- G. JUNGMAN, M. KAMIONKOWSKI ET K. GRIEST.
Supersymmetric dark matter.
Phys. Rep., vol. 267 p. 195–373, 1996.
-

- M. KAMIONKOWSKI ET M. S. TURNER.
Distinctive positron feature from particle dark-matter annihilations in the galactic halo.
Phys. Rev. D, vol. 43 p. 1774–1780, 1991.
- V. KARA.
Positron impact ionisation studies.
Thesis, University of London, 1999.
- S. M. KENT, T. M. DAME ET G. FAZIO.
Galactic structure from the Spacelab infrared telescope. II - Luminosity models of the Milky Way.
ApJ, vol. 378 p. 131–138, 1991.
- A. A. KERNOGHAN, D. J. R. ROBINSON, M. T. MCALINDEN ET H. R. J. WALTERS.
Positron scattering by atomic hydrogen .
Journal of Physics B Atomic Molecular Physics, vol. 29 p. 2089–2102, 1996.
- F. J. KERR ET D. LYNDEN-BELL.
Review of galactic constants.
MNRAS, vol. 221 p. 1023–1038, 1986.
- A. KHOKHLOV, E. MUELLER ET P. HOEFLICH.
Light curves of Type IA supernova models with different explosion mechanisms.
A&A, vol. 270 p. 223–248, 1993.
- 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, vol. 559 p. 282–295, 2001.
- R. L. KINZER, W. R. PURCELL ET J. D. KURFESS.
Gamma-Ray Emission from the Inner Galactic Ridge.
ApJ, vol. 515 p. 215–225, 1999.
- J. KNÖDLSIEDER, 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 ^{26}Al line data.
A&A, vol. 344 p. 68–82, 1999a.
- J. KNÖDLSIEDER, D. DIXON, K. BENNETT, H. BLOEMEN, R. DIEHL, W. HERMSEN, U. OBERLACK, J. RYAN, V. SCHÖNFELDER ET P. VON BALLMOOS.
Image reconstruction of COMPTEL 1.8 MeV ^{26}Al line data.
A&A, vol. 345 p. 813–825, 1999b.
- J. KNÖDLSIEDER, 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, vol. 411 p. L457–L460, 2003.
- J. KNÖDLSÉDER, 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, vol. 441 p. 513–532, 2005.
- J. KNÖDLSÉDER ET THE GRI CONSORTIUM.
GRI : The Gamma-Ray Imager mission.
In *36th COSPAR Scientific Assembly*, volume 36 of *COSPAR, Plenary Meeting*, page 151, 2006.
- E. J. KONOPINSKI.
Beta-Decay.
Reviews of Modern Physics, vol. 15 p. 209–245, 1943.
- K. KOYAMA, H. AWAKI, H. KUNIEDA, S. TAKANO ET Y. TAWARA.
Intense 6.7 – keV iron line emission from the Galactic Centre.
Nature, vol. 339 p. 603–605, 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 ?
PASJ, vol. 48 p. 249–255, 1996.
- B. KOZLOVSKY ET R. RAMATY.
478 – keV and 431 – keV Line Emissions from Alpha-Alpha Reactions.
ApJ, vol. 191 p. L43–L44, 1974.
- E. KRUEGEL.
The physics of interstellar dust.
IoP Series in astronomy and astrophysics. Bristol, UK : The Institute of Physics, 2003.
- C. M. G. LATTES, G. P. S. OCCHIALINI ET C. F. POWELL.
Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsion.
Nature, vol. 160 p. 453–456, 1947.
- 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, vol. 384 p. 112–139, 2002.
-

- V. LE PAGE, T. P. SNOW ET V. M. BIERBAUM.
Hydrogenation and Charge States of Polycyclic Aromatic Hydrocarbons in Diffuse Clouds. II. Results.
ApJ, vol. 584 p. 316–330, 2003.
- B. W. LEE ET S. WEINBERG.
Cosmological lower bound on heavy-neutrino masses.
Physical Review Letters, vol. 39 p. 165–168, 1977.
- A. LEGER ET J. L. PUGET.
Identification of the 'unidentified' IR emission features of interstellar dust?
A&A, vol. 137 p. L5–L8, 1984.
- M. D. LEISING ET D. D. CLAYTON.
Positron annihilation gamma rays from novae.
ApJ, vol. 323 p. 159–169, 1987.
- J. LEQUEUX, E. FALGARONE ET C. RYTER.
Le milieu interstellaire.
Savoir Actuel, Série Astrophysique. EDP Science, cnrs edition edition, 2002.
- M. LEVENTHAL ET C. J. MACCALLUM.
Gamma-ray-line astronomy.
Scientific American, vol. 243 p. 62–70, 1980.
- M. LEVENTHAL, C. J. MACCALLUM, A. F. HUTERS ET P. D. STANG.
Current status of the galactic center positron-annihilation source.
ApJ, vol. 302 p. 459–461, 1986.
- M. LEVENTHAL, C. J. MACCALLUM ET P. D. STANG.
Detection of 511 keV positron annihilation radiation from the galactic center direction.
ApJ, vol. 225 p. L11–L14, 1978.
- A. LI ET B. T. DRAINE.
Infrared Emission from Interstellar Dust. II. The Diffuse Interstellar Medium.
ApJ, vol. 554 p. 778–802, 2001.
- R. E. LINGENFELTER ET X.-M. HUA.
Compton backscattered 511 keV annihilation line emission and the 170 keV line from the Galactic center direction.
ApJ, vol. 381 p. 426–438, 1991.
- 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 HI data.
ApJ, vol. 236 p. 779–797, 1980.
-

-
- Q. Z. LIU, J. VAN PARADIJS ET E. P. J. VAN DEN HEUVEL.
A catalogue of high-mass X-ray binaries.
A&AS, vol. 147 p. 25–49, 2000.
- Q. Z. LIU, J. VAN PARADIJS ET E. P. J. VAN DEN HEUVEL.
A catalogue of low-mass X-ray binaries.
A&A, vol. 368 p. 1021–1054, 2001.
- M. LIVIO ET J. W. TRURAN.
On the interpretation and implications of nova abundances : an abundance of riches or an overabundance of enrichments.
ApJ, vol. 425 p. 797–801, 1994.
- V. LONJOU.
L'annihilation des positrons Galactiques : Analyse et Interprétation des données INTEGRAL.
Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2005.
- A. G. LYNE, R. N. MANCHESTER ET J. H. TAYLOR.
The galactic population of pulsars.
MNRAS, vol. 213 p. 613–639, 1985.
- W. J. MACIEL ET C. QUIREZA.
Abundance gradients in the outer galactic disk from planetary nebulae.
A&A, vol. 345 p. 629–634, 1999.
- W. A. MAHONEY, J. C. LING ET W. A. WHEATON.
High-resolution spectrum of the Galactic center.
A&AS, vol. 97 p. 159–163, 1993.
- W. A. MAHONEY, J. C. LING ET W. A. WHEATON.
HEAO 3 observations of the Galactic center 511 keV line.
ApJS, vol. 92 p. 387–391, 1994.
- J. MAKINEN, S. PALKO, J. MARTIKAINEN ET P. HAUTOJARVI.
Positron backscattering probabilities from solid surfaces at 2 – 30 keV .
Journal of Physics Condensed Matter, vol. 4 p. L503–L508, 1992.
- I. MALET, J. P. ROQUES, L. BOUCHET, G. VEDRENNE, J. PAUL, B. CORDIER,
J. BALLEST, F. LEBRUN, R. SUNYAEV, E. CHURAZOV, M. GILFANOV, N. KHAVEN-
SON, A. DYACHKOV, N. KULESHOVA, A. SHEIKHET ET I. TZERENIN.
Sigma observations of the galactic center at 511 keV.
ApJ, vol. 444 p. 222–225, 1995.
- R. N. MANCHESTER, G. B. HOBBS, A. TEOH ET M. HOBBS.
The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue.
AJ, vol. 129 p. 1993–2006, 2005.
-

F. MANNUCCI.

Rates and Progenitors of Type Ia Supernovae.

In M. Turatto, S. Benetti, L. Zampieri ET W. Shea, editors, *1604-2004 : Supernovae as Cosmological Lighthouses*, volume 342 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 140, 2005.

H. S. W. MASSEY ET C. B. O. MOHR.

Gaseous Reactions involving Positronium .

Proceedings of the Physical Society A, vol. 67 p. 695–704, 1954.

J. MATTESON, M. PELLING, B. BOWMAN, M. BRIGGS, D. GRUBER, R. LINGENFELTER, L. PETERSON, R. LIN, D. SMITH ET P. FEFFER.

An observation of the Galactic center region with the HEXAGONE high resolution gamma-ray spectrometer.

In P. Durouchoux ET N. Prantzos, editors, *AIP Conf. Proc. 232 : Gamma-Ray Line Astrophysics*, pages 45–51, 1991.

C. F. MCKEE ET J. P. OSTRIKER.

A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate.

ApJ, vol. 218 p. 148–169, 1977.

U. MEBOLD ET D. L. HILLS.

The intercloud H I gas in the direction of Cassiopeia A and Cygnus A.

A&A, vol. 42 p. 187–194, 1975.

P. G. MEZGER, W. J. DUSCHL ET R. ZYLKA.

The Galactic Center : a laboratory for AGN ?

A&A Rev., vol. 7 p. 289–388, 1996.

A. P. MILLS, JR., E. D. SHAW, R. J. CHICHESTER ET D. M. ZUCKERMAN.

Search for adiabatic positronium emission from a metal surface.

Phys. Rev. B, vol. 40 p. 8616–8619, 1989.

P. A. MILNE, J. D. KURFESS, R. L. KINZER ET M. D. LEISING.

Supernovae and positron annihilation radiation.

New Astronomy Review, vol. 46 p. 553–558, 2002a.

P. A. MILNE, J. D. KURFESS, R. L. KINZER, M. D. LEISING ET D. D. DIXON.

Investigations of Positron Annihilation Radiation.

In M. L. McConnell ET J. M. Ryan, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, page 21, 2000.

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, editors, *ESA SP-459 : Exploring the Gamma-Ray Universe*, pages 145–148, 2001.

- P. A. MILNE, J. D. KURFESS, M. S. STRICKMAN ET M. D. LEISING.
Galactic Positron Annihilation Radiation.
In *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 676, 2002b.
- P. A. MILNE, L.-S. THE ET M. D. LEISING.
Positron Escape from Type IA Supernovae.
ApJS, vol. 124 p. 503–526, 1999.
- R. MISRA ET F. MELIA.
Formation of a Jet in the Galactic Center Black Hole Candidate 1E 1740.7-2942.
ApJ, vol. 419 p. L25, 1993.
- A. MOKRUSHIN, I. BARDYSHEV, N. SEREBRYAKOVA ET V. STARKOV.
Positron annihilation and infrared spectroscopy studies of porous silicon.
Physica Status Solidi Applied Research, vol. 197 p. 212–216, 2003.
- B. MOORE, S. GHIGNA, F. GOVERNATO, G. LAKE, T. QUINN, J. STADEL ET P. TOZZI.
Dark Matter Substructure within Galactic Halos.
ApJ, vol. 524 p. L19–L22, 1999.
- M. MORRIS ET E. SERABYN.
The Galactic Center Environment.
ARA&A, vol. 34 p. 645–702, 1996.
- I. V. MOSKALENKO ET A. W. STRONG.
Production and Propagation of Cosmic-Ray Positrons and Electrons.
ApJ, vol. 493 p. 694–707, 1998.
- J. MOXOM, G. LARICCHIA ET M. CHARLTON.
Total ionization cross sections of He, H₂ and Ar by positron impact .
Journal of Physics B Atomic Molecular Physics, vol. 26 p. L367–L372, 1993.
- D. MÜLLER ET K.-K. TANG.
Cosmic-ray positrons from 10 to 20 GeV - A balloon-borne measurement using the geomagnetic east-west asymmetry.
ApJ, vol. 312 p. 183–194, 1987.
- J. F. NAVARRO, C. S. FRENK ET S. D. M. WHITE.
A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering.
ApJ, vol. 490 p. 493, 1997.
- I. NIEMINEN.
Ark. Fys., vol. 35 p. 1, 1967.
- R. M. NIEMINEN ET J. OLIVA.
Theory of positronium formation and positron emission at metal surfaces.
Phys. Rev. B, vol. 22 p. 2226–2247, 1980.
-

- K. NOMOTO, K. IWAMOTO, T. SUZUKI, O. R. POLS, H. YAMAOKA, M. HASHIMOTO, P. HOFLICH ET E. P. J. VAN DEN HEUVEL.
The Origin of Type Ib-Ic-IIb-III Supernovae and Binary Star Evolution.
In J. van Paradijs, E. P. J. van den Heuvel ET E. Kuulkers, editors, *Compact Stars in Binaries*, volume 165 of *IAU Symposium*, page 119, 1996.
- K. NOMOTO, F.-K. THIELEMANN ET K. YOKOI.
Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae.
ApJ, vol. 286 p. 644–658, 1984.
- T. OKA, T. HASEGAWA, M. HAYASHI, T. HANDA ET S. SAKAMOTO.
CO($J = 2 \rightarrow 1$) Line Observations of the Galactic Center Molecular Cloud Complex. II. Dynamical Structure and Physical Conditions.
ApJ, vol. 493 p. 730–761, 1998.
- A. ORE ET J. L. POWELL.
Three-Photon Annihilation of an Electron-Positron Pair.
Physical Review, vol. 75 p. 1696–1699, 1949.
- N. OVERTON, R. J. MILLS ET P. G. COLEMAN.
The energy dependence of the positronium formation cross section in helium .
Journal of Physics B Atomic Molecular Physics, vol. 26 p. 3951–3957, 1993.
- J. M. PAREDES.
Microquasars as High-energy Gamma-ray Sources.
Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics Supplement, vol. 5 p. 121–132, 2005.
- X. D. PI, P. G. COLEMAN, R. HARDING, G. DAVIES, R. M. GWILLIAM ET B. J. SEALY.
Positron annihilation spectroscopy of the interface between nanocrystalline Si and SiO₂.
Physica B Condensed Matter, vol. 340 p. 1094–1098, 2003.
- C. PICCIOTTO ET M. POSPELOV.
Unstable relics as a source of galactic positrons.
Physics Letters B, vol. 605 p. 15–25, 2005.
- J. PIRENNE.
Le champ propre et l'interaction des particules de Dirac suivant l'électrodynamique quantique.
Arch. Sci. Phys. Nat., vol. 233 p. 272, 1946.
- S. F. PORTEGIES ZWART, J. MAKINO, S. L. W. MCMILLAN ET P. HUT.
How Many Young Star Clusters Exist in the Galactic Center ?
ApJ, vol. 546 p. L101–L104, 2001.
- N. PRANTZOS.
On the intensity and spatial morphology of the 511 keV emission in the Milky Way.
A&A, vol. 449 p. 869–878, 2006.
-

- 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, vol. 491 p. 725–748, 1997.
- M. J. PUSKA ET R. M. NIEMINEN.
Theory of positrons in solids and on solid surfaces.
Reviews of Modern Physics, vol. 66 p. 841–897, 1994.
- R. RAMATY, G. BORNER ET J. M. COHEN.
Positron-Annihilation Radiation from Neutron Stars.
ApJ, vol. 181 p. 891–894, 1973.
- 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.
ApJ, vol. 392 p. L63–L66, 1992.
- R. RAMATY ET R. E. LINGENFELTER.
Gamma-ray line astronomy.
Nature, vol. 278 p. 127–132, 1979.
- 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.
ApJ, vol. 248 p. L13–L16, 1981.
- K. ROHLFS ET E. BRAUNSFURTH.
The galactic center - Structure and kinematics from 21 – cm line measurements.
A&A, vol. 113 p. 237–249, 1982.
- W. R. J. ROLLESTON, S. J. SMARTT, P. L. DUFTON ET R. S. I. RYANS.
The Galactic metallicity gradient.
A&A, vol. 363 p. 537–554, 2000.
- J. P. ROQUES, S. SCHANNE, A. VON KIENLIN, J. KNÖDLSIEDER, R. BRIET, L. BOUCHET, P. PAUL, S. BOGGS, P. CARAVEO, M. CASSÉ, B. CORDIER, R. DIEHL, P. DUROUCHOUX, P. JEAN, P. LELEUX, G. LICHTI, P. MANDROU, J. MATTESSON, F. SANCHEZ, V. SCHÖNFELDER, G. SKINNER, A. STRONG, B. TEEGARDEN, G. VEDRENNE, P. VON BALLMOOS ET C. WUNDERER.
SPI/INTEGRAL in-flight performance.
A&A, vol. 411 p. L91–L100, 2003.
- I. J. ROSENBERG, R. H. HOWELL ET M. J. FLUSS.
Temperature dependence of the positronium work function.
Phys. Rev. B, vol. 35 p. 2083–2086, 1987.
- S. RUDAZ ET F. W. STECKER.
Cosmic-ray antiprotons, positrons, and gamma rays from halo dark matter annihilation.
ApJ, vol. 325 p. 16–25, 1988.
-

- P. RUIZ-LAPUENTE, D. J. JEFFERY, P. M. CHALLIS, A. V. FILIPPENKO, R. P. KIRSHNER, L. C. HO, B. P. SCHMIDT, F. SANCHEZ ET R. CANAL.
A Possible Low-Mass Type-Ia Supernova.
Nature, vol. 365 p. 728–731, 1993.
- P. RUIZ-LAPUENTE ET H. C. SPRUIT.
Bolometric Light Curves of Supernovae and Postexplosion Magnetic Fields.
ApJ, vol. 500 p. 360, 1998.
- D. B. SANDERS, P. M. SOLOMON ET N. Z. SCOVILLE.
Giant molecular clouds in the Galaxy. I - The axisymmetric distribution of H₂.
ApJ, vol. 276 p. 182–203, 1984.
- Y. SASAKI, Y. NAGAI, H. OHKUBO, K. INOUE, Z. TANG ET M. HASEGAWA.
Positronium in silica-based glasses.
Radiation Physics and Chemistry, vol. 68 p. 569–572, 2003.
- T. SAWADA, T. HASEGAWA, T. HANDA ET R. J. COHEN.
A molecular face-on view of the Galactic Centre region.
MNRAS, vol. 349 p. 1167–1178, 2004.
- A. W. SHAFTER.
On the Nova Rate in the Galaxy.
ApJ, vol. 487 p. 226, 1997.
- 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, vol. 326 p. 717–732, 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.
ApJ, vol. 358 p. L45–L48, 1990.
- P. A. SHAVER, R. X. MCGEE, L. M. NEWTON, A. C. DANKS ET S. R. POTTASCH.
The galactic abundance gradient.
MNRAS, vol. 204 p. 53–112, 1983.
- J. G. SKIBO, R. RAMATY ET M. LEVENTHAL.
Diffuse 0.511 MeV line emission and the distribution of positron annihilation in the galaxy.
ApJ, vol. 397 p. 135–147, 1992.
- D. M. SMITH, R. P. LIN, P. FEFFER, S. SLASSI, K. HURLEY, J. MATTESON, H. B. BOWMAN, R. M. PELLING, M. BRIGGS, D. GRUBER, L. E. PETERSON, R. E. LINGENFELTER, P. VON BALLMOOS, I. MALET, M. NIEL, G. VEDRENNE, P. DUROU-
-

- CHOUX, P. WALLYN, C. CHAPUIS, C. CORK, D. LANDIS, P. LUKE, N. MADDEN, D. MALONE ET R. PEHL.
Compton-backscattered annihilation radiation from the Galactic Center region.
ApJ, vol. 414 p. 165–177, 1993.
- 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, vol. 485 p. 125, 1997.
- T. J. SODROSKI, N. ODEGARD, E. DWEK, M. G. HAUSER, B. A. FRANZ, I. FREEDMAN, T. KELSALL, W. F. WALL, G. B. BERRIMAN, S. F. ODENWALD, C. BENNETT, W. T. REACH ET J. L. WEILAND.
The Ratio of H₂ Column Density to ¹²CO Intensity in the Vicinity of the Galactic Center.
ApJ, vol. 452 p. 262, 1995.
- Y. SOFUE.
Galactic-Center Molecular Arms, Ring, and Expanding Shell. I. Kinematical Structures in Longitude–Velocity Diagrams.
PASJ, vol. 47 p. 527–549, 1995a.
- Y. SOFUE.
Galactic-Center Molecular Arms, Ring, and Expanding Shell. II. Expanding Molecular Shell.
PASJ, vol. 47 p. 551–559, 1995b.
- J. SOLLERMAN, J. LINDAHL, C. KOZMA, P. CHALLIS, A. V. FILIPPENKO, C. FRANSSON, P. M. GARNAVICH, B. LEIBUNDGUT, W. LI, P. LUNDQVIST, P. MILNE, J. SPYROMILIO ET R. P. KIRSHNER.
The late-time light curve of the type Ia supernova 2000cx.
A&A, vol. 428 p. 555–568, 2004.
- W. SPERBER, D. BECKER, K. G. LYNN, W. RAITH, A. SCHWAB, G. SINAPIUS, G. SPICHER ET M. WEBER.
Measurement of positronium formation in positron collisions with hydrogen atoms.
Physical Review Letters, vol. 68 p. 3690–3693, 1992.
- L. J. SPITZER.
On a Possible Interstellar Galactic Corona.
ApJ, vol. 124 p. 20, 1956.
- M. STOBBE.
Zur Quantenmechanik photoelektrischer Prozesse.
Annalen der Physik, vol. 399 p. 661–715, 1930.
-

- A. W. STRONG, I. V. MOSKALENKO, O. REIMER, S. DIGEL ET R. DIEHL.
The distribution of cosmic-ray sources in the Galaxy, γ -rays and the gradient in the CO – to – H₂ relation.
A&A, vol. 422 p. L47–L50, 2004.
- P. A. STURROCK.
A Model of Pulsars.
ApJ, vol. 164 p. 529–556, 1971.
- P. A. STURROCK ET K. B. BAKER.
Positron production by pulsars.
ApJ, vol. 234 p. 612–614, 1979.
- R. SUNYAEV, E. CHURAZOV, M. GILFANOV, M. PAVLINSKY, S. GREBENEV, G. BABALYAN, I. DEKHANDOV, 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.
ApJ, vol. 383 p. L49–L52, 1991.
- R. SUZUKI, T. OHDAIRA, Y. KOBAYASHI, K. ITO, Y. SHIOYA ET T. ISHIMARU.
Positron and positronium annihilation in silica-based thin films studied by a pulsed positron beam.
Radiation Physics and Chemistry, vol. 68 p. 339–343, 2003.
- G. A. TAMMANN, W. LOEFFLER ET A. SCHROEDER.
The Galactic supernova rate.
ApJS, vol. 92 p. 487–493, 1994.
- J. H. TAYLOR ET J. M. CORDES.
Pulsar distances and the galactic distribution of free electrons.
ApJ, vol. 411 p. 674–684, 1993.
- B. J. TEEGARDEN, K. WATANABE, P. JEAN, J. KNÖDLSIEDER, V. LONJOU, J. P. ROQUES, G. K. SKINNER, P. VON BALLMOOS, G. WEIDENSPÖTNER, A. BAZZANO, Y. M. BUTT, A. DECOURCHELLE, A. C. FABIAN, A. GOLDWURM, M. GÜDEL, D. C. HANNIKAINEN, D. H. HARTMANN, A. HORNSTRUP, W. H. G. LEWIN, K. MAKISHIMA, A. MALZAC, J. MILLER, A. N. PARMAR, S. P. REYNOLDS, R. E. ROTHSCHILD, V. SCHÖNFELDER, J. A. TOMSICK ET J. VINK.
INTEGRAL SPI Limits on Electron-Positron Annihilation Radiation from the Galactic Plane.
ApJ, vol. 621 p. 296–300, 2005.
- F. X. TIMMES, S. E. WOOSLEY, D. H. HARTMANN ET R. D. HOFFMAN.
The Production of ⁴⁴Ti and ⁶⁰Co in Supernovae.
ApJ, vol. 464 p. 332, 1996.
-

T. TOTANI.

A RIAF Interpretation for the Past Higher Activity of the Galactic Center Black Hole and the 511 keV Annihilation Emission.

PASJ, vol. 58 p. 965–977, 2006.

M. S. TURNER ET F. WILCZEK.

Positron line radiation as a signature of particle dark matter in the halo.

Phys. Rev. D, vol. 42 p. 1001–1007, 1990.

A. J. TYLKA.

Erratum [Phys. Rev. Lett. 63, 840 (1989)] : “*Cosmic-ray positrons from annihilation of weakly interacting massive particles in the galaxy*”.

Physical Review Letters, vol. 63 p. 1658, 1989a.

A. J. TYLKA.

Cosmic-ray positrons from annihilation of weakly interacting massive particles in the Galaxy.

Physical Review Letters, vol. 63 p. 840–843, 1989b.

P. C. VAN DER KRUIT, R. BUSER ET I. KING.

The Milky Way As Galaxy.

Published by University Science Books, 1990.

G. VEDRENNE, J.-P. ROQUES, V. SCHÖNFELDER, P. MANDROU, G. G. LICHTI, A. VON KIENLIN, B. CORDIER, S. SCHANNE, J. KNÖDLSIEDER, 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, vol. 411 p. L63–L70, 2003.

P. VON BALLMOOS, N. GUESSOUM, P. JEAN ET J. KNÖDLSIEDER.

Models for the positive latitude e^-/e^+ annihilation feature.

A&A, vol. 397 p. 635–643, 2003.

P. WALLYN, P. DUROUCHOUX, C. CHAPUIS ET M. LEVENTHAL.

The annihilation of positrons in the cold phase of the interstellar medium revisited.

ApJ, vol. 422 p. 610–615, 1994.

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, vol. 465 p. 473–486, 1996.

M. H. WEBER ET K. G. LYNN.

Three photon annihilations of positrons and positronium in solids with two detectors in coincidence.

Radiation Physics and Chemistry, vol. 58 p. 749–753, 2000.

G. WEIDENSPONTNER, C. R. SHRADER, J. KNÖDLSEDER, 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, vol. 450 p. 1013–1021, 2006.

G. WEIDENSPONTNER, G. K. SKINNER, P. JEAN, J. KNÖDLSEDER, P. VON BALLMOOS, B. GIOVANNI, R. DIEHL, A. W. STRONG, B. CORDIER, S. SCHANNE ET C. WINKLER.

A possible asymmetric distribution of positron in the Galactic disk revealed by gamma-rays.

Nature, vol. 451 p. L159–L162, 2008a.

G. WEIDENSPONTNER, G. K. SKINNER, P. JEAN, J. KNÖDLSEDER, P. VON BALLMOOS, B. GIOVANNI, R. DIEHL, A. W. STRONG, B. CORDIER, S. SCHANNE ET C. WINKLER.

Supplementary material : a possible asymmetric distribution of positron in the Galactic disk revealed by gamma-rays.

Nature (Supplement information), vol. 451 p. L159–L162, 2008b.

J. C. WEINGARTNER ET B. T. DRAINE.

Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud.

ApJ, vol. 548 p. 296–309, 2001.

A. H. WEISS, E. H. OTTEWITTE, B. W. AUGENSTEIN, A. B. DENISON, V. J. GHOSH, F. M. JACOBSEN, K. KRIŠTIAKOVÁ, K. G. LYNN, R. M. NIEMINEN, K. A. RITLEY ET P. J. SIMPSON.

Summary of the fifth international workshop on slow positron beam techniques for solids and surfaces.

Radiation Physics and Chemistry, vol. 44 p. 665–670, 1994.

H. WEYL.

Gruppentheorie und quantenmechanik, volume 2nd Edition, page 234. 1931.

L. WOLFENSTEIN ET D. G. RAVENHALL.

Some Consequences of Invariance under Charge Conjugation.

Physical Review, vol. 88 p. 279–282, 1952.

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, vol. 453 p. 673–684, 1995.

S. E. WOOSLEY ET T. A. WEAVER.

The Evolution and Explosion of Massive Stars. II. Explosive Hydrodynamics and Nucleosynthesis.

ApJS, vol. 101 p. 181–235, 1995.

C.-S. WU.

Recent Investigation of the Shapes of β -Ray Spectra.

Reviews of Modern Physics, vol. 22 p. 386–398, 1950.

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, vol. 365 p. 532–538, 1990.

C. N. YANG.

Selection Rules for the Dematerialization of a Particle into Two Photons.

Physical Review, vol. 77 p. 242–245, 1950.

M. D. YOUNG, R. N. MANCHESTER ET S. JOHNSTON.

A radio pulsar with an 8.5-second period that challenges emission models.

Nature, vol. 400 p. 848–849, 1999.

H. YUKAWA.

On the interaction of elementary particles. I.

Proc. Phys. Math. Soc. Jap., vol. 17 p. 48–57, 1935.

S. ZHOU, H. LI, W. E. KAUPPILA, C. K. KWAN ET T. S. STEIN.

Measurements of total and positronium formation cross sections for positrons and electrons scattered by hydrogen atoms and molecules.

Phys. Rev. A, vol. 55 p. 361–368, 1997.

W. H. ZUREK.

Annihilation radiation from the galactic center - Positrons in dust?

ApJ, vol. 289 p. 603–608, 1985.

ANNEXE

Annexe A

Distribution spatiale du gaz interstellaire à l'intérieur des 3 kpc centraux de la Galaxie

K. Ferrière, W. Gillard, P. Jean, *A&A* 467, 611-627 (2007)

Nous avons passé en revue l'ensemble des récentes observations en relation avec la distribution spatiale des différents états (atomique, solide, ionisé) du gaz interstellaire à l'intérieur du bulbe Galactique ($\rho \lesssim 3$ kpc).

En faisant la synthèse de ces observations, réalisées à différentes longueurs d'onde, et des différents modèles simulant la dynamique du gaz dans le potentiel d'une barre galactique, nous avons construit un modèle de distribution spatiale de la densité moyenne du gaz interstellaire à l'intérieur du bulbe Galactique.

Spatial distribution of interstellar gas in the innermost 3 kpc of our galaxy

K. Ferrière¹, W. Gillard², and P. Jean²

¹ LATT-OMP, CNRS/UPS, 31028 Toulouse Cedex 4, France
e-mail: ferriere@ast.dos-mip.fr

² CESR-OMP, CNRS/UPS, BP 4346, 31028 Toulouse Cedex 4, France

Received 20 December 2006 / Accepted 17 February 2007

ABSTRACT

We review the present observational knowledge on the spatial distribution and the physical state of the different (molecular, atomic and ionized) components of the interstellar gas in the innermost 3 kpc of our Galaxy – a region which we refer to as the interstellar Galactic bulge, to distinguish it from its stellar counterpart.

We try to interpret the observations in the framework of recent dynamical models of interstellar gas flows in the gravitational potential of a barred galaxy.

Finally, relying on both the relevant observations and their theoretical interpretation, we propose a model for the space-averaged density of each component of the interstellar gas in the interstellar Galactic bulge.

Key words. ISM: general – ISM: structure – ISM: kinematics and dynamics – Galaxy: structure – ISM: molecules – ISM: atoms

1. Introduction

The state of knowledge on the Galactic center (GC) environment prevailing one decade ago was reviewed independently by Morris & Serabyn (1996) and by Mezger et al. (1996). To summarize the main points relevant to our work, the Galactic bulge (GB) is the region of our Galaxy inside Galactocentric radius $r \approx 3$ kpc – a radius which roughly corresponds to the inner boundary of the Galactic disk molecular ring. The outer parts of the GB, outside $r \sim 1.5$ kpc, are largely devoid of interstellar gas. Atomic gas is confined to a noticeably tilted layer extending (in projection) out to $r \sim 1.5$ kpc (Burton & Liszt 1978; Liszt & Burton 1980). This HI layer is sometimes referred to as the HI nuclear disk (Morris & Serabyn 1996), but we find this denomination misleading, as we think that the term “nuclear” should be reserved to objects and regions with smaller Galactic radii (e.g., $r \lesssim 300$ pc, the approximate radius of the nuclear bulge). For want of any better term, we will refer to this HI layer as the HI GB disk. The GB disk also includes significant amounts of H₂, whose general distribution and kinematics were argued to be similar to those of HI (Liszt & Burton 1978; Burton & Liszt 1992; but see also Sanders et al. 1984; Combes 1991, for a different viewpoint). However, molecular gas tends to concentrate in the so-called central molecular zone (CMZ), an asymmetric layer of predominantly molecular gas extending (in projection) out to $r \sim 200$ pc – more exactly, $r \sim 250$ pc at positive longitudes and $r \sim 150$ pc at negative longitudes. The CMZ itself contains a ring-like feature with mean radius ~ 180 pc, now known as the 180-pc molecular ring, and, deeper inside, a thin sheet populated by dense molecular clouds, known as the GC disk population or the GC molecular disk (Bally et al. 1987, 1988). The observed kinematics of the 180-pc molecular ring indicate strongly non-circular motions, which in turn suggest that either the ring is radially expanding (Kaifu et al. 1972; Scoville 1972; hence the historically often used denomination of

“expanding molecular ring”) or, more likely, that the gas travels along highly elongated orbits (e.g., Bally et al. 1988; Binney et al. 1991).

A number of significant advances were made in the last decade, which contributed to improving our knowledge and understanding of the interstellar GB. Nonetheless, several aspects remain ambiguous or controversial, and important pieces of the puzzle are still missing, mainly due to the severe interstellar extinction along the line of sight to the GC, to the existence of strongly non-circular motions and to the lack of accurate distance information. Thus, to date, no complete and fully consistent picture has emerged from the vast body of existing observational data.

In this paper, we put together a model for the spatial distribution of interstellar gas in the Galactic region $r \lesssim 3$ kpc, based on the observational results summed up by Morris & Serabyn (1996) and Mezger et al. (1996), on more recent observational studies of dust thermal emission, CO line emission, HI 21-cm line emission and absorption and pulsar dispersion measures, and on recent theoretical investigations of interstellar gas dynamics near the GC. Our model complements that developed by Ferrière (1998, 2001) for the Galactic disk outside $r \approx 3$ kpc. In Sect. 2, we review the observations pertaining to the spatial distribution and the physical state of interstellar gas in its molecular, atomic and ionized forms. In Sect. 3, we discuss a few dynamical models of interstellar gas subject to the barred gravitational potential of the Galaxy, and we make the link between the theoretical predictions of these models and the observational facts reviewed in Sect. 2. In Sect. 4, we reconcile as well as possible the disparate observational and theoretical results presented in the preceding sections, and we incorporate them into a new, consistent model for the space-averaged density of interstellar gas in the Galactic region $r \lesssim 3$ kpc. In Sect. 5, we conclude our study.

For consistency with Ferrière (1998, 2001) and in line with most papers discussed below, the Sun is assumed to lie at a distance $r_{\odot} = 8.5$ kpc from the GC¹, even though recent work favors a somewhat smaller value. All spatial distributions will be given either as functions of Galactocentric cartesian coordinates (x, y, z) , with the x -axis pointing toward the Sun, the y -axis in the direction $l = +90^{\circ}$ and the z -axis toward the North Galactic Pole (NGP), or as functions of Galactocentric cylindrical coordinates (r, θ, z) , with θ increasing in the direction of Galactic rotation, i.e., clockwise as seen from the NGP (see Fig. 1). Toward the vicinity of the GC, $y \approx (150 \text{ pc}) (l/1^{\circ})$ and $z \approx (150 \text{ pc}) (b/1^{\circ})$, where as usual l and b denote Galactic longitude and latitude, respectively. Finally, the projected (onto the plane of the sky) horizontal distance from the GC is given by $r_{\perp} = |y| \approx (150 \text{ pc}) (|l|/1^{\circ})$.

2. Observational overview

In this section, we successively review the current observational status of the total interstellar matter (Sect. 2.1), the molecular gas (Sect. 2.2), the atomic gas (Sect. 2.3) and the ionized gas (Sect. 2.4). For each, we provide quantitative estimates for the space-averaged density and the mass of interstellar hydrogen in subregions of the GB. The density and mass of the total interstellar matter (including helium and metals) immediately follow, once the interstellar elemental abundances in the GB are known.

Various lines of evidence, primarily from HII regions (Shaver et al. 1983; Afflerbach et al. 1997), planetary nebulae (Maciel & Quireza 1999) and early B-type stars (Rolleston et al. 2000), converge to point to the existence of an inward metallicity gradient $\sim(0.06-0.07) \text{ dex pc}^{-1}$ in the inner Galactic disk. If extrapolated in to the GC, this metallicity gradient implies an increase in metallicity by a factor $\sim 3-4$ between the Sun and the GC. On the other hand, direct abundance measurements near the GC yield mixed results: while some confirm the high metallicity predicted for the GC region (e.g., Smartt et al. 2001), others indicate instead a close-to-solar metallicity (e.g., Carr et al. 2000; Najarro et al. 2004). Here, we adopt the intermediate, and rather conservative, value $Z_{GC} = 2Z_{\odot}$ for the GC metallicity (as in Launhardt et al. 2002; and consistent with Sodroski et al. 1995; see below). Furthermore, since the measured He^+/H^+ ratio does not exhibit any significant radial gradient (Shaver et al. 1983), we adopt $Y_{GC} = Y_{\odot}$ for the GC helium fraction. Altogether, with a helium-to-hydrogen mass ratio of 0.4 and a metal-to-hydrogen mass ratio of 2×0.0265 (see, e.g., Anders & Grevesse 1989; Däppen 2000), the conversion factor from interstellar hydrogen masses to total interstellar masses is 1.453.

2.1. Total interstellar matter in the innermost 500 pc

The large-scale spatial distribution of interstellar matter in the CMZ was derived by Launhardt et al. (2002), based on IRAS and COBE/DIRBE far-infrared maps of the central kpc of the Galaxy. They converted the optically thin $240 \mu\text{m}$ dust emission map into a hydrogen column density map, using for the dust temperature an empirical color temperature proportional to the 60-to-140 μm flux ratio and for the H-to-dust mass ratio the standard value near the Sun, $(M_{\text{H}}/M_{\text{d}})_{\odot} = 110$, divided by the relative metallicity, $(Z_{GC}/Z_{\odot}) = 2$.

¹ All our estimates can easily be rescaled to any other value of r_{\odot} : distances scale as r_{\odot} , surface densities as r_{\odot}^0 , volume densities as r_{\odot}^{-1} and masses as r_{\odot}^3 .

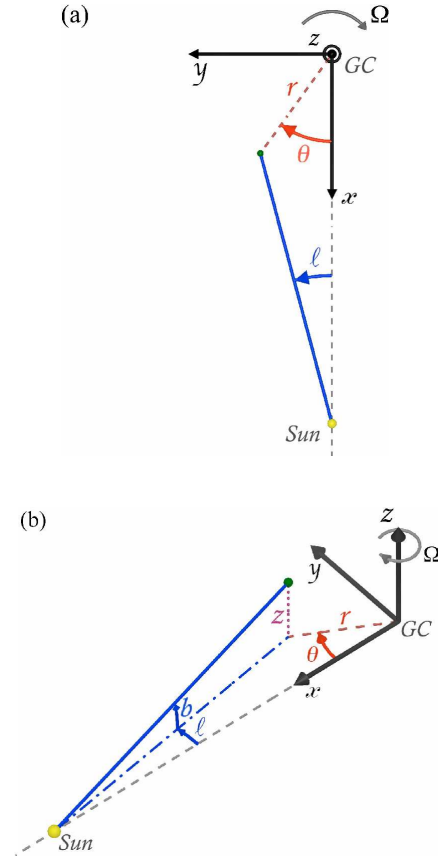


Fig. 1. The (x, y, z) and (r, θ, z) Galactocentric coordinate systems used in the present paper: **a)** two-dimensional view looking down from the NGP; **b)** full three-dimensional view. Note that both systems must be left-handed if one wants to stick to the usual conventions that z has the same sign as b (i.e., positive/negative in the northern/southern Galactic hemisphere) and that θ increases in the direction of Galactic rotation (i.e., clockwise about the z -axis).

In contrast to previous authors, Launhardt et al. (2002) defined the CMZ as the entire region interior to $r \sim 500$ pc, and they divided it into the inner CMZ, physically associated with the stellar nuclear bulge ($r \lesssim 230$ pc) and heated by its stars, and the outer CMZ, containing dust too cold to be possibly heated by stars from the nuclear bulge.

Launhardt et al. (2002) further divided the inner CMZ into a warm inner disk with radius ≈ 120 pc and a cold outer torus centered on the 180-pc molecular ring and extending radially between ≈ 130 pc and 230 pc. The whole disk/torus structure has a *FWHM* thickness ≈ 45 pc and a total hydrogen mass $\sim 2.0 \times 10^7 M_{\odot}$, with $\sim 4 \times 10^6 M_{\odot}$ in the inner disk and $\sim 1.6 \times 10^7 M_{\odot}$ in the outer torus. The space-averaged density of hydrogen nuclei

Table 1. Estimated values of the mass of interstellar hydrogen (in any form) in specific regions of the GB.

Region of space	Radial range	Hydrogen mass	Reference
Inner CMZ : inner disk	≈0–120 pc	~4 × 10 ⁶ M _⊙	Launhardt et al. (2002)
outer torus	≈130 pc–230 pc	~1.6 × 10 ⁷ M _⊙	"
Outer CMZ : l > 0°	~230 pc–500 pc	~2.9 × 10 ⁷ M _⊙	"
l < 0°		~1.1 × 10 ⁷ M _⊙	"
Entire CMZ	~0–500 pc	~6 × 10 ⁷ M _⊙	"

can be approximated by²

$$\langle n_{\text{H}} \rangle_{\text{disk}}(r, z) = (72 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[- \left(\frac{r - 70 \text{ pc}}{L} \right)^4 \right] \times \exp \left[- \left(\frac{|z|}{H} \right)^{1.4} \right] \quad (1)$$

in the inner disk and

$$\langle n_{\text{H}} \rangle_{\text{torus}}(r, z) = (106 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[- \left(\frac{r - 180 \text{ pc}}{L} \right)^4 \right] \times \exp \left[- \left(\frac{|z|}{H} \right)^{1.4} \right] \quad (2)$$

in the outer torus, with $L = (100 \text{ pc}) / (2 (\ln 2)^{1/4}) \approx 55 \text{ pc}$ and $H = (45 \text{ pc}) / (2 (\ln 2)^{1/4}) \approx 29 \text{ pc}$. Note that strictly speaking, Eq. (1) implies that the inner disk extends radially between ≈20 pc and 120 pc, whereas the actual matter distribution is likely to continue in to the origin; but since the region $r \lesssim 20 \text{ pc}$ contributes very little to the total mass, this approximation is perfectly valid.

Launhardt et al. (2002) also found large amounts of interstellar dust too cold to belong to the nuclear bulge, although its projected distribution onto the plane of the sky would place most of this dust inside the nuclear bulge. The associated interstellar hydrogen has a mass ~2.9 × 10⁷ M_⊙ at positive longitudes (0° ≤ l ≤ 4°) and ~1.1 × 10⁷ M_⊙ at negative longitudes (−4° ≤ l ≤ −2°). It could be this interstellar matter, located in the outer CMZ, that would be responsible for the observed asymmetry of the CMZ. Altogether, the total mass of interstellar hydrogen enclosed within the central kpc of the Galaxy is ~6 × 10⁷ M_⊙ (see Table 1).

Extinction arguments as well as comparisons with high-resolution submm continuum maps led Launhardt et al. (2002) to conclude that interstellar matter in the nuclear bulge is extremely clumpy. According to them, ≥90% of the interstellar matter would be trapped in small, compact molecular clouds occupying only a few % of the interstellar volume. The average hydrogen density inside these clouds would, therefore, be ~ a few 10³ cm^{−3}, with possibly much higher values in the cloud cores. The remaining ≤10% of the interstellar matter would form a diffuse, homogeneously distributed intercloud medium, with an average hydrogen density ~10 cm^{−3}, and the strong UV radiation field from the numerous high-mass stars embedded in the nuclear bulge would cause this thin intercloud medium to be both warm and ionized. As will become apparent in the course of this section, the two above density estimates are compatible with more direct density estimates for molecular gas (see Sect. 2.2) and for ionized gas (see Sect. 2.4).

² The space-averaged densities given by Launhardt et al. (2002) must be divided by a factor of 3.5 in order to match the masses and column densities quoted in their paper (Launhardt, private communication).

2.2. Molecular gas

Radio emission lines of interstellar molecules (excluding H₂, which possesses no permitted lines at radio frequencies) constitute one of the best tools to probe interstellar molecular gas in remote Galactic regions, and chief amongst them is the ¹²CO (J = 1 → 0) line at 2.6 mm. Unfortunately, the ¹²CO (J = 1 → 0) line as a tracer of molecular gas is plagued by the considerable uncertainty in the ¹²CO-to-H₂ conversion factor, X_{CO}, which relates the H₂ column density, N_{H₂}, to the velocity-integrated intensity of the ¹²CO line, W_{12CO}, through N_{H₂} = X_{CO} W_{12CO}.

Sodroski et al. (1995) estimated the value of X_{CO} near the GC by combining the Goddard-Columbia surveys of ¹²CO (J = 1 → 0) emission with COBE/DIRBE observations at 140 μm and 240 μm. To deduce the H₂ column density from the far-infrared data, they assumed that the gas-to-dust mass ratio is inversely proportional to metallicity, Z, and that Z is ~1.5–3 times higher near the GC than in the inner Galactic disk (2 kpc ≤ r ≤ 7 kpc). Accordingly, they found that X_{CO} is ~3–10 times lower near the GC than in the inner Galactic disk, which, together with X_{CO} ~ 2.2 × 10²⁰ cm^{−2} K^{−1} km^{−1} s in the inner Galactic disk, leads to X_{CO} ~ (2–7) × 10¹⁹ cm^{−2} K^{−1} km^{−1} s near the GC. The corresponding H₂ mass inside the longitude range −1°5 ≤ l ≤ 3°5 (projected half-size ≈375 pc) is then ~ (2–6) × 10⁷ M_⊙.

Arimoto et al. (1996) studied the radial dependence of the conversion factor in more detail, by comparing the CO luminosities to the virial masses of a large number of giant molecular clouds situated at various distances from the GC. In this manner, they obtained the relation (rescaled to r₀ = 8.5 kpc)

$$X_{\text{CO}}(r) \sim (9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ s}) \exp \left(\frac{r}{7.1 \text{ kpc}} \right). \quad (3)$$

Note in passing that Eq. (3) implies X_{CO}(r₀) ~ 3 × 10²⁰ cm^{−2} K^{−1} km^{−1} s.

The use of the standard virial mass as a tracer of the actual mass of molecular clouds was called into question by Oka et al. (1998), who argued that molecular clouds near the GC are not gravitationally bound, but instead confined by the high external pressure from hot gas and magnetic fields. Using the correct expression for the virial mass of pressure-confined clouds, they recalibrated the CO-luminosity–virial-mass relation for GC molecular clouds, whereupon they obtained X_{CO} ~ 2.4 × 10¹⁹ cm^{−2} K^{−1} km^{−1} s near the GC. This value of X_{CO} is one order of magnitude lower than the value X_{CO} ~ 3 × 10²⁰ cm^{−2} K^{−1} km^{−1} s applying to gravitationally-bound molecular clouds in the Galactic disk. With their new value of X_{CO}, Oka et al. (1998) estimated the H₂ mass inside r ≈ 375 pc at ~2 × 10⁷ M_⊙. However, they pointed out that their derived values were lower limits, which could underestimate the true conversion factor and H₂ mass near the GC by up to a factor of 3.

More recently, Strong et al. (2004) showed that an outward radial gradient in X_{CO} was required to reconcile the predictions of their cosmic-ray propagation code GALPROP with the γ-ray

Table 2. Estimated values of the ^{12}CO -to- H_2 conversion factor, $X_{\text{CO}} = N_{\text{H}_2}/W_{^{12}\text{CO}}$ (expressed in $\text{cm}^{-2} \text{K}^{-1} \text{km}^{-1} \text{s}$), both near the GC ($r \sim 0$) and either in the inner Galactic disk ($r \approx 2\text{--}7$ kpc) or in the vicinity of the Sun ($r \sim r_\odot$).

$X_{\text{CO}}(r \sim 0)$	$X_{\text{CO}}(r \approx 2\text{--}7 \text{ kpc})$	$X_{\text{CO}}(r \sim r_\odot)$	Reference
$\sim(2\text{--}7) \times 10^{19}$	$\sim 2.2 \times 10^{20}$		Sodroski et al. (1995)
$\sim 9 \times 10^{19}$		$\sim 3 \times 10^{20}$	Arimoto et al. (1996)
$\sim(2.4\text{--}7.2) \times 10^{19}$	$\sim 3 \times 10^{20}$		Oka et al. (1998)
$\sim(2\text{--}4) \times 10^{19}$		$\sim 1.5 \times 10^{20}$	Strong et al. (2004)

profiles measured by EGRET/COMPTON, when they adopted the molecular and atomic gas distributions inferred from CO and HI surveys and assumed that the distribution of cosmic-ray sources follows the observed distribution of pulsars. They did not attempt to derive the precise r -dependence of X_{CO} implied by the measured γ -ray profiles, but they showed that a good fit to the EGRET data could be obtained with X_{CO} dropping from $\sim 1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{K}^{-1} \text{km}^{-1} \text{s}$ at $r = r_\odot$ to $\sim 4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2} \text{K}^{-1} \text{km}^{-1} \text{s}$ at $r = 2$ kpc. Extrapolating their curve $X_{\text{CO}}(r)$ in to the origin yields $X_{\text{CO}} \sim (2\text{--}4) \times 10^{19} \text{ cm}^{-2} \text{K}^{-1} \text{km}^{-1} \text{s}$ at $r \rightarrow 0$ (see their Fig. 2).

All the above estimates of the ^{12}CO -to- H_2 conversion factor are summarized in Table 2. It is clear that the value of X_{CO} near the GC remains fairly uncertain. More importantly, the very notion that N_{H_2} is proportional to $W_{^{12}\text{CO}}$ may be questionable (e.g., Dahmen et al. 1998). Nevertheless, the fact that three completely different methods to determine X_{CO} near the GC (far-infrared emission from dust, virial masses of molecular clouds and γ -ray emission from cosmic rays) broadly converge to a common range of values lends some credence to the presumed proportionality between N_{H_2} and $W_{^{12}\text{CO}}$. For the following, we adopt $X_{\text{CO}}(r \sim 0) = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2} \text{K}^{-1} \text{km}^{-1} \text{s}$ as a reference value, which we consider uncertain by a factor ~ 2 .

Once the value of X_{CO} is known, the H_2 spatial distribution can in principle be inferred from CO emission measurements. The overall disposition of CO emission in the Galaxy was brought to light by the early large-scale Galactic CO surveys, which revealed a sharp peak inside a few 100 pc from the GC, a deep depression between ~ 1.5 kpc and 3 kpc and a ring of enhanced emission (now designated the Galactic disk molecular ring) between ~ 3.5 kpc and 6 kpc (see Combes 1991, for a review).

Sanders et al. (1984) presented a full-coverage Galactic ^{12}CO ($J = 1 \rightarrow 0$) survey, on the basis of which they constructed an axisymmetric model of the H_2 distribution in the Galaxy. According to their model (rescaled to $r_\odot = 8.5$ kpc), molecular gas in the GB is confined to a disk with radius ~ 1.3 kpc and nearly constant thickness ~ 70 pc, seen edge-on from the Sun and tilted counterclockwise by $\sim 7^\circ$ with respect to the Galactic plane³ (so that its midplane passes from negative latitudes in the first quadrant to positive latitudes in the fourth quadrant). This tilted disk is prolonged by a rarefied molecular layer with approximately the same thickness, which smoothly joins up with the Galactic disk molecular ring. Taking a constant conversion factor $X_{\text{CO}} = 3.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{K}^{-1} \text{km}^{-1} \text{s}$ for the whole Galaxy, Sanders et al. (1984) found that the H_2 space-averaged density could be approximated by

$$\langle n_{\text{H}_2} \rangle(r) = \langle n_{\text{H}_2} \rangle_0(r) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z - z_0(r, \theta)}{H} \right)^2 \right], \quad (4)$$

³ Here, and in the rest of the paper, the Galactic plane is defined as the plane $b = 0^\circ$, which is slightly different from the plane of the solar circle.

where (after rescaling to $r_\odot = 8.5$ kpc) $H \approx (70 \text{ pc}) / (2 \sqrt{2} \ln 2) \approx 30$ pc out to $r \approx 3$ kpc, $z_0(r, \theta)$ is the local Galactic height of the H_2 midplane (given by the tilted disk geometry inside 1.3 kpc) and $\langle n_{\text{H}_2} \rangle_0(r)$ is the H_2 space-averaged density at z_0 , such that $\langle n_{\text{H}_2} \rangle_0(0 \rightarrow 450 \text{ pc}) \approx 74 \text{ cm}^{-3}$, $\langle n_{\text{H}_2} \rangle_0(450 \text{ pc} \rightarrow 1.3 \text{ kpc}) \approx 12 \text{ cm}^{-3}$ and $\langle n_{\text{H}_2} \rangle_0(1.3 \rightarrow 3 \text{ kpc}) \approx 1.1 \text{ cm}^{-3}$. The corresponding H_2 masses inside $r = 450$ pc, between 450 pc and 1.3 kpc, and in the depression zone between 1.3 kpc and 3 kpc are listed in Table 3.

Burton & Liszt (1992) presented higher-resolution ^{12}CO ($J = 1 \rightarrow 0$) observations toward the GC and pointed out that the central parts of the gaseous GB disk are in fact closely aligned with the Galactic plane. More specifically, they showed that the observed (l, b, v) pattern of ^{12}CO emission in the GB could be understood in the framework of a tilted and warped H_2 disk model with the following characteristics (rescaled to $r_\odot = 8.5$ kpc): Out to $r \approx 170$ pc, the H_2 disk is flat, parallel to the Galactic plane and ≈ 30 pc thick (Gaussian scale height ≈ 13 pc). Between ≈ 170 pc and 1.5 kpc, the H_2 disk flares linearly to a thickness ≈ 300 pc (uncertain value), and this flaring is accompanied by a warp such that the H_2 midplane becomes tilted with respect to the Galactic plane, by an angle that varies sinusoidally with Galactic azimuth between -13° at $\theta = 45^\circ$ (so that $b < 0^\circ$ in the near, first-quadrant sector) and $+13^\circ$ at $\theta = 225^\circ$ ($b > 0^\circ$ in the far, fourth-quadrant sector) (see their Fig. 5). Overall, the warped H_2 disk appears tilted out of the Galactic plane and inclined to the line of sight, very much like the tilted HI disk of Burton & Liszt (1978) (see Sect. 2.3). The warped H_2 disk also bears a resemblance to Sanders et al.'s (1984) tilted H_2 disk, but it differs by its substantial flaring and by the direction of maximum tilt ($\theta = 45^\circ\text{--}225^\circ$, as opposed to $\theta = 90^\circ\text{--}270^\circ$ in Sanders et al.). Interestingly, the H_2 space-averaged density in the warped disk can be expressed by Eq. (4), with $H \approx 13$ pc inside $r \approx 170$ pc and $H \approx 0.088$ ($r - 22$ pc) between ≈ 170 pc and 1.5 kpc, and with $\langle n_{\text{H}_2} \rangle_0 \propto 1/H$ (such that the H_2 column density through the disk has a constant, albeit unspecified, value). Besides its geometric parameters, the warped H_2 disk model also possesses two kinematic parameters describing rotation and expansion motions, respectively.

Let us now focus on the innermost Galactic regions, inside a few 100 pc from the GC, where molecular gas tends to concentrate. Sofue (1995a) investigated the H_2 morphology and kinematics inside $|l| \approx 1^\circ$ ($r_\perp \approx 150$ pc), based on the AT&T Bell Laboratories survey of ^{13}CO ($J = 1 \rightarrow 0$) emission conducted by Bally et al. (1987). He adopted $X_{\text{CO}} = 9.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2} \text{K}^{-1} \text{km}^{-1} \text{s}$ (from a slightly modified version of Eq. (3)) together with $W_{^{12}\text{CO}}/W_{^{13}\text{CO}} = 6.2$ (measured intensity ratio averaged over $|l| \lesssim 20^\circ$). The most salient continuous features in the longitude-velocity (l, v) diagrams of the GC molecular disk are two apparently rigidly-rotating ridges. Sofue (1995a) interpreted these ridges as the (l, v) traces of two dense material arms, which together would form a rotating ring with mean radius ≈ 120 pc and vertical thickness ~ 15 pc (except for the massive molecular complexes around Sgr B and C, whose thickness

Table 3. Estimated values of the mass of interstellar H₂ in specific regions of the GB.

Region of space	Radial range	H ₂ mass	Reference
Tilted GB disk : inner part	0–450 pc	$\sim 1.75 \times 10^8 M_{\odot}$	Sanders et al. (1984)
outer part	450 pc–1.3 kpc	$\sim 2.1 \times 10^8 M_{\odot}$	"
Depression zone	1.3–3 kpc	$\sim 9 \times 10^7 M_{\odot}$	"
GC molecular disk	≈ 0 –150 pc	$\sim 2.4 \times 10^7 M_{\odot}$	Sofue (1995a)
"Expanding molecular ring"	straddling $r \approx 180$ pc	$\sim 5 \times 10^6 M_{\odot}$	Sofue (1995b)
GB region $-1:5 \leq l \leq 3:5$	≈ 0 –375 pc (off-centered)	$\sim (2-6) \times 10^7 M_{\odot}$	Sodroski et al. (1995)
GB region $ l \leq 2:5$	≈ 0 –375 pc	$\sim (2-6) \times 10^7 M_{\odot}$	Oka et al. (1998)
Nuclear bulge	≈ 0 –280 pc (off-centered)	Dense gas : $\sim (1.2-6.4) \times 10^7 M_{\odot}$ Thin gas : $\sim (0.7-1.4) \times 10^7 M_{\odot}$	Dahmen et al. (1998) "

reaches ~ 30 – 60 pc). An analysis of the velocity-integrated intensity maps yields a total H₂ mass $\sim 2.4 \times 10^7 M_{\odot}$ for the disk, with $\sim 1.1 \times 10^7 M_{\odot}$ in Arm I and $\sim 0.8 \times 10^7 M_{\odot}$ in Arm II, and an H₂ mass $\sim 2.8 \times 10^7 M_{\odot}$ for the entire region $r_{\perp} \leq 150$ pc. By examining a somewhat wider section of Bally et al.'s (1987) survey, Sofue (1995b) estimated that the "expanding molecular ring" that surrounds the GC molecular disk has a mean radius ≈ 180 pc (as already established before), a radial thickness ~ 15 pc, a vertical thickness ~ 100 pc and an H₂ mass $\sim 5 \times 10^6 M_{\odot}$ (80% of which belongs to the region $r_{\perp} \leq 150$ pc).

Dahmen et al. (1998) gained additional information on the spatial structure and physical state of molecular gas near the GC by analyzing a SMWT C¹⁸O ($J = 1 \rightarrow 0$) survey of the central region $-1:05 \leq l \leq 3:6$, in conjunction with the SMWT ¹²CO ($J = 1 \rightarrow 0$) survey of the broader region $-12^{\circ} \leq l \leq 13^{\circ}$ presented by Bitran et al. (1987). For both isotopomers⁴, they performed radiative transfer calculations in the Large Velocity Gradient (LVG) approximation, and they adopted abundance ratios ¹²CO/H₂ = 10^{-4} and C¹⁸O/H₂ = 4×10^{-7} . Their calculations enabled them to estimate the kinetic temperature, volume density and total mass of molecular gas in the nuclear bulge, which they assumed to extend over the longitude range $-1:5 \leq l \leq 2:25$ (projected half-size ≈ 280 pc). They found that most of the C¹⁸O emission is likely to originate in molecular gas with kinetic temperature $T \sim 50$ K and H₂ density $n_{\text{H}_2} \sim 10^{3.5} \text{ cm}^{-3}$, and they argued that the associated H₂ mass in the nuclear bulge is comprised between $\sim 1.2 \times 10^7 M_{\odot}$ and $6.4 \times 10^7 M_{\odot}$. Furthermore, they noted significant differences between the C¹⁸O and ¹²CO intensity maps, which they interpreted as evidence for the presence of a widespread, high-temperature and low-density gas component, detected in ¹²CO but not in C¹⁸O. This thin gas would have $T \sim 150$ K, $n_{\text{H}_2} \sim 10^{2.5} \text{ cm}^{-3}$ and an H₂ mass in the nuclear bulge between $\sim 0.7 \times 10^7 M_{\odot}$ and twice that value.

Another powerful method to probe the physical conditions in molecular gas near the GC is to compare emission lines from different J levels of ¹²CO. In this spirit, Oka et al. (1998) mapped the region $|l| \leq 2:5$ in ¹²CO ($J = 2 \rightarrow 1$) emission with the NRO survey telescope, and they resorted to previous ¹²CO ($J = 1 \rightarrow 0$) maps from Bitran (1987) for comparison. Their analysis of the ¹²CO ($J = 2 \rightarrow 1$) / ¹²CO ($J = 1 \rightarrow 0$) intensity ratio indicates that the CO luminosity of the innermost ~ 400 pc is dominated by emission from low-density gas with $n_{\text{H}_2} \sim 10^{2.5} \text{ cm}^{-3}$. To reconcile this finding with the inference from CS, NH₃ and HCN observations that high-density gas with $n_{\text{H}_2} \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ prevails, Oka et al. (1998) advanced the view that molecular gas actually exists in two distinct

components: a low-density ($n_{\text{H}_2} \leq 10^3 \text{ cm}^{-3}$) component present in "diffuse" clouds with a large filling factor, and a high-density ($n_{\text{H}_2} \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$) component present in "clumps" with a small filling factor. This view of a two-component molecular gas in the GC region has found support in several subsequent studies relying on other tracer molecules (e.g., Rodríguez-Fernández et al. 2001; Oka et al. 2005; Magnani et al. 2006). Let us simply mention that the warm ($T \sim 150$ K), and presumably low-density, component detected by Rodríguez-Fernández et al. (2001) would on average represent $\sim 30\%$ of the total molecular gas.

Higher- J transitions of ¹²CO also provide a valuable diagnostic tool for molecular gas. For instance, Martin et al. (2004) surveyed the region $-1:3 \leq l \leq 2^{\circ}$ in ¹²CO ($J = 4 \rightarrow 3$) and ¹²CO ($J = 7 \rightarrow 6$) emission with the AST/RO telescope, and they analyzed their ¹²CO ($J = 4 \rightarrow 3$) and ¹²CO ($J = 7 \rightarrow 6$) maps together with existing ¹²CO ($J = 1 \rightarrow 0$) and ¹³CO ($J = 1 \rightarrow 0$) maps from Stark et al. (1988) and Bally et al. (1987, 1988). Like Dahmen et al. (1998), they worked with the LVG approximation and they took ¹²CO/H₂ = 10^{-4} . What emerges from their study is that the molecular gas kinetic temperature decreases from $T \geq 70$ K at the edges of cloud complexes to $T \leq 50$ K in their interiors, and that the H₂ density spans the validity range of their LVG analysis ($\sim 10^{2.5}$ – $10^{4.5} \text{ cm}^{-3}$), with typical values $n_{\text{H}_2} \sim 10^{3.5} \text{ cm}^{-3}$ inside cloud complexes.

Finally, Sawada et al. (2004) devised a purely observational method to deconvolve sky maps of CO emission into a face-on view of the molecular gas distribution near the GC, based on a quantitative comparison between the 2.6-mm ¹²CO emission line and the 18-cm OH absorption line. Their face-on map exhibits a strong central condensation (corresponding to the CMZ), which is elongated along an axis inclined by $\sim 70^{\circ}$ to the line of sight (so that its near end lies at positive longitudes), ~ 500 pc \times 200 pc in size, and possibly composed of a pair of arms (as suggested by Sofue 1995a). The so-called "expanding molecular ring" lies at the periphery of the central condensation, without clearly separating from it. It, too, is elongated and inclined (by an uncertain angle $< 70^{\circ}$) toward positive longitudes, though it does not actually stand out as a coherent entity in the face-on map. Instead, Sawada et al.'s (2004) results tend to substantiate the idea that the "expanding molecular ring" arises from the projection of interstellar gas moving along highly elongated orbits in response to the gravitational potential of the Galactic bar (see Sect. 3 for further details).

Table 3 provides a summary of all the H₂ masses estimated in this subsection. Clearly, the H₂ mass derived by Sanders et al. (1984) for the innermost region is significantly greater than the other estimates. This is only because these authors used a much larger value of the conversion factor, X_{CO} , more typical of the Galactic disk at large. If we now rescale all the

⁴ Isomers having the same number of isotopically distinct atoms but differing in the positions of these atoms. The term "isotopomer" results from the contraction of the words "isotope" and "isomer".

Table 4. Estimated values of the mass of interstellar H₂ in specific regions of the GB, deduced from ¹²CO measurements (or from ¹³CO measurements combined with an assumed ¹²CO-to-¹³CO intensity ratio) together with $X_{\text{CO}} = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ s}$.

Region of space	Radial range	H ₂ mass	Original reference ^a
Tilted GB disk : inner part	0–450 pc	$\sim 2.4 \times 10^7 M_{\odot}$	Sanders et al. (1984)
outer part	450 pc–1.3 kpc	$\sim 2.9 \times 10^7 M_{\odot}$	"
Depression zone	1.3–3 kpc	$\sim 1.3 \times 10^7 M_{\odot}$	"
GC molecular disk	≈ 0 –150 pc	$\sim 1.3 \times 10^7 M_{\odot}$	Sofue (1995a)
"Expanding molecular ring"	straddling $r \approx 180$ pc	$\sim 2.7 \times 10^6 M_{\odot}$	Sofue (1995b)
GB region $-1:5 \leq l \leq 3:5$	≈ 0 –375 pc (off-centered)	$\sim 4.4 \times 10^7 M_{\odot}$	Sodroski et al. (1995)
GB region $ l \leq 2:5$	≈ 0 –375 pc	$\sim 4.2 \times 10^7 M_{\odot}$	Oka et al. (1998)

^a Reference for the corresponding mass estimate given in Table 3, which we rescaled to our adopted value of X_{CO} .

H₂ masses deduced from ¹²CO measurements (or from ¹³CO measurements combined with an assumed ¹²CO-to-¹³CO intensity ratio) in Table 3 to our adopted reference value $X_{\text{CO}} = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ s}$, we obtain the H₂ masses listed in Table 4. These masses agree with each other to within a factor of ~ 2 . Moreover, they grossly match the total hydrogen masses inferred from infrared dust measurements by Launhardt et al. (2002) (see Table 1), consistent with the notion that most of the interstellar gas in the CMZ is in molecular form.

2.3. Atomic gas

Virtually all our observational knowledge on the interstellar atomic gas near the GC stems from spectral studies of the HI 21-cm line in emission or in absorption. The early NRAO surveys of HI 21-cm emission over the longitude range $-11^{\circ} \leq l \leq 13^{\circ}$ led Burton & Liszt (1978) and Liszt & Burton (1980) to propose a tilted disk model for the HI spatial distribution inside $r \sim 2$ kpc. The model parameters were determined iteratively by generating synthetic 21-cm emission spectra and adjusting them to the observed spectra.

In Burton & Liszt's (1978) model (rescaled to $r_{\odot} = 8.5$ kpc), the HI disk is axisymmetric, 1.3 kpc in radius, 200 pc thick (Gaussian scale height of 85 pc), tilted by 22° out of the Galactic plane (with the first/fourth quadrant side at negative/positive latitudes) and inclined by 78° to the plane of the sky (with the near/far side at negative/positive latitudes), such that the normal to the HI disk forms a 25° angle with the z -axis. The HI space-averaged density in the disk is given by a Gaussian function of distance to the HI midplane, z_d ,

$$\langle n_{\text{HI}} \rangle(z_d) = (0.39 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z_d}{85 \text{ pc}} \right)^2 \right], \quad (5)$$

which implies a total HI mass in the disk $\approx 1.1 \times 10^7 M_{\odot}$. Finally, the HI gas within the disk has rotation and expansion motions of comparable magnitudes.

Liszt & Burton (1980) argued that the observed kinematics of the HI gas could be more plausibly explained by a tilted elliptical disk model, in which the gas moves along closed elliptical orbits. Thus, in Liszt & Burton's (1980) model (again rescaled to $r_{\odot} = 8.5$ kpc), the HI disk is elliptical, with semi-major axis 1.6 kpc and axis ratio 3.1 : 1. Its thickness remains 200 pc, but the tilt and inclination angles are now $13:5$ to the Galactic plane and 70° to the plane of the sky (entailing a 24° angle between the disk normal and the z -axis), and the major axis is oriented at $48:5$ clockwise to the "inclined x -axis" (corresponding to a $51:5$ angle to the line of sight) (see their Fig. 1). The HI space-averaged density in the disk is still given by Eq. (5), but the total HI mass in the disk now amounts to $\approx 5.2 \times 10^6 M_{\odot}$.

A different modification to Burton & Liszt's (1978) original model can be found in the paper by Burton & Liszt (1993). There, the HI spatial distribution within the GB disk is modeled in a slightly more complicated manner, with a HI space-averaged density depending on both r and z_d :

$$\begin{aligned} \langle n_{\text{HI}} \rangle(r, z_d) = & \left\{ (0.82 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[-\left(\frac{r}{450 \text{ pc}} \right)^2 \right] \right. \\ & \left. + (0.10 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[-\left(\frac{r}{800 \text{ pc}} \right)^2 \right] \right\} \\ & \times \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z_d}{50 \text{ pc}} \right)^2 \right]. \quad (6) \end{aligned}$$

The corresponding *FWHM* thickness is ≈ 118 pc and the total HI mass is $\approx 2.2 \times 10^6 M_{\odot}$. However, the emphasis of the paper is placed on the kinematic aspects of atomic gas in the GB, and as the authors themselves recognize, Eq. (6) may have little intrinsic significance. Therefore, we do not regard the associated mass estimate as particularly trustworthy.

Rohlf's & Braunsfurth (1982) presented a more refined description of the morphology and kinematics of atomic gas in the central parts of the HI GB disk. They analyzed 21-cm emission as well as absorption spectra obtained with the Effelsberg telescope at longitudes $|l| \leq 1:5$, and they made comparisons between both types of spectra in order to locate the major HI features relative to the GC. Like Burton & Liszt (1978), they started from the premise that the velocity field includes rotation and expansion. Furthermore, they used an axisymmetric rotation curve inferred from a Galactic mass model as an independent distance indicator, and they assumed that the major HI features are nearly circular (though not necessarily concentric with the GC). Because of these stringent assumptions, largely refuted by more recent work, too much reality should not be ascribed to the precise quantitative estimates provided by Rohlf's & Braunsfurth (1982). Nevertheless, a couple of important points deserve mentioning. First, although the HI GB disk as a whole is markedly tilted, its central parts are approximately parallel to the Galactic plane (as is the case for the warped H₂ disk of Burton & Liszt 1992; see Sect. 2.2). Second, the 180-pc molecular ring is visible in 21-cm emission, without however being prominent. For reference, Rohlf's & Braunsfurth (1982) estimated that the inner part of the HI GB disk has a radius ~ 300 pc, a thickness ~ 90 pc and an HI mass $\sim 2.3 \times 10^6 M_{\odot}$, while the 180-pc molecular ring has a mean radius ≈ 175 pc, a vertical thickness ~ 60 pc and an HI mass $\sim 8 \times 10^5 M_{\odot}$.

Unfortunately, the atomic gas does not benefit from the wide variety of diagnostic spectral lines or from the vast number of high-resolution surveys as are presently available for the

Table 5. Estimated values of the mass of interstellar HI in specific regions of the GB.

Region of space	Radial range	HI mass	Reference
Tilted GB disk :			
Axisymmetric	0–1.3 kpc	$\sim 1.1 \times 10^7 M_{\odot}$	Burton & Liszt (1978)
Elliptical	0–1.6 kpc / 0–0.52 kpc	$\sim 5.2 \times 10^6 M_{\odot}$	Liszt & Burton (1980)
Axisymmetric	See Eq. (6)	$\sim 2.2 \times 10^6 M_{\odot}$	Burton & Liszt (1993)
Inner part of GB disk	~ 0 –300 pc (off-centered)	$\sim 2.3 \times 10^6 M_{\odot}$	Rohlfs & Braunsfurth (1982)
180-pc molecular ring	straddling $r \approx 175$ pc (off-centered)	$\sim 8 \times 10^5 M_{\odot}$	"

molecular gas. Further genuine progress in our understanding of interstellar atomic gas near the GC will probably have to await the release of new data from the GC extension of the Southern Galactic Plane Survey (McClure-Griffiths, private communication). In the meantime, one should bear in mind that the spatial distribution and kinematics of the atomic gas might not be as drastically different from those of the molecular gas as traditionally believed. Liszt & Burton (1996) advanced several cogent arguments pointing to the congruence of both gases in position and in velocity, and they attributed their apparent disparities to differences in the observational conditions (angular resolution, sky coverage and signal-to-noise ratio) of HI versus CO, in the thin versus thick optical-depth regime and in the presence versus absence of absorption (see also Liszt & Burton 1978). In addition, they emphasized that the kinematic features appearing in the HI and CO spectra (notably the “expanding molecular ring”) do not correspond to discrete material bodies, but instead result from kinematic projection effects.

Again, we close up the subsection with a summary table (Table 5) including all our mass estimates. For completeness, we can add that the HI mass inside $r \approx 300$ pc is $\approx 5.8 \times 10^5 M_{\odot}$ in Burton & Liszt’s (1978) model and $\approx 6.6 \times 10^5 M_{\odot}$ in their (1993) model, as opposed to $\sim 3.1 \times 10^6 M_{\odot}$ in Rohlfs & Braunsfurth (1982). Hence, there is roughly a factor of 5 discrepancy between Burton & Liszt on the one hand and Rohlfs & Braunsfurth on the other hand. The same factor exists, for the entire HI GB disk, between the old and new models of Burton & Liszt, but as we already mentioned earlier, the HI mass deduced from their 1993 model should not be taken too seriously. If we disregard this mass estimate, we may conclude from a comparison between Tables 4 and 5 that the HI mass of the entire GB disk represents but $\sim 10\%$ – 20% of its H_2 mass.

2.4. Ionized gas

Radio signals from pulsars and other (Galactic and extragalactic) compact sources provide a unique source of information on the ionized component of the interstellar gas. Cordes & Lazio (2002) assembled all the useful data (dispersion measures, scattering measures and independent distance estimates) available at the end of 2001 to construct a new non-axisymmetric model of the spatial distribution of interstellar free electrons in the Galaxy. This “NE2001 model”, which incorporates separate multi-wavelength data on the spiral structure of the Galaxy, the local interstellar medium and the GC region, supersedes the earlier models of Cordes et al. (1991) and Taylor & Cordes (1993). It includes a smooth large-scale component, which consists of two axisymmetric disks and five spiral arms, a smooth GC component, a contribution from the local interstellar medium, and individual clumps and voids.

Retaining solely the smooth components present inside 3 kpc, we can write the free-electron space-averaged density in the GB as

$$\langle n_e \rangle(r) = \langle n_e \rangle_1(r, z) + \langle n_e \rangle_2(r, z) + \langle n_e \rangle_3(r, z), \quad (7)$$

where

$$\langle n_e \rangle_1(r, z) = (0.05 \text{ cm}^{-3}) \left[\cos \left(\pi \frac{r}{2L_1} \right) u(L_1 - r) \right] \times \text{sech}^2 \left(\frac{z}{H_1} \right), \quad (8)$$

with $L_1 = 17$ kpc and $H_1 = 950$ pc, for the outer thick disk (u is the unit step function),

$$\langle n_e \rangle_2(r, z) = (0.09 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[- \left(\frac{r - L_2}{L_2/2} \right)^2 \right] \times \text{sech}^2 \left(\frac{z}{H_2} \right), \quad (9)$$

with $L_2 = 3.7$ kpc and $H_2 = 140$ pc, for the inner thin disk⁵, and

$$\langle n_e \rangle_3(r, z) = (10 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[- \frac{x^2 + (y - y_3)^2}{L_3^2} \right] \times \exp \left[- \frac{(z - z_3)^2}{H_3^2} \right], \quad (10)$$

with $y_3 = -10$ pc, $z_3 = -20$ pc, $L_3 = 145$ pc and $H_3 = 26$ pc, for the GC component⁶. Strictly speaking, the offset ellipsoid exponential in Eq. (10) should be truncated to zero for arguments smaller than -1 . However, such a discontinuity was introduced into the model to reflect the abrupt changes observed in the distribution of scattering diameters for OH masers in the GC rather than an abrupt drop-off in the free-electron density. Since we are interested only in the free-electron density (as opposed to both the density and its fluctuations), we are entitled to relax the constraint arising from scattering diameters and omit to truncate the ellipsoid exponential in Eq. (10) (Lazio, private communication). Then the GC component remains dominant near the mid-plane out to $r \approx 335$ pc. The rest of the GB is largely dominated by the thick disk, except for a narrow wedge starting at $(r, z) \approx (2.3 \text{ kpc}, 0)$ and opening outward, wherein the thin disk takes over.

To convert the above free-electron density into an ionized-hydrogen density, we follow conventional wisdom and assume that the molecular and atomic media (discussed in Sects. 2.2

⁵ The expression of $g_2(r)$ given in Table 2 of Cordes & Lazio (2002) contains a typo: A_a should be A_2 in the numerator and $A_2/2$ in the denominator (Lazio, private communication).

⁶ The (x, y, z) coordinates used by Cordes & Lazio (2002) correspond to (y, x, z) in our coordinate system (see Fig. 1).

and 2.3, respectively) can be considered as completely neutral, while the ionized medium can be divided into a warm ionized medium (WIM), where hydrogen is entirely ionized and helium completely neutral, and a hot ionized medium (HIM), where hydrogen and helium are both fully ionized. If we further denote by f_{HIM} the fraction of ionized gas belonging to the HIM and remember that helium represents 10% by number of hydrogen (see beginning of Sect. 2), we find that the ionized-hydrogen space-averaged density is related to the free-electron space-averaged density through

$$\langle n_{\text{H}^+} \rangle = \frac{1}{1 + 0.2 f_{\text{HIM}}} \langle n_e \rangle. \quad (11)$$

The HIM fraction, f_{HIM} , is quite uncertain, but fortunately, its exact value has little impact on the inferred H^+ density, $\langle n_{\text{H}^+} \rangle$, which varies between $\langle n_e \rangle$ if $f_{\text{HIM}} = 0$ and $0.83 \langle n_e \rangle$ if $f_{\text{HIM}} = 1$.

The total H^+ mass in the interstellar GB and the contributions from the thick disk, thin disk and GC component are obtained by integrating Eqs. (8), (9) and (10), divided by the factor $(1 + 0.2 f_{\text{HIM}})$, out to $r = 3$ kpc. For reference, if $f_{\text{HIM}} = 0$, the thick disk has an H^+ mass of $6.4 \times 10^7 M_{\odot}$ inside 3 kpc, with $1.8 \times 10^6 M_{\odot}$ inside 500 pc and $1.6 \times 10^5 M_{\odot}$ inside 150 pc; the thin disk has an H^+ mass of $8.3 \times 10^6 M_{\odot}$ inside 3 kpc, with $1.8 \times 10^4 M_{\odot}$ inside 500 pc and $1.0 \times 10^3 M_{\odot}$ inside 150 pc; and the GC component has a total H^+ mass of $7.5 \times 10^5 M_{\odot}$, with $5.0 \times 10^5 M_{\odot}$ inside 150 pc and negligible amounts outside 500 pc. The resulting total H^+ masses inside 150 pc, 500 pc and 3 kpc are displayed in Table 6. A comparison with our previous tables (Table 1 or Table 4 with an assumed H^+ -to- H_2 mass ratio $\sim 10\%$ – 20%) suggests that ionized gas accounts for only $\sim 4\%$ – 5% of the total interstellar gas in the region $r \leq 150$ pc, $\sim 4\%$ – 8% in the region $r \leq 500$ pc, and $\sim 30\%$ – 50% on average over the entire GB ($r \leq 3$ kpc). Not surprisingly, the fraction of ionized gas increases not only with $|z|$ (as indicated by the comparatively large scale height in Eq. (8)), but also with r .

Lazio & Cordes (1998) discussed the nature of the medium responsible for the observed scattering. They proposed that scattering arises in thin layers on the surfaces of molecular clouds. These layers would either be the photoionized skins of molecular clouds, with $T_e \sim 10^4$ K and $n_e \gtrsim 10^3 \text{ cm}^{-3}$, or the interfaces between molecular clouds and the hot ($\sim 10^7$ K) ambient gas, with $T_e \sim (10^5\text{--}10^6)$ K and $n_e \sim (5\text{--}50) \text{ cm}^{-3}$. In both cases, the scattering medium would have a small filling factor. However, the scattering medium possibly constitutes but a small part of the ionized medium; therefore, its morphology and physical parameters are not necessarily representative of the ionized medium in general.

The best source of information on the morphology and physical parameters of the warm component of the ionized medium near the GC comes from the thermal (free-free) component of the radio continuum emission and from radio recombination lines. In general, thermal continuum measurements are used to image the ionized gas and to estimate its electron density and temperature, while recombination line measurements make it possible to investigate the kinematics of the ionized gas and also to estimate its electron temperature.

As explained in the review by Mezger & Pauls (1979), the thermal radio continuum emission is produced in an extended ionized medium (here referred to as the WIM) and in individual HII regions. On the sky, the thermal radio emission appears closely correlated with far-infrared dust emission, and less well correlated with CO emission, which is asymmetric (see Sect. 2.2), more extended in longitude and less extended in latitude. To quote Mezger & Pauls (1979), “this suggests

that the [WIM] may be ionization bounded along the Galactic plane, but density bounded perpendicular to it”. As a first rough approximation, Mezger & Pauls (1979) modeled the WIM by the superposition of two oblate ellipsoids with the following characteristics⁷ (rescaled to $r_{\odot} = 8.5$ kpc): the larger ellipsoid is $\simeq (225 \text{ pc})^2 \times 90$ pc in size and has $T_e \simeq 5000$ K, $n_e \simeq 8 \text{ cm}^{-3}$ and $M_{\text{H}^+} \simeq 4.7 \times 10^5 M_{\odot}$, while the smaller ellipsoid is $\simeq (95 \text{ pc})^2 \times 55$ pc in size and has $T_e \simeq 5000$ K, $n_e \simeq 18 \text{ cm}^{-3}$ and $M_{\text{H}^+} \simeq 1.2 \times 10^5 M_{\odot}$ (see Table 6). Altogether, the central electron density is $\simeq 26 \text{ cm}^{-3}$ and the total H^+ mass is $\simeq 5.9 \times 10^5 M_{\odot}$. For comparison, in the NE2001 model of Cordes & Lazio (2002), the GC component has an ellipsoid exponential distribution with *FWHM* size $\simeq (241 \text{ pc})^2 \times 43$ pc (comparable in radial extent, but significantly more oblate than the larger ellipsoid of Mezger & Pauls 1979), a central electron density of 10 cm^{-3} and a total H^+ mass of $(7.5 \times 10^5 M_{\odot}) / (1 + 0.2 f_{\text{HIM}})$. Evidently, the good agreement found for the H^+ masses is a little fortuitous.

A number of studies on the WIM near the GC have been carried out since the review of Mezger & Pauls (1979). For instance, Mehringer et al. (1992, 1993) observed the Sgr B region with the VLA, both at several wavelengths in the radio continuum and in the H110 α radio recombination line. They estimated the rms electron density outside compact HII regions at $\sim 80 \text{ cm}^{-3}$ in Sgr B1 and $\sim 60 \text{ cm}^{-3}$ in Sgr B2.

Besides the WIM, the ionized medium near the GC contains a hot component (referred to as the HIM) which can be detected through its X-ray thermal emission. Maps of the diffuse X-ray background in the (0.5–2.0) keV energy band from the ROSAT all-sky survey reveal an extended zone of enhanced emission in the general direction of the GC (Snowden et al. 1997). Although part of the enhancement can be attributed to the nearby Loop I SB, Snowden et al. (1997) argued, based on the latitude profile of the excess emission, on the absorption trough running along the Galactic plane and on the deep shadows cast by relatively distant molecular clouds, that the bulk of the enhancement arises from a bulge of hot, X-ray emitting gas around the GC. They went on to propose a crude model for the X-ray bulge, which relies on the (0.5–2.0) keV ROSAT data corrected for foreground absorption by interstellar H^+ and H_2 , and which assumes that the X-ray emitting gas is in collisional ionization equilibrium. In their model, the hot gas has a temperature of 4×10^6 K, an electron space-averaged density (again rescaled to $r_{\odot} = 8.5$ kpc)

$$\langle n_e \rangle_{\text{HIM}}(r, z) = (0.0034 \text{ cm}^{-3}) u(6 \text{ kpc} - r) \times \exp \left[- \left(\frac{|z|}{2 \text{ kpc}} \right) \right], \quad (12)$$

and hence an H^+ mass $\simeq 8 \times 10^6 M_{\odot}$ inside $r = 3$ kpc.

As follow-up work, Almy et al. (2000) analyzed the shadows cast by a distant molecular cloud complex against the X-ray enhancement in the $\frac{3}{4}$ keV and 1.5 keV ROSAT bands, and came to the conclusion that a significant fraction of the observed radiation in that direction is indeed emitted beyond the cloud complex, most likely in an X-ray bulge surrounding the GC. They also derived a simple, albeit more realistic, model for the X-ray bulge, in which the X-ray emitting gas is an adiabatic polytrope

⁷ In the rest of this section, all density estimates deduced from emission measures implicitly assume that the phase under consideration occupies all the interstellar volume. If the considered phase actually has a volume filling factor ϕ , each of our density estimates corresponds in fact to the geometric mean between the true and space-averaged densities, and the actual true/space-averaged density is obtained by dividing/multiplying our density estimate by $\sqrt{\phi}$.

Table 6. Estimated values of the mass of interstellar H⁺ (total mass or partial contribution from the WIM or HIM/VHIM) in specific regions of the GB. The total H⁺ masses deduced from the NE2001 model for the free-electron density (Cordes & Lazio 2002) are those obtained under the extreme assumption that 100% of the ionized medium is warm (so that $\langle n_{H^+} \rangle = \langle n_e \rangle$). If, in reality, a fraction f_{HIM} of the ionized medium is hot, these masses should be divided by the factor $(1 + 0.2 f_{\text{HIM}})$ (see Eq. (11)).

Region of space	Radial range	H ⁺ mass		Reference
		Total	WIM HIM/VHIM	
Galactic bulge : innermost	0–150 pc	$\sim 6.6 \times 10^5 M_{\odot}$		Cordes & Lazio (2002)
intermediate	0–500 pc	$\sim 2.6 \times 10^6 M_{\odot}$		"
total	0–3 kpc	$\sim 7.3 \times 10^7 M_{\odot}$		"
Smaller ellipsoid	≈ 0 –47 pc		$\sim 1.2 \times 10^5 M_{\odot}$	Mezger & Pauls (1979)
Larger ellipsoid	≈ 0 –112 pc		$\sim 4.7 \times 10^5 M_{\odot}$	"
Galactic bulge	0–3 kpc		$\sim 8 \times 10^6 M_{\odot}$	Snowden et al. (1997)
			$\sim 1.2 \times 10^7 M_{\odot}$	Almy et al. (2000)
10-keV plasma : innermost	0–150 pc		$\sim 5.5 \times 10^4 M_{\odot}$	Yamauchi et al. (1990)
				Koyama et al. (1996)
total	~ 0 –250 pc		$\sim 9.5 \times 10^4 M_{\odot}$	"

($P \propto \rho^{5/3}$) in hydrostatic balance (in the Galactic gravitational potential of Wolfire et al. 1995). Like Snowden et al. (1997), they assumed collisional ionization equilibrium and they accounted for foreground absorption. They found that the best fit to the $\frac{3}{4}$ keV ROSAT data is reached for a central gas temperature of 8.2×10^6 K and a central electron density of 0.011 cm^{-3} .

Almy et al. (2000) provided no analytical expressions to describe the spatial variation of the hot gas parameters. Nonetheless, all the useful expressions can be retrieved by solving the hydrostatic equation, $-\nabla P - \rho \nabla \phi = 0$, together with the polytropic assumption, $P = K \rho^{5/3}$, and Wolfire et al.'s (1995) representation of the Galactic gravitational potential,

$$\phi(r, z) = -(225 \text{ km s}^{-1})^2 \times \left\{ \frac{C_1}{\sqrt{r^2 + (a_1 + \sqrt{z^2 + b_1^2})^2}} + \frac{C_2}{a_2 + \sqrt{r^2 + z^2}} - C_3 \ln \frac{\sqrt{1 + \frac{a_3^2 + r^2 + z^2}{r_h^2}} - 1}{\sqrt{1 + \frac{a_3^2 + r^2 + z^2}{r_h^2}} + 1} \right\}, \quad (13)$$

where $C_1 = 8.887$ kpc, $a_1 = 6.5$ kpc, $b_1 = 0.26$ kpc, $C_2 = 3.0$ kpc, $a_2 = 0.70$ kpc, $C_3 = 0.325$, $a_3 = 12$ kpc and $r_h = 210$ kpc. In this manner, it is found that the electron space-averaged density of the HIM can be written in the form

$$\langle n_e \rangle_{\text{HIM}}(r, z) = \left\{ (0.011 \text{ cm}^{-3})^{2/3} - (1.73 \times 10^{-17} \text{ cm}^{-4} \text{ s}^2) \times [\phi(r, z) - \phi(0, 0)] \right\}^{1.5} \quad (14)$$

and that the H⁺ mass inside $r = 3$ kpc (with $|z| \leq 5$ kpc) amounts to $\approx 1.2 \times 10^7 M_{\odot}$.

Hence, the mass of hot H⁺ predicted by Almy et al.'s (2000) model for the region $r \leq 3$ kpc is 1.5 times that predicted by Snowden et al.'s (1997) cruder model. In view of Table 6 and the discussion below Eq. (11), Almy et al.'s model suggests that hot gas globally represents $\sim 17\%$ of all the ionized gas, and thus $\sim 5\%$ – 8.5% of the total interstellar gas, in the GB. However, little can be said about the spatial variation of the hot gas fraction, because the assumption of an adiabatic polytrope in hydrostatic

balance is made for modeling convenience rather than on observational grounds.

The ionized medium near the GC also contains an even higher-temperature component (sometimes called the very hot ionized medium or VHIM), revealed by its hard X-ray thermal emission, both in a free-free continuum and in characteristic lines from highly ionized elements. Koyama et al. (1989) reported the detection with the Ginga satellite of intense 6.7-keV K α line emission from helium-like iron, the most abundant ionization state at a temperature of several keV. From the shape of the (supposedly free-free) continuum in the (2–18) keV energy band, they independently estimated the plasma temperature at $kT \sim 10$ keV (i.e., $T \sim 10^8$ K). Yamauchi et al. (1990) then performed a two-dimensional mapping of the very hot 6.7-keV emitting plasma (outside the Galactic ridge). They found that its two-dimensional distribution on the plane of the sky could be fitted by an elliptical Gaussian with *FWHM* size $\approx 270 \text{ pc} \times 150 \text{ pc}$ and major axis tilted clockwise by $\approx 21^\circ$ with respect to the Galactic plane.

Subsequent, higher-energy-resolution observations in the (2–10) keV band with the ASCA satellite confirmed the presence of very hot plasma in the GC region (Koyama et al. 1996). Although the X-ray continuum could again be explained by thermal free-free emission at $kT \gtrsim 10$ keV, the simultaneous appearance in the spectra of K α lines from helium-like and hydrogen-like ions of various elements suggests that the very hot plasma is either multi-temperature or out of ionization equilibrium. Its electron density was estimated by Koyama et al. (1996) at $\sim (0.3\text{--}0.4) \text{ cm}^{-3}$. When integrated over an ellipsoid Gaussian distribution with *FWHM* size $\approx (270 \text{ pc})^2 \times 150 \text{ pc}$ (from Yamauchi et al. 1990), this electron density implies a total H⁺ mass $\sim (8\text{--}11) \times 10^4 M_{\odot}$, 58% of which lies inside $r = 150$ pc. From this, we may conclude that the very hot gas encloses $\sim 7\%$ – 10% of the ionized gas, and hence $\sim 0.3\%$ – 0.5% of all the interstellar gas, inside $r = 150$ pc.

3. Dynamical models

The observed non-axisymmetric distribution and non-circular motions of interstellar gas near the GC can most likely be attributed to the presence of a Galactic bar, and to a large extent, they can be explained in terms of the theoretical properties of stable closed orbits in the gravitational potential of a barred galaxy (see Binney & Merrifield 1998 for a brief review). Both analytical and numerical calculations of particle orbits in a barred gravitational potential have brought to light the existence of two

families of stable closed orbits. Although the exact status of these two families depends on the shape and strength of the bar and can become rather complex, for our purposes it suffices to be aware of the basic typical situation. Typically, the orbits prevailing inside the bar's inner Lindblad resonance (ILR) are the so-called x_2 orbits, elongated perpendicular to the bar's major axis, and the orbits prevailing outside the ILR are the x_1 orbits, generally elongated along the bar – except between the bar's corotation radius and its outer Lindblad resonance (OLR), where most closed orbits are unstable (see, e.g., Contopoulos & Mertzianides 1977⁸; Contopoulos & Papayannopoulos 1980; Athanassoula 1992a). The ellipticity of both families of orbits increases toward the ILR, and on the whole x_1 orbits are more elongated than x_2 orbits.

Binney et al. (1991) proposed a dynamical model of interstellar gas in the innermost (2–3) kpc of the Galaxy meant to reproduce at best the observed morphology and kinematics of CO, CS and HI emissions. The basic scenario underlying their model is the following: Interstellar gas subject to the gravitational potential of the bar tends to settle onto stable closed orbits, although due to diverse dissipation processes, it gradually drifts inward through a sequence of decreasing-energy orbits. Gas starting off outside the ILR travels along x_1 orbits until its inward drift brings it to a cusped x_1 orbit, interior to which x_1 orbits become self-intersecting at their apocenters. Shocks and material collisions along the cusped and outermost self-intersecting x_1 orbits cause the gas to abruptly lose energy and angular momentum and to drop onto the lower-energy x_2 orbits, along which it continues its spiraling motion toward the GC. Since x_2 orbits are overall rounder than x_1 orbits, gas loses energy and drifts inward less rapidly in the “ x_2 disk”, which therefore attains higher densities.

Binney et al. (1991) interpreted the observational longitude-velocity (l, v) diagrams of CO and HI emissions in terms of the theoretical (l, v) curves generated by non self-intersecting x_1 orbits and by x_2 orbits. The cornerstone of their discussion is the parallelogram that encloses most of the emission in the CO (l, v) diagram (this parallelogram corresponds to the 180-pc molecular ring discussed earlier, which, as we already mentioned, is also known as the “expanding molecular ring”). Binney et al. argued that the parallelogram could be identified with the (l, v) trace of the cusped x_1 orbit, thereby placing the GC molecular disk (i.e., the GC disk population of dense molecular clouds) on x_2 orbits. No such parallelogram appears in the HI (l, v) diagram, whose structure suggests instead that atomic gas extends well into the region of non self-intersecting x_1 orbits. These considerations led Binney et al. to propose that a substantial fraction of the interstellar gas turns molecular at the strong shocks present in the vicinity of the cusped x_1 orbit. Farther out, the observed gap in the interstellar gas distribution between radii ~ 1.5 kpc and ~ 3 kpc could presumably be explained by the generally unstable character of particle orbits in a region extending radially from somewhere inside corotation to the OLR and by the resulting expulsion of gas away from the unstable region. The accumulation of expelled gas just outside the OLR would then lie at the root of the Galactic disk molecular ring.

Detailed quantitative comparisons between the observational (l, v) diagrams and the theoretical (l, v) curves enabled Binney et al. (1991) to place constraints on the parameters of their model. The best constrained parameter is the inclination angle

⁸ It is interesting to note that the x_1 versus x_2 terminology in use today is opposite to that initially introduced by Contopoulos & Mertzianides (1977) in the case of a weak bar.

of the bar's major axis to the line of sight, which was found to be $\theta_{\text{bar}} \approx 16^\circ$ (within a few degrees) toward positive longitudes. Much more uncertain are the bar's dimensions; Binney et al. arbitrarily adopted $a_0 = 1.2$ kpc for the bar's semi-major axis (more exactly, the radius along the major axis beyond which the matter's density falls off very steeply) and 4:3:3 for the axis ratios, but the bar could easily be longer and more elongated. The bar's corotation radius was arbitrarily set to $r_{\text{CR}} = 2.4$ kpc, consistent with the notions that the bar terminates somewhat inside corotation (Contopoulos & Papayannopoulos 1980; Sellwood & Sparke 1988; Athanassoula 1992b) and that the region around corotation is depopulated of gas.

For all its successes, Binney et al.'s (1991) model leaves a number of important observational features unexplained. Most notably, the longitudinal lopsidedness in the observed CO distribution is much more pronounced than the asymmetry expected from the bar's inclination toward positive longitudes. In addition, Binney et al. noted a significant discrepancy in the velocity scales of the observational CO and HI (l, v) diagrams, when interpreted in the framework of their model. They attributed this discrepancy to the neglect of gas-dynamical effects in their particle-orbit approach, arguing that hydrodynamical forces at the strong shocks responsible for the transition from x_1 to x_2 orbits near the ILR lead to large departures from ballistic trajectories.

This argument prompted Jenkins & Binney (1994) to simulate interstellar gas flows in Binney et al.'s (1991) bar model. They tested two radically different two-dimensional, sticky-particle schemes, which neglect self-gravity, but allow for both accretion of matter shed by bulge stars and removal of clouds from regions above a given density threshold. Both schemes yield similar results, which qualitatively confirm the dynamical scenario envisioned by Binney et al., with one important difference. Here it is found that gas parcels approaching (but still outside) the cusped x_1 orbit tumble onto x_2 orbits located deeper inside, so that a nearly empty zone develops near the cusped orbit between the “ x_1 ring” and the “ x_2 disk”. Only an external source of matter, such as gas loss by bulge stars, can keep this transition zone appreciably populated. For future reference, the ILR lies at $r_{\text{ILR}} \approx 350$ pc, the cusped orbit has a half-size ≈ 650 pc \times 150 pc, and for reasonable values of the numerical parameters, the inner boundary of the x_1 ring has a half-size $\approx (750 \pm 50)$ pc \times (400 \pm 50) pc and the x_2 disk a half-size $\approx (280 \pm 20)$ pc \times (180 \pm 20) pc.

Regrettably, Jenkins & Binney's (1994) simulations fail to resolve the main problems with Binney et al.'s (1991) model, namely, its inability to reproduce the pronounced lopsidedness in the observed CO distribution and its inability to simultaneously explain the observational CO and HI (l, v) diagrams. Jenkins & Binney suggested that part of the blame could probably be laid on the limitations of their numerical schemes, which are restricted to two dimensions and omit self-gravity. They also pointed out that the unsteadiness of gas flows near the ILR could be partly (though certainly not entirely) responsible for the observed asymmetry in CO. Finally, they raised the possibility that CO and HI line emissions might not be reliable tracers of interstellar gas mass.

Subsequently, many hydrodynamical simulations of gas flows in barred gravitational potentials were performed with various numerical techniques. Englmaier & Gerhard (1999) employed a two-dimensional smoothed-particle hydrodynamics code to follow interstellar gas flows in the Galactic gravitational potential deduced from the deprojected and dust-corrected COBE/DIRBE near-infrared luminosity distribution (see Binney et al. 1997), under the assumption of a constant mass-to-light

ratio. The COBE data imply that the bar's inclination angle is restricted to the interval $15^\circ\text{--}35^\circ$, with a preferred value $\theta_{\text{bar}} = 20^\circ$. With this value, the bar has a semi-major axis $a \sim 2$ kpc and axis ratios $\approx 5:3:2$, it is surrounded by a thin elliptical disk with radius ~ 3.5 kpc along the major axis and ~ 2 kpc along the minor axis, and corotation occurs at $r_{\text{CR}} \approx 3$ kpc (assuming $r_\odot = 8$ kpc; Binney et al. 1997). Englmaier & Gerhard (1999) supplemented the gravitational potential deduced from the COBE near-infrared luminosity with the contributions from a central cusp and (for some runs) an outer dark halo. They presented their simulation results in the form of face-on surface-density maps of interstellar gas in the inner Galaxy ($r < r_\odot$) together with the associated (l, v) diagrams. The maps clearly feature a four-armed spiral pattern outside corotation and two pairs of arms inside corotation, each pair emanating approximately from one end of the bar. Interior to the two innermost arms, the vicinity of the cusped x_1 orbit becomes rapidly depleted, as gas parcels reaching the cusped orbit's shock quickly fall in along the shock ridges onto the central x_2 disk. The latter stands out in the surface-density maps as a compact disk of radius ~ 150 pc.

Bissantz et al. (2003) ran similar hydrodynamical simulations based on the improved near-infrared luminosity distribution models of Bissantz & Gerhard (2002). In the best-fit model that they adopted, the bar's inclination angle is again $\theta_{\text{bar}} = 20^\circ$, but its semi-major axis is now $a \approx 1.75$ kpc, its axis ratios $\approx 5:2:1.5$ and its corotation radius $r_{\text{CR}} \approx 3.4$ kpc (assuming again $r_\odot = 8$ kpc). Bissantz et al. (2003) examined the gas dynamics in the bar region more closely. As a starting point, they computed closed x_1 and x_2 orbits in their model gravitational potential and found that the outermost x_2 orbit does not reach out to the cusped x_1 orbit. This, they argued, could be the reason why a gap opens up in the simulations between the cusped orbit and the x_2 disk. According to their calculations, the cusped orbit has a half-size ≈ 1.35 kpc \times 280 pc (approximately twice as large as in Jenkins & Binney 1994) and the outermost closed x_2 orbit has a half-size ≈ 175 pc \times 85 pc (nearly twice smaller than the half-size of the x_2 disk in Jenkins & Binney 1994).

All the above simulations have two important limitations: they are two-dimensional and, more critically, the Galactic gravitational potential is prescribed at the outset and taken to be time-independent and point-symmetric with respect to the GC. A major improvement on both counts was brought by Fux (1999), who performed three-dimensional, self-consistent composite simulations of the inner Galaxy, in which the stellar bar and the interstellar gas are evolved in concert, with N -body and smoothed-particle hydrodynamics codes, respectively. All gravitational interactions (including self-gravity) are taken into account, and no stationarity or symmetry condition is imposed. The simulated face-on surface-density maps are found to fluctuate in time. The stellar bar varies in shape and its center of mass oscillates around the GC with an amplitude of several 100 pc. The interstellar gas flow is unsteady and asymmetric; it develops transient spiral arms and shock fronts as well as a ring or disk of x_2 orbits which closely follows the bar's center of mass.

Fux (1999) constrained the location of the Sun relative to the bar with the help of dust-corrected COBE/DIRBE K -band data. Moreover, he constructed movies of synthetic (l, v) diagrams, compared them to the observational CO and HI (l, v) diagrams and selected the best-matching snapshots. He then used the corresponding gas flow models to interpret the main features of the observational (l, v) diagrams. The two preferred models have $\theta_{\text{bar}} \approx 25^\circ$ (compatible with the COBE data) and $r_{\text{CR}} \approx 4.5$ kpc. In the model that Fux singled out for attention (the one that gives the best overall agreement with the (l, v) observations),

the cusped x_1 orbit has a half-size ≈ 3.2 kpc \times 1.3 kpc, which is considerably larger than in the simulations described above. With such large dimensions, the cusped orbit cannot possibly correspond to the parallelogram in the observational CO (l, v) diagram, as suggested by Binney et al. (1991). Instead, Fux's conjecture is that the parallelogram could represent interstellar gas streams originating from the cusped orbit or from dust-lanes (associated with "off-axis shocks") connecting the cusped orbit to the x_2 ring/disk, and grazing the x_2 ring/disk. Aside from this new interpretation, Fux pointed out that the bar parameters cannot be estimated with any confidence from the best-matching models, and he devised a model-independent method relying on purely geometric considerations. This method yields $\theta_{\text{bar}} = 25^\circ \pm 4^\circ$ for the bar's inclination angle, $a \approx 3.2$ kpc for its semi-major axis, $a:b \approx 5:3$ for its face-on axis ratio and $r_{\text{CR}} \approx (4.0 \pm 0.5)$ kpc for its corotation radius (assuming $r_\odot = 8$ kpc).

A great merit of Fux's (1999) study is that it underscores the inherent non-stationarity of the Galactic bar, with its large-amplitude oscillations around the GC, and the resulting unsteadiness and off-centering of the interstellar gas distribution. In this manner, it offers a natural explanation for the observed longitudinal asymmetry in the CO intensity maps. Furthermore, since the cusped x_1 orbit is no longer associated with the parallelogram in the CO (l, v) diagram, the difference in the velocity scales of the observational CO and HI (l, v) diagrams no longer poses a problem. On the other hand, Fux's simulations raise their own set of questions, as the large values obtained for the corotation radius and for the dimensions of the cusped orbit seem difficult to reconcile with the observed gas deficit between $r \sim 1.5$ kpc and 3 kpc and with the Galactic disk molecular ring starting at $r \approx 3.5$ kpc.

Another, more subtle aspect of the interstellar gas morphology near the GC concerns the orientation of the central x_2 ring/disk with respect to the bar's major axis. We know that closed particle (i.e., collisionless) orbits in a barred gravitational potential are elongated either parallel or perpendicular to the bar's major axis. Typically, they are elongated parallel to the bar between the ILR and corotation and outside the OLR, and perpendicular to the bar inside the ILR (where the central x_2 ring/disk resides) and between corotation and the OLR (e.g., Contopoulos & Mertzaniades 1977; Contopoulos & Papayannopoulos 1980). This is not true of closed gas (i.e., collisional) orbits. Once pressure and viscous forces are taken into account, the 90° jumps in orbit orientation at the bar's resonances are completely smoothed out. Wada (1994), who studied the case of a weak bar with an analytical damped-oscillator model, found that the orbit inclination angle to the bar's major axis, $\Delta\theta$, varies gradually with radius, such that $0^\circ < \Delta\theta \leq 45^\circ$ between the ILR and corotation and outside the OLR, and $45^\circ \leq \Delta\theta < 90^\circ$ inside the ILR and between corotation and the OLR. Hence, x_2 orbits lead the bar by $\Delta\theta > 45^\circ$, and the whole x_2 ring/disk should appear inclined to the bar by a little more than 45° . This is exactly what a close scrutiny of the face-on maps of Englmaier & Gerhard (1999) and Fux (1999) shows. In addition, if the bar is itself inclined by $\theta_{\text{bar}} \approx 20^\circ\text{--}25^\circ$ to the line of sight (Englmaier & Gerhard 1999; Fux 1999; Bissantz et al. 2003), the x_2 ring/disk should be inclined by $\approx 70^\circ$ to the line of sight, in excellent agreement with the observational conclusions of Sawada et al. (2004). Let us also note that the gradual variation in orbit inclination with radius automatically gives rise to spiral density enhancements. One could surmise that these enhancements are related to the molecular arms discussed by Sofue (1995a) (see Sect. 2.2).

4. Our model for the gas distribution

It is clear that our observational knowledge of the interstellar gas distribution in the GB is rather patchy. Although theoretical models can probably bridge some of the gaps, there remain important murky areas. In this section, we gather the relevant observational results (see Sect. 2) that we deem the most trustworthy, we complement them with some theoretical predictions from gas dynamical models (see Sect. 3) and we try to piece everything together into a coherent picture of the interstellar gas distribution in the innermost 3 kpc of our Galaxy.

4.1. The central molecular zone

There have been several attempts to deproject sky maps of molecular line emission in the CMZ. In most cases, a gas kinematic model is appealed to in order to transform the measured line-of-sight velocity into line-of-sight distance. Unfortunately, our poor knowledge of the true gas kinematics near the GC renders this kind of method unreliable.

A notable exception is the work of Sawada et al. (2004), who derived a face-on map of the molecular gas without any kinematic assumption, on the sole basis of observational (emission versus absorption) data (see Sect. 2.2). For this reason, their face-on map will serve as the first building block of our model. Thus, we assume that the CMZ projected onto the Galactic plane has the shape of a 500 pc \times 200 pc ellipse inclined by 70° to the line of sight toward positive longitudes. From Sawada et al.'s Fig. 10a, we estimate that the ellipse is centered on $(x_c, y_c) \simeq (-50 \text{ pc}, 50 \text{ pc})$ ⁹. The peak in surface density appears displaced eastward from the ellipse center, to $\sim(-30 \text{ pc}, 100 \text{ pc})$, but in view of the large uncertainties involved in the deprojection, the apparent peak position should not be taken at face value. It is even possible that the molecular gas is in fact distributed in a ring rather than a disk (e.g., Sofue 1995a). While we do not rule out this possibility, we find the present observational evidence inconclusive. Theoretical studies are not of great help either. Accepting the idea that the CMZ corresponds to the domain of x_2 orbits (see Sect. 3), we note that both x_2 disks and x_2 rings have come up in hydrodynamical simulations (e.g., Jenkins & Binney 1994; Englmaier & Gerhard 1999; Fux 1999).

Here, as a simple compromise, we adopt a nearly flat (i.e., between peaked and ring-like) horizontal distribution of the type utilized by Launhardt et al. (2002) for their warm inner disk (Eq. (1)). For convenience, we introduce horizontal coordinates in the CMZ frame, (X, Y) , defined such that X is along the major axis and Y along the minor axis. The CMZ coordinates (X, Y) are then related to the Galactic coordinates (x, y) through

$$\begin{cases} X = (x - x_c) \cos \theta_c + (y - y_c) \sin \theta_c \\ Y = -(x - x_c) \sin \theta_c + (y - y_c) \cos \theta_c \end{cases} \quad (15)$$

with $x_c = -50 \text{ pc}$, $y_c = 50 \text{ pc}$ and $\theta_c = 70^\circ$ (see Fig. 2). Adjusting the horizontal profile from Eq. (1) to an elliptical disk with semi-major axis 250 pc and axis ratio 2.5 gives for the H₂ space-averaged density in the CMZ

$$\langle n_{\text{H}_2} \rangle_{\text{CMZ}} \propto \exp \left[- \left(\frac{\sqrt{X^2 + (2.5 Y)^2} - X_c}{L_c} \right)^4 \right], \quad (16)$$

where $X_{\text{max}} = 250 \text{ pc}$, $X_c = X_{\text{max}}/2 = 125 \text{ pc}$ and $L_c = X_{\text{max}}/(2(\ln 2)^{1/4}) \simeq 137 \text{ pc}$. Evidently, Eq. (16) can easily be

⁹ The (x, y, z) coordinate system used by Sawada et al. (2004) is equivalent to our (x, y, z) system (see Fig. 1) rotated clockwise by 90°.

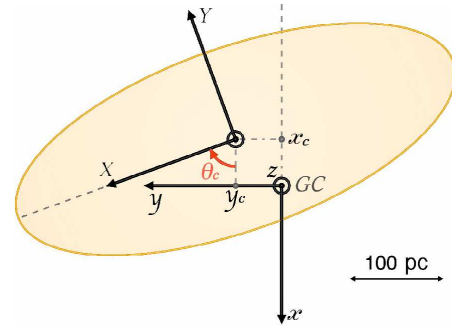


Fig. 2. Face-on view of our CMZ. (x, y, z) are the Galactocentric coordinates and (X, Y) the CMZ horizontal coordinates. The CMZ is elliptical, 500 pc \times 200 pc in size, centered on $(x_c, y_c) = (-50 \text{ pc}, 50 \text{ pc})$ and inclined by $\theta_c = 70^\circ$ to the line of sight.

adapted to a larger/smaller CMZ or to a more/less elongated CMZ by increasing/decreasing the value of X_{max} or the prefactor of Y , respectively. It can also be adapted to a ring morphology by increasing X_c/X_{max} and decreasing L_c/X_{max} accordingly.

Sawada et al. (2004) provided only a face-on view of the molecular gas, with no information on its vertical distribution or density scale. Regarding the vertical distribution, one has to distinguish between the GC molecular disk and the surrounding 180-pc molecular ring (see Sect. 2.2). The GC molecular disk appears planar and closely aligned with the Galactic plane (Heiligman 1987; Bally et al. 1988; Burton & Liszt 1992; Oka et al. 1998). Its *FWHM* thickness is typically $\sim 15\text{--}30 \text{ pc}$, with a tendency to increase outward (up to $\sim 50 \text{ pc}$) as well as toward massive molecular complexes (up to $\sim 30\text{--}60 \text{ pc}$) (Heiligman 1987; Bally et al. 1988; Sofue 1995a; Burton & Liszt 1992). Here, following Burton & Liszt (1992), we ignore the spatial variations of the disk thickness, which we set to 30 pc, and we assume a Gaussian vertical distribution:

$$\langle n_{\text{H}_2} \rangle_{\text{CMZ}} \propto \exp \left[- \left(\frac{z}{H_c} \right)^2 \right], \quad (17)$$

with $H_c = (30 \text{ pc})/(2 \sqrt{\ln 2}) \simeq 18 \text{ pc}$. The 180-pc molecular ring is thicker than the GC molecular disk (Bally et al. 1988; Sofue 1995b), consistent with the outward increase in the GC molecular disk's thickness noted above, with the flaring of the H₂ disk of Burton & Liszt (1992) and with the greater scale height obtained by Sanders et al. (1984) for the H₂ GB disk as a whole ($r \lesssim 1.3 \text{ kpc}$). In addition, the 180-pc molecular ring is tilted out of the Galactic plane, counterclockwise by $\sim 5^\circ\text{--}9^\circ$ (Heiligman 1987). It is also inclined to the line of sight, as implied by the fact that its negative-velocity portion (near side) lies at negative latitudes, while its positive-velocity portion (far side) lies at positive latitudes (Heiligman 1987; Bally et al. 1988). Heiligman (1987) estimated an inclination angle $\sim 85^\circ$ to the plane of the sky, whereas from Fig. 11 of Bally et al. (1988) together with the attendant discussion we estimate an inclination angle $\sim 80^\circ$. It is noteworthy that both the tilt and the inclination of the 180-pc molecular ring are in the same sense as those of the GB disk (see Sect. 2.2 for the molecular GB disk and Sect. 2.3 for the HI GB disk). In any event, since the 180-pc molecular ring actually contains but a small fraction of the CMZ mass, we will not treat it separately from the GC molecular disk.

We now turn to the H_2 density scale, which can be inferred from the total H_2 mass of the CMZ. Our H_2 mass estimates (assuming $X_{CO} = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ s}$) for various regions of the GB are summarized in Table 4. Clearly, none of the listed region corresponds exactly to our CMZ, whose projected half-size is $250 \text{ pc} \times \sin 70^\circ \approx 235 \text{ pc}$. The closest is the region $r \lesssim 200 \text{ pc}$ studied by Sofue (1995ab), which contains $\sim 1.3 \times 10^7 M_\odot$ of H_2 in the GC molecular disk plus $\sim 2.7 \times 10^6 M_\odot$ of H_2 in the 180-pc molecular ring, i.e., a total H_2 mass $\sim 1.6 \times 10^7 M_\odot$. From this, we estimate that our CMZ has an H_2 mass $\sim 1.9 \times 10^7 M_\odot$. This value is in good agreement with the H_2 mass of the GB region $r_\perp \lesssim 375 \text{ pc}$ being $\sim (4.2-4.4) \times 10^7 M_\odot$ (Oka et al. 1998; Sodroski et al. 1995; see Table 4) and with the total hydrogen mass of the region $r \lesssim 230 \text{ pc}$ being $\sim 2 \times 10^7 M_\odot$ (Lauhardt et al. 2002; see Table 1).

The H_2 density scale can now be obtained by integrating the density model described by Eqs. (16) and (17) over the relevant region and equating the integral to our estimated H_2 mass of $1.9 \times 10^7 M_\odot$. The result is $\langle n_{H_2} \rangle_{\text{CMZ}} \approx 150 \text{ cm}^{-3}$, so that the H_2 space-averaged density in the CMZ can be written as

$$\langle n_{H_2} \rangle_{\text{CMZ}} = (150 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[- \left(\frac{\sqrt{X^2 + (2.5 Y)^2} - X_c}{L_c} \right)^4 \right] \times \exp \left[- \left(\frac{z}{H_c} \right)^2 \right], \quad (18)$$

where $X_c = 125 \text{ pc}$, $L_c = 137 \text{ pc}$, $H_c = 18 \text{ pc}$ and (X, Y) are the CMZ horizontal coordinates defined by Eq. (15). On the plane of the sky, the CMZ appears as a $474 \text{ pc} \times 30 \text{ pc}$ (size at half-maximum density) ellipse, displaced eastward by 50 pc , so that it extends out to $r_\perp = 287 \text{ pc}$ at positive longitudes and $r_\perp = 187 \text{ pc}$ at negative longitudes (see Fig. 4a).

For the atomic gas, all the face-on maps deduced from 21-cm observations rely on a number of kinematic assumptions, which render them questionable. Therefore, we prefer to take an alternative approach, based on our more solid knowledge of the molecular gas distribution and on the premise that atomic and molecular gases are similarly distributed in space (as argued by Liszt & Burton 1996). The only obvious difference between both gases concerns the thickness of their layer, which is $\sim 30 \text{ pc}$ for H_2 (see above Eq. (17)) and $\sim 90 \text{ pc}$ for HI (Rohlfs & Braunsfurth 1982; see Sect. 2.3). Thus, we adopt for HI the same horizontal and vertical profiles as for H_2 (Eqs. (16) and (17), respectively), with this difference that $H_c \rightarrow H'_c = (90 \text{ pc}) / (2 \sqrt{\ln 2}) \approx 54 \text{ pc}$.

The HI mass of the CMZ is very uncertain. As we mentioned in Sect. 2.3, current HI mass estimates differ by up to a factor ~ 5 . Here, we favor the mass estimates of Rohlfs & Braunsfurth (1982), who directly focused on a region comparable in size to our CMZ – as opposed to Burton & Liszt (1978, 1993) and Liszt & Burton (1980), who studied the GB disk as a whole. Rohlfs & Braunsfurth (1982) derived an HI mass $\sim 3.1 \times 10^6 M_\odot$ for the region $r \lesssim 300 \text{ pc}$, which translates into an HI mass $\sim 1.4 \times 10^6 M_\odot$ for the region $r \lesssim 200 \text{ pc}$. Since the H_2 mass in the latter region is $\sim 1.6 \times 10^7 M_\odot$ (Sofue 1995ab; see paragraph preceding Eq. (18)), we may conclude that the HI mass amounts to 8.8% of the H_2 mass.

With three times the scale height and 8.8% of the mass of the molecular gas, the atomic gas reaches only 2.9% of its maximum mass density, or 5.8% of its maximum number density, i.e., $\langle n_{\text{HI}} \rangle_{\text{CMZ}} \approx 8.8 \text{ cm}^{-3}$. Altogether, the HI space-averaged

density in the CMZ is given by

$$\langle n_{\text{HI}} \rangle_{\text{CMZ}} = (8.8 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[- \left(\frac{\sqrt{X^2 + (2.5 Y)^2} - X_c}{L_c} \right)^4 \right] \times \exp \left[- \left(\frac{z}{H'_c} \right)^2 \right], \quad (19)$$

with $H'_c = 54 \text{ pc}$ and $X_c, L_c, (X, Y)$ as defined below Eq. (18) (see Fig. 4b).

4.2. The “holed” GB disk

We saw in Sect. 4.1 that reliable observational information on the interstellar gas distribution inside the CMZ is scanty. It turns out that the observational situation is even worse outside the CMZ. It is true that a number of tilted GB disk models have been constructed on the basis of CO and 21-cm observations (see Sects. 2.2 and 2.3), but all of them involve unverified assumptions, both on the overall geometry (e.g., axial symmetry) and on the gas kinematics.

The model that we consider the most plausible, despite its inherent uncertainties, is that of Liszt & Burton (1980), because it is the only model with an elongated disk, which makes it the easiest to reconcile with our theoretical understanding of gas dynamics in the GB (see Sect. 3). Indeed, the GB disk outside the CMZ is believed to correspond to the domain of non self-intersecting x_1 orbits, which form an elongated, radially thick ring around the x_2 disk/ring (itself identified with the CMZ). In some hydrodynamical simulations, the inner boundary of the x_1 ring grazes the x_2 disk/ring, while in others, a gap opens up between both.

Here, we start from Liszt & Burton’s (1980) GB disk, namely, an elliptical disk with semi-major axis 1.6 kpc and axis ratio 3.1 , and we introduce a hole in the middle just large enough to enclose the CMZ. It can be checked that a hole with the same shape and half the size of the entire GB disk is sufficient for our purpose. Then the inner boundary of the “holed” GB disk has a half-size of $800 \text{ pc} \times 258 \text{ pc}$, in reasonably good agreement with the results of hydrodynamical simulations. For instance, Jenkins & Binney (1994) found that the inner boundary of the x_1 ring has a half-size $\approx (750 \pm 50) \text{ pc} \times (400 \pm 50) \text{ pc}$. The x_1 ring is more difficult to make out in the larger-scale simulated maps of Englmaier & Gerhard (1999) and of Bissantz et al. (2003), but its inner boundary clearly appears more elongated, with an axis ratio possibly close to our adopted value of 3.1 . Let us also point out that our GB disk is more elongated than our CMZ (whose axis ratio is 2.5 ; see Sect. 4.1). This is perfectly consistent not only with gas flow simulations, but also with particle orbit calculations, which predict a greater ellipticity for x_1 orbits than for x_2 orbits (see first paragraph of Sect. 3).

According to Liszt & Burton (1980), the GB disk is tilted by $\alpha = 13.5^\circ$ out of the Galactic plane (counterclockwise rotation by α about the x -axis, whereby $(x, y, z) \rightarrow (x, y', z')$) and inclined by $i = 70^\circ$ to the plane of the sky (“front-downward” rotation by $\beta = 90^\circ - i$ about the y' -axis, whereby $(x, y', z') \rightarrow (x'', y', z'')$), and the GB disk’s major axis forms an angle $\theta_d = 48.5^\circ$ to the x'' -axis (measured clockwise about the z'' -axis). If we denote the spatial coordinates in the GB disk frame by (X, Y, Z) , with X along the major axis, Y along the minor axis and Z along the northern normal, the transformation from Galactic coordinates

624

K. Ferrière et al.: Spatial distribution of interstellar gas in the Galactic bulge

to GB disk coordinates reads

$$\begin{cases} \mathcal{X} = x \cos \beta \cos \theta_d \\ \quad - y (\sin \alpha \sin \beta \cos \theta_d - \cos \alpha \sin \theta_d) \\ \quad - z (\cos \alpha \sin \beta \cos \theta_d + \sin \alpha \sin \theta_d) \\ \mathcal{Y} = -x \cos \beta \sin \theta_d \\ \quad + y (\sin \alpha \sin \beta \sin \theta_d + \cos \alpha \cos \theta_d) \\ \quad + z (\cos \alpha \sin \beta \sin \theta_d - \sin \alpha \cos \theta_d) \\ \mathcal{Z} = x \sin \beta \\ \quad + y \sin \alpha \cos \beta \\ \quad + z \cos \alpha \cos \beta, \end{cases} \quad (20)$$

with $\alpha = 13^\circ.5$, $\beta = 20^\circ$ and $\theta_d = 48^\circ.5$ (see Fig. 3).

Now that we have specified the horizontal shape and dimensions as well as the orientation of our holed GB disk, we may fit to it horizontal and vertical profiles of the same type as for our CMZ (Eqs. (16) and (17), respectively). Again, we assume that molecular and atomic gases are similarly distributed in space, except for a possible difference in scale height. Under these conditions, we can write

$$\langle n_{\text{H}_2} \rangle_{\text{disk}} \propto \exp \left[- \left(\frac{\sqrt{\mathcal{X}^2 + (3.1 \mathcal{Y})^2} - \mathcal{X}_d}{L_d} \right)^4 \right], \quad (21)$$

$$\langle n_{\text{HI}} \rangle_{\text{disk}} \propto \exp \left[- \left(\frac{\sqrt{\mathcal{X}^2 + (3.1 \mathcal{Y})^2} - \mathcal{X}_d}{L_d} \right)^4 \right],$$

with $\mathcal{X}_{\text{max}} = 1.6$ kpc, $\mathcal{X}_{\text{min}} = 0.8$ kpc, $\mathcal{X}_d = (\mathcal{X}_{\text{max}} + \mathcal{X}_{\text{min}})/2 = 1.2$ kpc and $L_d = (\mathcal{X}_{\text{max}} - \mathcal{X}_{\text{min}})/(2 (\ln 2)^{1/4}) \simeq 438$ pc, and

$$\langle n_{\text{H}_2} \rangle_{\text{disk}} \propto \exp \left[- \left(\frac{\mathcal{Z}}{H_d} \right)^2 \right], \quad (22)$$

$$\langle n_{\text{HI}} \rangle_{\text{disk}} \propto \exp \left[- \left(\frac{\mathcal{Z}}{H'_d} \right)^2 \right].$$

For the scale height, we adopt $H_d = (70 \text{ pc})/(2 \sqrt{\ln 2}) \simeq 42$ pc for H_2 (Sanders et al. 1984) and $H'_d = \sqrt{2} (85 \text{ pc}) \simeq 120$ pc for HI (Liszt & Burton 1980). Like in the CMZ, the atomic layer is about three times thicker than the molecular layer. Moreover, each layer is $\simeq 2.2$ – 2.3 times thicker in the holed GB disk than in the CMZ.

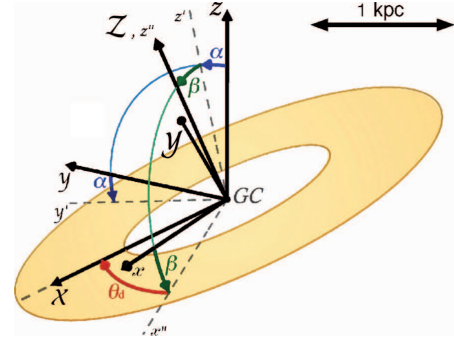
Our density model can again be normalized with the help of the total H_2 and HI masses in the considered region. The entire GB disk contains $\sim 5.3 \times 10^7 M_\odot$ of H_2 (Sanders et al. 1984; see Table 4) and $\sim 5.2 \times 10^6 M_\odot$ of HI (Liszt & Burton 1980; see Table 5), while our CMZ contains $\sim 1.9 \times 10^7 M_\odot$ of H_2 and $\sim 1.7 \times 10^6 M_\odot$ of HI (see Sect. 4.1). By subtraction, we find that our holed GB disk has an H_2 mass $\sim 3.4 \times 10^7 M_\odot$ and an HI mass $\sim 3.5 \times 10^6 M_\odot$. We are fully aware of the pitfalls of this mass estimation, especially as the masses involved in the subtraction procedure have considerable uncertainty. Particularly uncertain is the H_2 mass of the entire GB disk. The only estimate available to us is the value from Sanders et al. (1984). But this value applies to an axisymmetric disk of radius 1.3 kpc having twice the surface area of our elliptical GB disk, which means that it could overestimate the true mass by up to a factor ~ 2 . On the other hand, the comparatively large values obtained by Sodroski et al. (1995) and by Oka et al. (1998) for a smaller region (see Table 4) suggest instead that Sanders et al.'s (1984) value could underestimate the true mass by roughly the same factor. Hence, the two sources of error tend to counteract each other. In addition,


Fig. 3. Three-dimensional view of our holed GB disk. (x, y, z) are the Galactocentric coordinates, $(\mathcal{X}, \mathcal{Y}, \mathcal{Z})$ the GB disk coordinates, and (x, y', z') , (x'', y', z'') the auxiliary coordinates defined above Eq. (20). The holed GB disk is elliptical, 3.2 kpc long and $(3.2 \text{ kpc})/3.1 \simeq 1.03$ kpc wide, and its inner boundary has half the dimensions of its outer boundary. Relative to the Galactic plane, its principal plane is tilted by $\alpha = 13^\circ.5$ about the x -axis and inclined by $\beta = 20^\circ$ about the y' -axis, and its major axis is oriented at $\theta_d = 48^\circ.5$ to the x'' -axis.

two facts allow us to place some confidence in our results. First, the H_2 and HI masses of our holed GB disk are slightly smaller than what they would be if the gas were uniformly distributed throughout the GB disk ($\sim 4.0 \times 10^7 M_\odot$ and $\sim 3.9 \times 10^6 M_\odot$, respectively). Second, HI represents 8.8% by mass of H_2 in the CMZ and 10.3% in the holed GB disk. This statement supports Liszt & Burton's (1996) claim that both gases have similar spatial distributions, not only in the CMZ and in the holed GB disk separately (as we already assumed earlier), but also throughout the entire GB disk. It is also reassuring to obtain a slightly lower HI mass fraction in the CMZ.

If we now equate the space integral of Eq. (21) times Eq. (22) to our estimated H_2 and HI masses, we find $(\langle n_{\text{H}_2} \rangle_{\text{disk}})_{\text{max}} \simeq 4.8 \text{ cm}^{-3}$ and $(\langle n_{\text{HI}} \rangle_{\text{disk}})_{\text{max}} \simeq 0.34 \text{ cm}^{-3}$. Hence, the holed GB disk has an H_2 space-averaged density

$$\begin{aligned} \langle n_{\text{H}_2} \rangle_{\text{disk}} &= (4.8 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[- \left(\frac{\sqrt{\mathcal{X}^2 + (3.1 \mathcal{Y})^2} - \mathcal{X}_d}{L_d} \right)^4 \right] \\ &\quad \times \exp \left[- \left(\frac{\mathcal{Z}}{H_d} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (23)$$

and an HI space-averaged density

$$\begin{aligned} \langle n_{\text{HI}} \rangle_{\text{disk}} &= (0.34 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[- \left(\frac{\sqrt{\mathcal{X}^2 + (3.1 \mathcal{Y})^2} - \mathcal{X}_d}{L_d} \right)^4 \right] \\ &\quad \times \exp \left[- \left(\frac{\mathcal{Z}}{H'_d} \right)^2 \right], \end{aligned} \quad (24)$$

with $\mathcal{X}_d = 1.2$ kpc, $L_d = 438$ pc, $H_d = 42$ pc and $H'_d = 120$ pc. On the plane of the sky, the GB disk extends out to $r_{1/2} = 1.14$ kpc (radius at half-maximum density) on each side of the GC (see Fig. 4). Projected onto the Galactic plane, it has the shape of a $2.94 \text{ kpc} \times 1.02 \text{ kpc}$ ($FWHM$ size) ellipse inclined clockwise by $47^\circ.6$ to the line of sight (see Fig. 5). This inclination angle is greater than that typically found for the Galactic stellar bar ($\theta_{\text{bar}} \simeq 15^\circ - 35^\circ$; see Sect. 3), but it is in good agreement with the value $\theta_{\text{bar}} = 44^\circ \pm 10^\circ$ recently obtained by Benjamin et al. (2005) from the GLIMPSE Point Source Catalog.

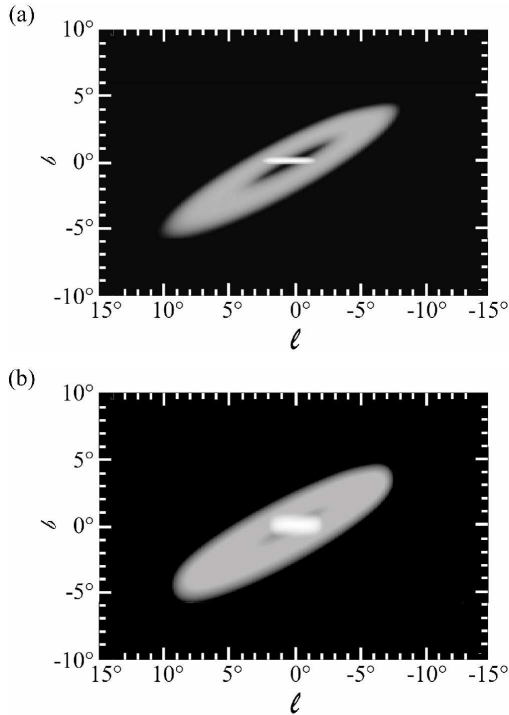


Fig. 4. Projection of the CMZ (bright area) and the holed GB disk (fainter area) onto the plane of the sky: **a)** molecular gas (see Eqs. (18) and (23)); **b)** atomic gas (see Eqs. (19) and (24)). The apparent sizes are a little larger than the sizes at half-maximum density, because of the logarithmic scale used in the projection. In contrast to the CMZ, which is truly displaced to the left, the GB disk is symmetric with respect to the GC, and the only reason why it appears more extended on the left side is because its positive-longitude portion lies closer to us.

4.3. The ionized component

The best available model for the spatial distribution of interstellar free electrons in the GB is the NE2001 model of Cordes & Lazio (2002) presented in Sect. 2.4. According to this model, the total mass of interstellar ionized hydrogen in the region $r \leq 3$ kpc is $(7.3 \times 10^7 M_\odot)/(1 + 0.2 f_{\text{HIM}})$, where f_{HIM} is the fraction of ionized gas belonging to the hot medium (see Table 6). The mass of hot H^+ in the same region can be estimated from Almy et al.'s (2000) model (neglecting the contribution from very hot H^+) at $1.2 \times 10^7 M_\odot$ (see Table 6). It then follows that $f_{\text{HIM}} = 17\%$ (or, equivalently, $f_{\text{WIM}} = 83\%$) and that the total mass of H^+ inside 3 kpc is $7.1 \times 10^7 M_\odot$, divided between $5.9 \times 10^7 M_\odot$ in the WIM and $1.2 \times 10^7 M_\odot$ in the HIM. Furthermore, from Eq. (11) with $f_{\text{HIM}} = 17\%$, we gather that the H^+ space-averaged density is given by $\langle n_{\text{H}^+} \rangle = 0.97 \langle n_e \rangle$. The partial contributions from the warm and hot ionized media are globally given by $\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{WIM}} = f_{\text{WIM}} \langle n_{\text{H}^+} \rangle$ and $\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{HIM}} = f_{\text{HIM}} \langle n_{\text{H}^+} \rangle$, respectively. For the WIM, which contributes a large 83% of the total H^+ mass, we may reasonably assume that the above global relation remains approximately valid locally. Owing to the large uncertainties in the exact spatial dependence of the density distributions, we feel that taking

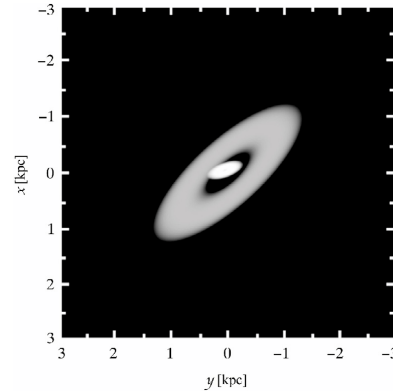


Fig. 5. Projection of the CMZ (bright area) and the holed GB disk (fainter area) onto the Galactic plane. Displayed here is the H_2 map (from Eqs. (18) and (23)). The HI map (from Eqs. (19) and (24)) looks identical, except for this hardly noticeable difference that the GB-disk-to-CMZ luminosity ratio is slightly greater. For the same reason as in Fig. 4, the apparent sizes are a little larger than the sizes at half-maximum density.

$\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{WIM}} = f_{\text{WIM}} \langle n_{\text{H}^+} \rangle$ at all r is safer than subtracting $\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{HIM}}$ (which can be estimated independently; see next paragraph) from $\langle n_{\text{H}^+} \rangle$. In that case, the H^+ space-averaged density of the WIM is simply $\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{WIM}} = 0.80 \langle n_e \rangle$ or, in view of Eqs. (7)–(10),

$$\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{WIM}} = (8.0 \text{ cm}^{-3}) \times \left\{ \exp \left[-\frac{x^2 + (y - y_3)^2}{L_3^2} \right] \exp \left[-\frac{(z - z_3)^2}{H_3^2} \right] + 0.009 \exp \left[-\left(\frac{r - L_2}{L_2/2} \right)^2 \right] \text{sech}^2 \left(\frac{z}{H_2} \right) + 0.005 \left[\cos \left(\pi \frac{r}{2L_1} \right) u(L_1 - r) \right] \text{sech}^2 \left(\frac{z}{H_1} \right) \right\}, \quad (25)$$

with $y_3 = -10$ 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 and $H_1 = 950$ pc.

For the HIM, we turn again to Almy et al.'s (2000) hydrostatic-polytropic model. With $\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{HIM}} = \langle n_e \rangle_{\text{HIM}}/1.2$, the H^+ space-averaged density of the HIM directly follows from Eq. (14):

$$\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{HIM}} = \left\{ (0.009 \text{ cm}^{-3})^{2/3} - (1.54 \times 10^{-17} \text{ cm}^{-4} \text{ s}^2) \times [\phi(r, z) - \phi(0, 0)]^{1.5} \right\}, \quad (26)$$

where $\phi(r, z)$ is the Galactic gravitational potential of Wolfire et al. (1995) given by Eq. (13).

For completeness, we also provide a description of the very hot medium detected by Koyama et al. (1989) and discussed at the end of Sect. 2.4. Based on Yamauchi et al.'s (1990) and Koyama et al.'s (1996) studies, we assign to the VHIM an ellipsoid Gaussian density distribution with central electron density 0.35 cm^{-3} and $FWHM$ size $(270 \text{ pc})^2 \times 150 \text{ pc}$. The major plane of the ellipsoid is seen edge-on from the Sun and tilted clockwise by 21° with respect to the Galactic plane, which leads us to introduce the coordinate transformation

$$\begin{cases} \eta = y \cos \alpha_{\text{vh}} + z \sin \alpha_{\text{vh}} \\ \zeta = -y \sin \alpha_{\text{vh}} + z \cos \alpha_{\text{vh}}, \end{cases} \quad (27)$$

626

K. Ferrière et al.: Spatial distribution of interstellar gas in the Galactic bulge

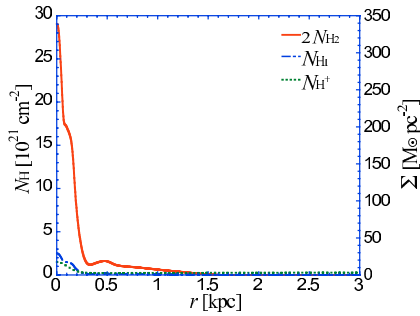


Fig. 6. Azimuthally-averaged column densities through the Galactic disk of interstellar hydrogen nuclei in molecular form (solid line), atomic form (dot-dashed line) and ionized form (dotted line) and associated surface densities of total interstellar matter (assuming a total-to-hydrogen mass ratio of 1.453; see Sect. 2) as functions of Galactic radius.

with $\alpha_{\text{vh}} = 21^\circ$. The H^+ space-averaged density of the VHIM, $\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{VHIM}} = \langle n_e \rangle_{\text{VHIM}} / 1.2$, can then be written in terms of the (η, ζ) coordinates as

$$\langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{VHIM}} = (0.29 \text{ cm}^{-3}) \exp \left[- \left(\frac{x^2 + \eta^2}{L_{\text{vh}}^2} + \frac{\zeta^2}{H_{\text{vh}}^2} \right) \right], \quad (28)$$

with $L_{\text{vh}} = 162 \text{ pc}$ and $H_{\text{vh}} = 90 \text{ pc}$.

4.4. Altogether

The total space-averaged density of hydrogen nuclei in the interstellar GB is given by the sum of the partial contributions from the molecular, atomic and ionized media:

$$\langle n_{\text{H}} \rangle = 2\langle n_{\text{H}_2} \rangle + \langle n_{\text{HI}} \rangle + \langle n_{\text{H}^+} \rangle, \quad (29)$$

where

$$\langle n_{\text{H}_2} \rangle = \langle n_{\text{H}_2} \rangle_{\text{CMZ}} + \langle n_{\text{H}_2} \rangle_{\text{disk}} \quad (30)$$

(see Eqs. (18) and (23)),

$$\langle n_{\text{HI}} \rangle = \langle n_{\text{HI}} \rangle_{\text{CMZ}} + \langle n_{\text{HI}} \rangle_{\text{disk}} \quad (31)$$

(see Eqs. (19) and (24)) and

$$\langle n_{\text{H}^+} \rangle = \langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{WIM}} + \langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{HIM}} + \langle n_{\text{H}^+} \rangle_{\text{VHIM}} \quad (32)$$

(see Eqs. (25), (26) and (28)). For an assumed total-to-hydrogen mass ratio of 1.453 (see beginning of Sect. 2), the total space-averaged mass density of interstellar gas in the interstellar GB is related to the above hydrogen space-averaged density through

$$\langle \rho \rangle = 1.453 m_{\text{p}} \langle n_{\text{H}} \rangle, \quad (33)$$

where m_{p} is the proton rest mass.

Displayed in Fig. 6 is the radial variation of the azimuthally-averaged column densities through the Galactic disk of the molecular, atomic and ionized gases. The vertical variation of their hydrogen space-averaged densities is shown in Fig. 7 at three representative horizontal locations, namely, at the GC $[(x, y) = (0, 0)]$, at the center of the CMZ $[(x, y) = (-50 \text{ pc}, 50 \text{ pc})]$ and at the point of the GB disk (projected onto the Galactic plane) where its major axis intersects its “ridge”

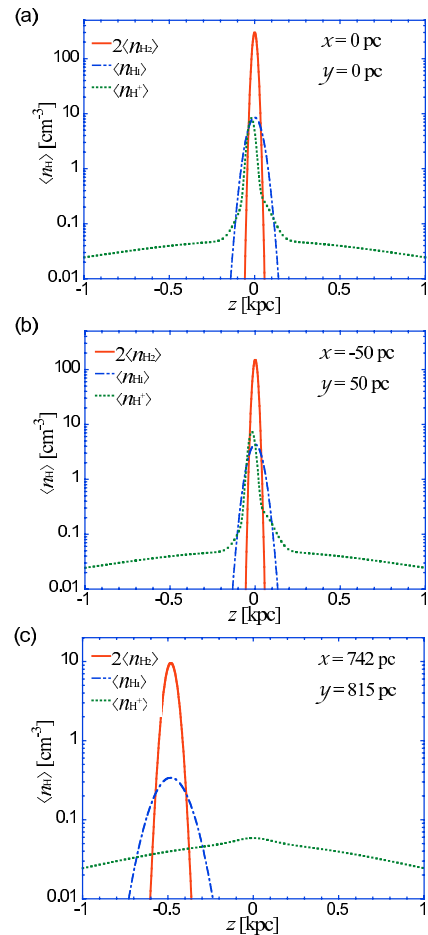


Fig. 7. Space-averaged densities of interstellar hydrogen nuclei in molecular form (solid line), atomic form (dot-dashed line) and ionized form (dotted line) as functions of Galactic height: **a)** at the GC; **b)** at the center of the CMZ; **c)** at the point of the GB disk (projected onto the Galactic plane) where its major axis intersects its “ridge”.

$[r = \frac{3}{4} (1.47 \text{ kpc}), \theta = 47^\circ.6]$ (see below Eq. (24)), i.e., $(x, y) = (742 \text{ pc}, 815 \text{ pc})$. The graphs speak for themselves. The molecular gas (solid line) is by far the most abundant. Its radial distribution exhibits a high peak at the origin, corresponding to the CMZ, and a lower bump at $r \simeq 0.47 \text{ kpc}$, corresponding to the holed GB disk. Along the vertical, it is confined to a thin layer, which is nearly centered on the Galactic midplane, except outside the CMZ, where it is centered on the tilted midplane of the GB disk (see Fig. 7c). The atomic gas (dot-dashed line) is about ten times less abundant than the molecular gas, it has virtually the same radial distribution and it occupies an approximately three times thicker layer. Finally, the ionized gas (dotted line) is the most rarefied, and it spreads much farther out in all directions. The slight rise in its radial distribution outside $\sim 1 \text{ kpc}$ is due to the contribution from the Galactic disk.

5. Conclusions

In this paper, we took stock of the present observational status of interstellar gas in the Galactic bulge (defined as the region interior to $r = 3$ kpc) and we discussed in some detail existing theoretical models of interstellar gas dynamics near the GC. We then provided simple analytical expressions for the hydrogen space-averaged densities of the different gas components that fit at best the observational data and are consistent with the theoretical predictions. All our expressions are written in parametric form, which will make them easy to update and adapt to future observations showing other characteristics (shape, dimensions, orientation, mass) than those adopted here. Our results are summarized in Sect. 4.4.

We did not address the issue of where our modeled interstellar gas would appear in an (l, v) or full (l, b, v) plot. Doing so would require studying the gas dynamics in a specified non-axisymmetric Galactic gravitational potential with a given pattern speed. This is undoubtedly a step that should be taken in the future, especially as the (l, b, v) space is the one that observers have direct access to.

Aside from the space-averaged densities, we were able to gather some interesting observational information on the physical conditions (temperature and true density) in the molecular and ionized media. In Sect. 2.2, we saw that the molecular medium probably contains a cold, high-density component with $T \sim 50$ K and $n_{\text{H}_2} \sim 10^{3.5-4} \text{ cm}^{-3}$, and a warm, low-density component with $T \sim 150$ K and $n_{\text{H}_2} \sim 10^{2.5} \text{ cm}^{-3}$. It is also possible that the temperature and true density in the molecular medium vary more-or-less continuously over broad ranges of values. In Sect. 2.4, we were led to describe the ionized medium as the superposition of three components with radically different temperatures: the WIM with $T \sim 10^4$ K, the HIM with $T \sim$ a few 10^6 K and the VHIM with $T \gtrsim 10^8$ K. However, we were unable to obtain independent estimates for the associated true densities. As for the atomic medium, we may conjecture by analogy with the interstellar vicinity of the Sun that a cold and a warm phase co-exist, although we found little direct evidence to substantiate this hypothesis and even less direct quantitative information on the physical conditions in these two putative phases.

It would be highly desirable to estimate the filling factors of the different media. Unfortunately, this cannot be done in any meaningful way for the atomic and ionized media, whose true densities are not known. In contrast, crude upper limits can be derived for the two components of the molecular medium. Remember that the filling factor is by definition the ratio of space-averaged to true density. The H_2 space-averaged density attains its maximum value in the CMZ, where $\langle n_{\text{H}_2} \rangle_{\text{max}} = 150 \text{ cm}^{-3}$ (see Eq. (18)). If, as argued by Rodríguez-Fernández et al. (2001), $\sim 30\%$ of the interstellar molecular gas resides in the warm component (see Sect. 2.2) and if the cold and warm components have true densities $\sim 10^{3.5-4} \text{ cm}^{-3}$ and $\sim 10^{2.5} \text{ cm}^{-3}$, respectively, then their filling factors are $\lesssim 3.3\%$ and $\lesssim 14\%$, respectively.

Acknowledgements. The authors would like to thank W.B. Burton, F. Combes, J. Cordes, T. Dame, R. Fux, R. Launhardt, J. Lazio, C. Martin, D. McCammon, N. McClure-Griffiths, N. Rodríguez-Fernández, and the referee, J. Binney, for their helpful comments.

References

Afflerbach, A., Churchwell, E., & Werner, M. W. 1997, *ApJ*, 478, 190
Almy, R. C., McCammon, D., Digel, S. W., et al. 2000, *ApJ*, 545, 290
Anders, A., & Gressve, N. 1988, *Geochim. Cosmochim. Acta* 53, 197

Arimoto, N., Sofue, Y., & Tsujimoto, T. 1996, *PASJ*, 48, 275
Athanassoula, E. 1992, *MNRAS*, 259, 328
Athanassoula, E. 1992, *MNRAS*, 259, 345
Bally, J., Stark, A. A., Wilson, R. W., et al. 1987, *ApJS*, 65, 13
Bally, J., Stark, A. A., Wilson, R. W., et al. 1988, *ApJ*, 324, 223
Benjamin, R. A., Churchwell, E., Babler, B. L., et al. 2005, *ApJ*, 630, L149
Binney, J., & Merrifield, M. 1998, in *Galactic Astronomy*, ed. J. P. Ostriker, & D. N. Spergel (New Jersey: Princeton)
Binney, J., Gerhard, O. E., Stark, A. A., et al. 1991, *MNRAS*, 252, 210
Binney, J., Gerhard, O., & Spergel, D. 1997, *MNRAS*, 288, 365
Bitran, M. 1987, Ph.D. Thesis, University of Florida
Bitran, M., Alvarez, H., Bronfman, L., et al. 1997, *A&AS*, 125, 99
Bissantz, N., Englmaier, P., & Gerhard, O. 2003, *MNRAS*, 340, 949
Bissantz, N., & Gerhard, O. 2002, *MNRAS*, 330, 591
Burton, W. B., & Liszt, H. S. 1978, *ApJ*, 225, 815
Burton, W. B., & Liszt, H. S. 1992, *A&AS*, 95, 9
Burton, W. B., & Liszt, H. S. 1993, *A&A*, 274, 765
Carr, J. S., Sellgren, K., & Balachandran, S. C. 2000, *ApJ*, 530, 307
Combes, F. 1991, *ARA&A*, 29, 195
Contopoulos, G., & Mertzaniadis, C. 1977, *A&A*, 61, 477
Contopoulos, G., & Papayannopoulos, Th. 1980, *A&A*, 92, 33
Cordes, J. M., & Lazio, T. J. W. 2002 [arXiv:astro-ph/0207156]
Cordes, J. M., Weisberg, J. M., Frail, D. A., et al. 1991, *Nature* 354, 121
Dahmen, G., Hüttemeister, S., Wilson, T. L., et al. 1998, *A&A*, 331, 959
Däppen, W. 2000, in *Allen's Astrophysical Quantities*, ed. A. N. Cox (New York: Springer-Verlag), 27
Ferrière, K. M. 1998, *ApJ*, 497, 759
Ferrière, K. M. 2001, *RvMPP*, 73, 1031
Fux, R. 1999, *A&A*, 345, 787
Englmaier, P., & Gerhard, O. 1999, *MNRAS*, 304, 512
Heiligman, G. M. 1987, *ApJ*, 314, 747
Jenkins, A., & Binney, J. 1994, *MNRAS*, 270, 703
Kaifu, N., Kato, T., & Iguchi, T. 1972, *Nature*, 238, 105
Koyama, K., Awaki, H., Kunieda, H., et al. 1989, *Nature*, 339, 603
Koyama, K., Maeda, Y., Sonobe, T., et al. 1996, *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 48, 249
Launhardt, R., Zylka, R., & Mezger, P. G. 2002, *A&A*, 384, 112
Lazio, T. J. W., & Cordes, J. M. 1998, *ApJ*, 505, 715
Liszt, H. S., & Burton, W. B. 1978, *ApJ*, 226, 790
Liszt, H. S., & Burton, W. B. 1980, *ApJ*, 236, 779
Liszt, H. S., & Burton, W. B. 1996, in *Unsolved problems of the Milky Way*, Proc. of the 169th IAU Symp., ed. L. Blitz, & P. Teuben (Dordrecht: Kluwer), 297
Maciel, W. J., & Quireza, C. 1999, *A&A*, 345, 629
Magnani, L., Zelenik, S., Dame, T. M., et al. 2006, *ApJ*, 636, 267
Martin, C. L., Walsh, W. M., Xiao, K., et al. 2004, *ApJS*, 150, 239
Mehring, D. M., Yusef-Zadeh, F., Palmer, P., et al. 1992, *ApJ*, 401, 168
Mehring, D. M., Palmer, P., Goss, W. M., et al. 1993, *ApJ*, 412, 684
Mezger, P. G., Duschl, W. J., & Zylka, R. 1996, *A&AR*, 7, 289
Mezger, P. G., & Pauls, T. 1979, in *The Large-Scale Characteristics of the Galaxy*, Proc. of the 84th IAU Symp., ed. W. B. Burton (Dordrecht: Reidel), 357
Morris, M., & Serabyn, E. 1996, *ARA&A*, 34, 645
Najarro, F., Figer, D. F., Hillier, D. J., et al. 2004, *ApJ*, 611, L105
Oka, T., Hasegawa, T., Sato, F., et al. 1998, *ApJ*, 493, 730
Oka, T., Geballe, T. R., Goto, M., et al. 2005, *ApJ*, 632, 882
Rodríguez-Fernández, N. J., Martín-Pintado, J., Fuente, A., et al. 2001, *A&A*, 365, 174
Rohlf, K., & Braunsfurth, E. 1982, *A&A*, 113, 237
Rolleston, W. R. J., Smartt, S. J., Dufton, P. L., et al. 2000, *A&A*, 363, 537
Sanders, D. B., Solomon, P. M., & Scoville, N. Z. 1984, *ApJ*, 276, 182
Sawada, T., Hasegawa, T., Handa, T., et al. 2004, *MNRAS*, 349, 1167
Scoville, N. Z. 1972, *ApJ*, 175, L127
Sellwood, J. A., & Sparke, L. S. 1988, *MNRAS*, 231, 25
Shaver, P. A., McGee, R. X., Newton, L. M., et al. 1983, *MNRAS*, 204, 53
Smartt, S. J., Venn, K. A., Dufton, P. L., et al. 2001, *A&A*, 367, 86
Snowden, S. L., Egger, R., Freyberg, M. J., et al. 1997, *ApJ*, 485, 125
Sodroski, T. J., Odegard, N., Dwek, E., et al. 1995, *ApJ*, 452, 262
Sofue, Y. 1995a, *PASJ*, 47, 527
Sofue, Y. 1995b, *PASJ*, 47, 551
Stark, A. A., Bally, J., Knapp, G. R., et al. 1988, in *Molecular Clouds in the Milky Way and External Galaxies*, ed. R. L. Dickman, R. L. Snell, & J. S. Young (Berlin: Springer-Verlag), 303
Strong, A. W., Moskalenko, I. V., Reimer, O. et al. 2004, *A&A*, 422, L47
Taylor, J. H., & Cordes, J. M. 1993, *ApJ*, 411, 674
Wada, K. 1994, *PASJ*, 46, 165
Wolfire, M. G., McKee, C. F., Hollenbach, D., et al. 1995, *ApJ*, 453, 673
Yamauchi, S., Kawada, M., Koyama, K., et al. 1990, *ApJ*, 365, 532

Annexe B

Energies des e^+ produits par les décroissances successives du π^+ et du μ^+

Nous rappelons que la distribution en énergie des positrons produits par les décroissances successives du pion π^+ et du anti-muon μ^+ est donnée par :

$$\frac{dN_{e^+}(E_{e^+}, E_{\pi^+})}{dE_{e^+}} = \int_{E_{\mu^+}^{\min}}^{E_{\mu^+}^{\max}} \frac{dN_{\mu^+}(E_{\mu^+}, E_{\pi^+})}{dE_{\mu^+}} \times \frac{dN_{e^+}(E_{e^+}, E_{\mu^+})}{dE_{e^+}} dE_{\mu^+} \quad , \quad (\text{B.1})$$

avec $\frac{dN_{\mu^+}(E_{\mu^+}, E_{\pi^+})}{dE_{\mu^+}}$ la fonction de distribution en énergie des μ^+ produits lors de la décroissance du π^+ et $\frac{dN_{e^+}(E_{e^+}, E_{\mu^+})}{dE_{e^+}}$ la fonction de distribution en énergie des positrons produits par la décroissance d'un μ^+ d'énergie E_{μ^+} .

Dans le référentiel du laboratoire, la fonction de distribution des positrons produits par la décroissance d'un μ^+ d'énergie E_{μ} est :

$$\frac{dN_{e^+}(E_{e^+}, E_{\mu^+})}{dE_{e^+}} = \int_{\cos \theta_L}^1 \frac{8E_{e^+}^{*2}}{m_{\mu}^3} \left[3 - 4 \frac{E_{e^+}^*}{m_{\mu}} - \cos \theta^* \left(1 - 4 \frac{E_{e^+}^*}{m_{\mu}} \right) \right] J \left(\frac{E_{e^+}^*, \cos \theta^*}{E_{e^+}, \cos \theta} \right) d \cos \theta \quad , \quad (\text{B.2})$$

avec $\cos \theta_L = \max[-1; (1 - m_{\mu}/2E_{e^+}\gamma_{\mu})/\beta_{\mu}]$, γ_{μ} et β_{μ} le facteur de Lorentz et la vitesse de l'anti-muon dans le référentiel du laboratoire, m_{μ} l'énergie de masse de l'anti-muon. J est la matrice jacobienne

$$J \left(\frac{E_{e^+}^*, \cos \theta^*}{E_{e^+}, \cos \theta} \right) = \frac{E_{e^+}}{E_{e^+}^*} = \frac{1}{\gamma_{\mu} (1 - \beta_{\mu} \cos \theta)} \quad . \quad (\text{B.3})$$

$E_{e^+}^*$ et θ^* sont respectivement l'énergie et l'angle de diffusion du positron dans le référentiel de l'anti-muon :

$$E_{e^+}^* = E_{e^+} \gamma_{\mu} (1 - \beta_{\mu} \cos \theta) \quad , \quad \cos \theta^* = \frac{\cos \theta - \beta_{\mu}}{1 - \beta_{\mu} \cos \theta} \quad . \quad (\text{B.4})$$

Dans le référentiel du laboratoire, la fonction de distribution des μ^+ produits par la décroissance d'un π^+ d'énergie E_π est :

$$\frac{dN_{\mu^+}(E_{\mu^+}, E_{\pi^+})}{dE_{\mu^+}} = \frac{1}{2m_\mu\gamma_\pi\beta_\pi\gamma_\mu^*\beta_\mu^*} \quad , \quad m_\mu\gamma^- \leq E_\mu \leq m_\mu\gamma^+ \quad , \quad (\text{B.5})$$

avec $\gamma^\pm = \gamma_\pi\gamma_\mu^*(1 \pm \beta_\pi\beta_\mu^*)$, γ_μ^* et $\beta_\mu^* \simeq 0.2714$ sont respectivement le facteur de Lorentz et la vitesse de du μ^+ dans le référentiel du pion. γ_π et β_π sont respectivement le facteur de Lorentz et la vitesse du π^+ dans le référentiel du laboratoire.

Les solutions de l'intégrale Eq. [B.1] sont :

$$\frac{dN_{e^+}(E_{e^+}, E_{\pi^+})}{dE_{e^+}} = \frac{1}{m_\mu\gamma_\pi\beta_\pi\gamma_\mu^*\beta_\mu^*} \begin{cases} X(\gamma^+) - X(\gamma^-) & , \quad 0 \leq E_{e^+} \leq \frac{m_\mu}{2\Gamma^+} \\ X(\gamma_1) - X(\gamma^-) + Y(\gamma^+) - Y(\gamma_1) & , \quad \frac{m_\mu}{2\Gamma^+} \leq E_{e^+} \leq \frac{m_\mu}{2\Gamma^-} \\ Y(\gamma^+) - Y(\gamma^-) & , \quad \frac{m_\mu}{2\Gamma^-} \leq E_{e^+} \leq \frac{m_\mu}{2\Gamma'^-} \\ Y(\gamma^+) - Y(\gamma_1) & , \quad \frac{m_\mu}{2\Gamma'^-} \leq E_{e^+} \leq \frac{m_\mu}{2\Gamma'^+} \end{cases} \quad , \quad (\text{B.6})$$

avec, $\Gamma^\pm = \gamma^\pm(1 + \beta^\pm)$, $\Gamma'^\pm = \gamma^\pm(1 - \beta^\pm)$, $\beta^\pm = \sqrt{1 - 1/\gamma^\pm^2}$, $\gamma_1 = E_{e^+}/m_\mu + m_\mu/4E_{e^+}$ et :

$$X(\gamma) = \frac{4}{9} \left(\frac{E_{e^+}}{m_\mu} \right)^2 \left\{ \frac{E_{e^+}}{m_\mu} [-32\gamma^3(1 + \beta) + \gamma(24 + 32\beta)] + \gamma^2(27 + 9\beta) - 9 \ln [\gamma(1 + \beta)] \right\} \quad (\text{B.7})$$

et

$$Y(\gamma) = \frac{1}{12} \left\{ \left(\frac{E_{e^+}}{m_\mu} \right)^3 \left[16 \ln \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) - 64\gamma(1 - \beta) \right] + \left(\frac{E_{e^+}}{m_\mu} \right)^2 \left[48\gamma^2(1 - \beta) + 24 \ln \left(\frac{\beta}{1 + \beta} \right) \right] - \ln(\gamma\beta) + 10 \ln [\gamma(1 + \beta)] \right\} \quad (\text{B.8})$$

Annexe C

La vie et mort des positrons dans le milieu interstellaire

N. Guessoum, P. Jean, W. Gillard, *A&A* 436, 171-185 (2005)

En nous basant sur les mesures les plus récentes des sections efficaces d'interactions entre les positrons et H_I , HeI , H_2 et les grains de poussière, nous avons réexaminé en détail les différentes interactions subies par les positrons dans le milieu interstellaire, depuis leur naissance jusqu'à leur annihilation.

A l'aide de simulations Monte-Carlo, de calculs analytiques, nous modélisons l'émission d'annihilation des positrons dans les différentes phases du milieu interstellaire et nous estimons les paramètres caractérisant la forme spectrale de l'émission d'annihilation électron-positron. A partir de ces paramètres, nous construisons des modèles théoriques des spectres de l'émission d'annihilation des positrons pour chaque phase du milieu interstellaire.

A&A 436, 171–185 (2005)
DOI: 10.1051/0004-6361:20042454
© ESO 2005

**Astronomy
&
Astrophysics**

The lives and deaths of positrons in the interstellar medium

N. Guessoum¹, P. Jean², and W. Gillard²

¹ American University of Sharjah, College of Arts & Sciences, Physics Department, PO Box 26666, Sharjah, UAE

² CESR, CNRS/UPS, BP 4346, 31028 Toulouse Cedex 4, France
e-mail: pierre.jean@cesr.fr

Received 30 November 2004 / Accepted 25 January 2005

Abstract. We reexamine in detail the various processes undergone by positrons in the interstellar medium (ISM) from their birth to their annihilation using the most recent results of positron interaction cross sections with atomic and molecular hydrogen, as well as helium. The positrons' lives are divided into two phases: the "in-flight" phase (between ≈ 1 MeV and tens of eV) and the thermal phase. The first phase is treated with a Monte Carlo simulation that allows us to determine the fraction of positrons that form positronium and annihilate as well as the characteristics of the annihilation emission as a function of the medium conditions. The second phase is treated with a binary reaction rate approach, with cross sections adopted from experimental measurement or theoretical calculations. An extensive search and update of the knowledge of positron processes was thus undertaken. New reaction rates and line widths have been obtained.

We investigate the treatment of the complicated interactions between positrons and interstellar dust grains. Fully relevant data were not always available, but we were nonetheless able to reach satisfactory understanding of positron annihilation on grains, both qualitatively and quantitatively. All factors of the problem have been considered, including the grain size distribution and composition, the electric charge of the grains, the backscattering, positronium formation and ejection from the grain, the pick-off annihilation inside them and the partial destruction of dust in the hot regions of the ISM. New reaction rates and widths of the line resulting from the annihilation inside and outside of the grain have been obtained. The final results of our calculations (reaction rates and spectra) showed that dust is only important in the hot phase of the ISM, where it dominates all other processes.

Combining the new calculations, we have constructed annihilation spectra for each phase of the ISM, considering various grain contents, as well as an overall combined spectrum for the ISM as a whole.

Key words. gamma rays: theory – line: formation – line: profiles – ISM: general

1. Introduction

Positrons are produced at tremendous rates in the Galaxy. This has been firmly established by a long series of balloon and satellite detections of the positrons' landmark signature, the gamma-ray line at 511 keV produced in their annihilation with electrons. A rate of $\approx 10^{43}$ e⁺/s is usually inferred from such detections (Purcell et al. 1997; Milne et al. 2000). Surprisingly, despite three decades of (indirect) detections of positrons, the origin and galactic distribution of these huge amounts of antiparticles is still puzzling astrophysicists. There are several major reasons for this problem: 1) our understanding of the positron production processes in astrophysical media is plagued by significant uncertainties; 2) the galactic map of the 511 keV annihilation line, which is supposed to lead us to the positrons, has yet to be determined with any reasonable accuracy; 3) the physics of the annihilation processes, which have until now been believed to be well understood, may need to be improved to a certain extent; 4) our lack of knowledge of

the extent of diffusion/propagation of positrons between their production sites and their annihilation places.

In nature, positrons can be produced by one of the following main processes: a) β^+ decay of radioactive nuclei; b) π^+ decay into μ^+ , which decays and gives off a positron; c) pair (electron–positron) production through photon–photon interactions; d) pair production by the interaction of an electron with a strong magnetic field. All these processes can be found in astrophysical settings, provided that the physical conditions for them are fulfilled. For example, the first process (the β^+ decay of a radioactive nucleus) is widespread in the explosive and/or hydrostatic nucleosynthesis environments of novae, supernovae, Wolf-Rayet and Asymptotic Giant Branch stars. The second process ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$) takes place where the pion is produced in collisions of highly energetic (more than ≈ 200 MeV) cosmic rays with interstellar material (mostly protons). The third process (photon–photon pair production) requires photons of high energies and is known to occur in the environment of luminous compact objects (black hole candidates, micro-quasars, active galactic nuclei, etc.). The fourth

process requires intense magnetic fields and is rather common in the environments of pulsars/neutron stars.

On the scale of the whole Galaxy, as we are interested in here, the main positron generators are, in order of decreasing importance: supernovae (SNe), novae (Ne), compact objects (microquasars, pulsars, etc.), cosmic rays and possibly gamma ray bursts. However, substantial uncertainties over the specific factors involved in each case have made the precise identification of the positron sources very difficult. For instance, for the main candidates for galactic positrons (supernovae), depending on their type, the specific positron production process and the escape fraction from the expanding shell into the interstellar medium (ISM), the amount of positrons contributed by supernovae may vary significantly.

The issue of the origin of positrons responsible for the observed annihilation in the Galaxy will be investigated in another work, in relation to the new 511 keV map(s) obtained by INTEGRAL/SPI (Knodlseder et al. 2005). For a recent review of some of the issues pertaining to this topic, see the paper by Paul (2004) or Jean et al. (2004). We will address here only the physics of the annihilation as it leads to the spectra observed by high energy-resolution instruments.

Since the discovery of the 511 keV annihilation radiation emanating from the Galactic center in 1970 (Johnson et al. 1972), interest in this radiation, from the observational viewpoint as well as from the theoretical stance, has been very high.

On the observational side, dozens of balloon and, more recently, satellite missions have been conducted over the past 2 or 3 decades. We will cite only high energy-resolution (germanium) instruments that allowed for the extraction of a detailed line spectrum, because the physics of the annihilation produces a spectrum that can only be compared to one obtained by such instruments. In 1977 the Ge-detector (high energy resolution) balloon mission (Leventhal et al. 1978), established the electron–positron annihilation nature of the radiation by accurately measuring the line centroid energy at 511 keV. The Gamma-Ray Imaging Spectrometer (GRIS) balloon missions (Gehrels et al. 1991; Leventhal et al. 1993) firmly established the narrow width of the line (*FWHM* less than about 3 keV) and separated the extended, diffuse emission in the interstellar medium (ISM) from that of the Galactic center region. The HEXAGONE balloon-borne spectrometer mission (Chapuis et al. 1991; Durouchoux et al. 1993) also detected a narrow line (*FWHM* less than about 3 keV). The Transient Gamma-Ray Spectrometer (TGRS), onboard the WIND satellite, rather strongly disproved the two-component, time-variability (of the Galactic Center emission) paradigm (Teegarden et al. 1996; Harris et al. 1998; Harris 2000) and showed an even narrower line (*FWHM* \approx 1.8 keV). The most recent analysis of the data from the on-going INTEGRAL/SPI detection of the annihilation line shows the line to have a width of \approx 2.3 keV (Knodlseder et al. 2005).

In parallel, theoretical modeling and data analyses of the emission have proceeded in an attempt to understand both the physical processes behind the emission and the physical conditions prevailing in the regions where the annihilation is taking place.

Detailed theoretical investigations of the annihilation processes behind the observed radiation go back to Crannell et al. (1976) who, while interested in the line produced specifically in solar flares, investigated most of the processes involved in electron–positron interactions. Other researchers, i.e. Steigman (1968), Stecker (1969) and Leventhal (1973) had pointed out the importance of the Positronium in astrophysical settings. Positronium (Ps) is the bound state of a positron with an electron, and depending on whether the two have parallel or anti-parallel spins, this “atom” will be in the long-lifetime ($t = 140$ ns) ortho-Ps state or the short-lifetime ($t = 0.125$ ns) para-Ps state. The latter decays into 2 photons of 511 keV (plus or minus some small amount of energy corresponding to the relative momenta of the bound particles), while the former (ortho-Ps) state decays into 3 photons of energies totaling 1022 keV. The distribution of photon energies resulting from the decay of ortho-Ps was first calculated by Ore & Powell (1949) and more recently by Adkins (1983).

Subsequent work on the positron processes focused on the conditions of the interstellar medium. Bussard et al. (1979 – hereafter BRD79) calculated the rates of the various processes undergone by low-energy positrons and obtained the resulting annihilation spectrum; Ramaty & Meszaros (1981) considered the processes and the resulting radiation in the conditions of a relativistic, hot (high-temperature) plasma. Zurek (1985) emphasized the role of dust grains and showed their potentially important modification of the annihilation spectrum, especially in the hot/warm/ionized phases of the ISM. Guessoum et al. (1991) reconsidered the problem in light of earlier developments (new calculations of reaction rates by Gould 1989, recent observational data, more precise treatment of dust grains, etc.), performed detailed theoretical spectroscopy of the annihilation line, and produced spectra for various conditions of the ISM; one of the ideas emphasized in that work was that the *FWHM* value was not an accurate descriptor of the line, as the line cannot always be simply represented or fitted by a Gaussian function. Guessoum et al. (1997) updated the knowledge of positron processes (reaction rates and line widths), adding molecular hydrogen and helium. Most recently, Dermer & Murphy (2001) reviewed the positron production and annihilation mechanisms, dealing with both the sources of positrons and the line profile depending on the annihilation environment.

Positron annihilation models for astrophysical settings also rely heavily on many laboratory measurements and theoretical calculations of positron interactions with atoms and molecules. We mention the pioneering work of: Bhatia et al. (1977) for early theoretical calculations of annihilation in positron-hydrogen collisions; Brown et al. (1984, 1986), Brown & Leventhal (1986) for measurements of line widths and Positronium formation fractions in gases (H₂, He) relevant to the ISM conditions; see Charlton & Humberston (2001) for a general review of positron work in gases (particularly H, H₂, He), Puska & Nieminen (1994) for the theory of positrons in solids and on solid surfaces, and the body of work by Iwata, Surko and collaborators (Iwata et al. 1996, 1997b, 2000) on laboratory measurements of cross sections and annihilation line widths of positrons colliding with atoms and molecules (up to and including large complex alcohol

and/or aromatic molecules, some of which may exist in galactic molecular clouds). We would draw attention to the significant amount of relevant “non-astrophysical” work currently being performed by atomic and condensed matter researchers in positron physics¹.

In order to determine the overall spectrum of the line produced by the galactic positrons, one must consider a model of the ISM, i.e. distributions and characteristics (temperature, ionization, etc.) of the gas (H, H₂, He) and dust. Guessoum et al. (1991) based their work on the model of McKee & Ostriker (1977); Gillard (pers. comm.) use the models of Ferriere (1998a,b, 2001), deeming them more detailed and more conveniently described by analytical expressions.

Taking all the above physical information (processes, cross sections, line widths, gas distributions, etc.) into account, one can attempt to reproduce the observational data (from GRIS, HEXAGONE, TGRS, INTEGRAL/SPI) and infer useful knowledge about the environment where the annihilation is predominantly taking place. This kind of approach was adopted by Wallyn et al. (1993) for the HEXAGONE data and by Guessoum et al. (2004) for the SPI and the TGRS data.

The latest such analysis (Guessoum et al. 2004) partly led us to revisit the subject of positron processes and annihilation. Analysis of the SPI data (for which the *FWHM* was then (2.67 ± 0.33) keV – Lonjou et al. 2004), unlike that of TGRS (for which the *FWHM* was (1.8 ± 0.5) keV – Harris et al. 1998) tended to imply a very large amount (or reaction rate) of dust grains, simply because the interaction of positrons with grains resulted (in the treatments done until now) in a line made up of two Gaussians, one with $\Gamma = 2.5$ keV and one with $\Gamma = 1.8$ keV. Similarly, the cross section for positron-hydrogen charge exchange had been known to be extremely important, because this reaction dominates all other processes in the cold phases of the ISM, and because it leads to both a wide line (6.4 keV in the old treatments) and a large Ps fraction (f_1 , the fraction of the positrons that annihilate via Positronium formation). We thus realized that a detailed and refined treatment of positron processes was needed before one can attempt to analyze the high-quality data and draw astrophysical conclusions from it.

In the next section, we review the processes that take place “in flight”, i.e. before the positrons thermalize with the medium of the given ISM phase; this applies for positron energies between ≈ 1 MeV (their kinetic energies when they come out of beta decay) and a few tens of eV, when Positronium formation through charge exchange starts to occur. This regime includes Coulomb energy losses (with free electrons), excitation and ionization of atoms (H, H₂, He), and Ps formation by charge exchange with H, H₂ and He. We review the cross sections for all the relevant processes and perform a Monte Carlo simulation to determine the width of the line produced in this regime. This is done with utmost care because of the importance of

the charge exchange process as explained above. In Sect. 3, we review the positron processes after thermalization; these comprise: charge exchange with H, H₂, He, direct annihilation with bound electrons, direct annihilation with free electrons and radiative combination (with free electrons). We discuss the dust grains and the processes that positrons undergo with them. We also present up-to-date line widths for all processes. In Sect. 4, we use the knowledge compiled and presented here to obtain annihilation spectra in standard ISM situations. In the final section, we summarize the most important new information and discuss the application of this revision to the 511 keV SPI data analysis that we intend to perform.

2. In-flight processes

When, after being slowed down by Coulomb collisions in the ISM, the positron has an energy less than a few tens of eV, it starts to pick up an electron from an atom or a molecule by charge exchange, thus forming a positronium. This process is endoenergetic; it can happen as long as the kinetic energy of the positron is above the charge exchange threshold energy of Ps formation with the given atom or the molecule. We calculate the probability for such an event to occur using the Monte Carlo method, similarly to the method presented in BRD79. In the following sections we present the cross sections we used for the calculation and the results of the simulation for positrons in atomic and molecular hydrogen and helium.

2.1. Energy losses and cross-sections

In a partially ionized medium, the positron loses its energy by collisions with electrons and by interaction with plasma waves, excitation and ionization of atoms and molecules. The energy loss in the plasma is a continuous process. Its rate, which depends on the energy of the positron, the electron temperature and density in the plasma, is given by Book & Ali (1975). The other processes require a collision with an individual atom or molecule. In this case the amount of the energy lost by the positron depends on the positron energy and on the type of collision: excitation or ionization. The thresholds for all these processes are presented in Table 1. Figures 1a,b and c show the cross sections we used for excitation, ionization and charge exchange in H, H₂ and He respectively.

2.1.1. Hydrogen

The various cross section measurements for positron-impact ionization of H we have found in the literature (Jones et al. 1993; Hofmann et al. 1997; and Kara 1999) are in agreement, except those of Spicher et al. (1990) which are thought to have a systematic normalisation error (Charlton & Humberston 2001 – hereafter CH2001). On the theoretical side, the results of calculations by Janev & Solov’ev (1998) fit the previous measurements below 40 eV, whereas those of Ratnavelu (1991) are in good accord with the data above 30 eV but slightly overestimate the cross-section in the 150–300 eV range.

We have thus reconstructed the cross section dependence on the positron kinetic energy by using the calculations of

¹ See the work by the groups at University of California, San Diego (<http://physics.ucsd.edu/research/surkogroup/positron/>), Surko et al. (2000); the groups at Martin-Luther-University Halle (<http://positron.physik.uni-halle.de/>), at University of Michigan (<http://positrons.physics.lsa.umich.edu/>); and others.

Table 1. Energy threshold of reactions induced by positrons.

Process	Threshold (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

Janev & Solov'ev (1998) below 40 eV and averages of the experimental data above this value. The energy loss by positrons in such a collision has been approximated by BRD79 to be distributed as a Gaussian with a mean of one-fourth of the binding energy and a standard deviation of ≈ 2 eV. We adopt this approximation, which was inspired by the calculations by Omidvar (1965) of the ejected electron velocities in electron-hydrogen ionization collision.

Concerning the positron-induced excitation of H we used the calculated cross sections of Walters (1988) and Kernoghan et al. (1996) for 1s-2s and 1s-2p excitations. The cross section for excitation of higher energy levels is taken from Fig. 3 of Stein et al. (1998). The latter has been deduced by subtracting the elastic, ionization, 1s-2s and 1s-2p excitation and Ps formation cross sections calculated by Kernoghan et al. (1996) from their total calculated cross section. The positron energy lost in an excitation to the 2s or 2p levels of H is ≈ 10.2 eV. We assume the energy loss in excitation of the highest levels to be identical to the one for the $n = 3$ level (12.1 eV).

Among the recent measurements of Ps formation cross sections (Sperber et al. 1992; Zhou et al. 1997; Kara et al. 1999), the results of Sperber et al. (1992), which were the first to be performed, differ significantly (a factor of 4/3) from the others and are thought to be incorrect (Hoffman et al. 1997). Ps formation cross sections calculated by Kernoghan et al. (1996) are in good accord with the experimental results of Zhou et al. (1997) and Kara et al. (1999). We thus use this calculation's results in modelling the cross section. Since the excitation and ionization processes dominate above 100 eV, measurements of the Ps formation cross section are subject to large uncertainties. For the same reasons, the extrapolation of the charge exchange cross section by a power law or by an exponential cut does not affect the results of the fraction of Ps formation in-flight significantly.

2.1.2. Helium

Experiments for the measurement of the single ionization of helium by positron impact (Fromme et al. 1986; Knudsen et al. 1990; Jacobsen et al. 1995; Moxom et al. 1996) yield general agreement, except for the results of Fromme et al. (1986)

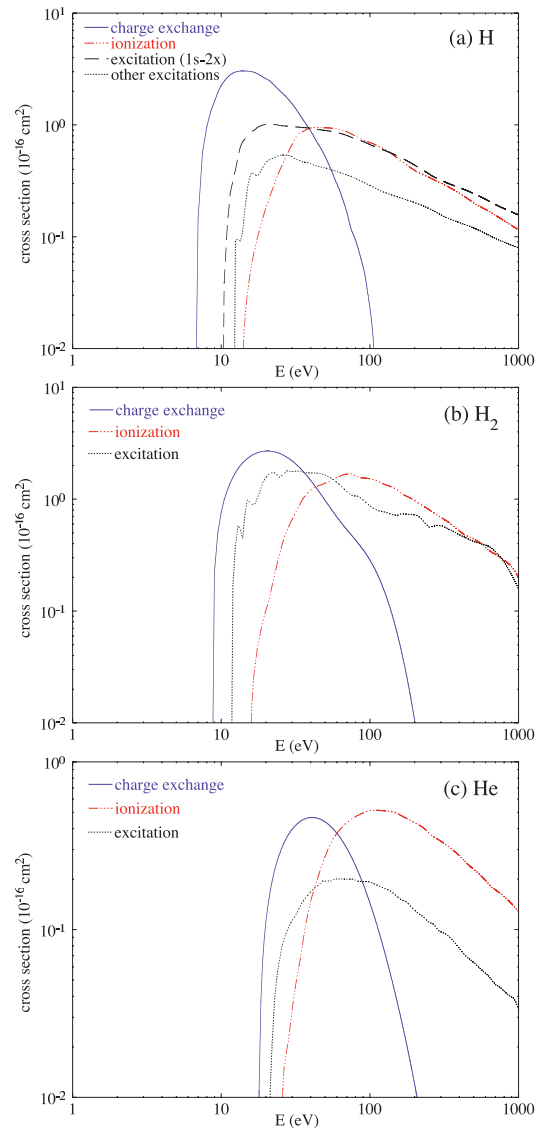


Fig. 1. Cross sections for positronium formation, ionization and excitation in positron collision with **a)** atomic hydrogen; **b)** molecular hydrogen; and **c)** helium as a function of the kinetic energy.

which slightly overestimate the cross section below 50 eV and underestimate it (by $\approx 12\%$) in the 100–200 eV range. The calculation for positron kinetic energies below 150 eV made by Campbell et al. (1998) fits the data quite well (see also CH2001 p. 241). We use this theoretical result for energies less than 150 eV and the average of the measurements above this value. The energy distribution of the ejected electron is taken from Goruganthu et al. (1985), who calculated

the single differential cross section of secondary electron production for electron-impact ionization in helium. These distributions can be approximated by an exponential law with an energy scale of ≈ 18.5 eV. We neglected the He double ionization by a positron since its cross section is $\approx 3 \times 10^{-3}$ lower than that for single ionization (Charlton et al. 1988; CH2001).

The cross section for the excitation of He by positrons is not well determined, either by measurements or by calculations. Chapuis et al. (1994) deduced it from the difference between the total cross section and those of the charge exchange and ionization cross sections. However, the excitation cross-section for positron-He scattering evaluated with this method overestimates by a factor of ≈ 4 the experimental measurements (Coleman et al. 1982; Mori & Suoeka 1994) and theoretical calculations (Parcell et al. 1987; Hewitt et al. 1992; Ficocelli Varrachio & Parcell 1992; Campbell et al. 1998; see also Fig. 5.4 of CH2001). We used the cross section curve of Chapuis et al. (1994) scaled to fit the most recent experimental results of Mori & Suoeka (1994).

While the measurements of the cross section for positronium formation in positron collisions with helium (Fornari et al. 1983; Diana et al. 1986; Fromme et al. 1986; Moxom et al. 1993; Overton et al. 1993) are in good agreement below ≈ 80 eV, large discrepancies occur above this value. These discrepancies may be due to experimental errors (CH2001), and the most recent results of Overton et al. (1993), which are lower than the other measurements above 80 eV, are in better accord with theoretical calculations of McAlinden & Walters (1992) and Campbell et al. (1998). We have used the results of the latter authors to model the cross section for charge exchange in helium.

2.1.3. Molecular hydrogen

The four cross section measurements by Fromme et al. (1988), Knudsen et al. (1990), Jacobsen et al. (1995) and Moxom et al. (1996) of the positron-impact single ionization of molecular hydrogen provide very different results for energies less than 200 eV (see also CH2001). The latest results of Moxom et al. (1996) seem more appropriate since they are not far from the results of Fromme et al. (1988) and Knudsen et al. (1990).

However, data of Jacobsen et al. (1995), which underestimate the results of previous experiments by $\approx 40\%$ at 80 eV, are the closest to the theoretical evaluations performed by Chen et al. (1992). So by choosing to use the cross section of Moxom et al. (1996), we ran the risk of making a systematic error in the calculation of the fraction of positronium formation in flight in molecular hydrogen. But, as presented in the next section, the results of this assumption provide a fraction in agreement with measurements of Brown & Leventhal (1986).

There are few measurements and studies on the energy distribution of the ejected electrons in ionisation collision of H_2 by positrons. Köver & Laricchia (1998), Berakdar (1998) and Köver et al. (2002) provide such a distribution, but only for forward electrons and specific positron energies. As for helium we approximate the distribution of the ejected electrons by an exponential law. According to the few existing measurements, the

energy scale of this distribution is approximately 15 eV. Since the cross section for the dissociative ionization of molecular hydrogen by electrons contributes only to 6% of the ionization cross section (Rapp et al. 1965), we neglect this process in the simulation.

Measurements of the charge exchange cross section in molecular hydrogen are mostly in agreement (Fornari et al. 1983; Diana et al. 1986; Fromme et al. 1988; Zhou et al. 1997 – see also Kwan et al. 1998). However, the Fromme et al. (1988) results are above the upper limit derived by Zhou et al. (1997) for energies less than 10 eV. Therefore we have used the cross section measured by Fornari et al. (1983) and Diana et al. (1986) for the low ($E < 100$ eV) and high ($E > 100$ eV) energies, respectively. It should be noted that the cross section derived by BRD79 fits the data of Fornari et al. (1983) quite well in the 15–50 eV range.

Very little is known from either theory or experiment concerning the excitation of molecules by positrons. We thus estimate the excitation cross section of positrons colliding with molecular hydrogen by subtracting the charge exchange, ionization and elastic cross sections from the total cross section, which has been measured by Hoffman et al. (1982). The elastic cross section was evaluated by Wallyn et al. (1994).

2.2. Positronium formation in flight

We simulate the interactions of positrons with atoms and molecules by Monte-Carlo methods on the basis of the cross sections and energy loss mechanisms presented previously. For any value of the positron's kinetic energy (that is at any stage of the simulation), the interaction process is chosen randomly according to the values of the cross sections of all the possible processes. The particular interaction then specifies the energy lost at that stage. The positron is “dropped” either when it forms a positronium or when its kinetic energy falls below the threshold of charge exchange; in the latter case, the positron is assumed to start thermalizing with the ambient medium.

The fraction f_1 of positrons forming a positronium in flight is then obtained simply by counting the number of positrons undergoing a charge exchange. When such a process occurs, the kinetic energy value of the positronium (i.e. the kinetic energy of the positron minus the energy required to form the positronium) is stored. The set of kinetic energies obtained from the simulation is then used to calculate the spectral shape of the annihilation emission by accounting for the Doppler broadening due to the motion of the positronium. The shapes of the annihilation line differ somewhat from a simple Gaussian, but we parametrize them with *FWHMs* by fitting Gaussian functions to the spectra (see Sect. 3.2). We also record the time spent by positrons to slow down and reach the charge exchange threshold or form a positronium. The resulting mean duration deduced from a large number of positrons allows us to calculate the slowing down time of positrons before thermalization.

We tested our Monte Carlo simulation by reproducing the results obtained by BRD79 (see Fig. 2). They calculated the fraction of positrons undergoing charge exchange with atomic hydrogen before thermalization as a function of the ionization

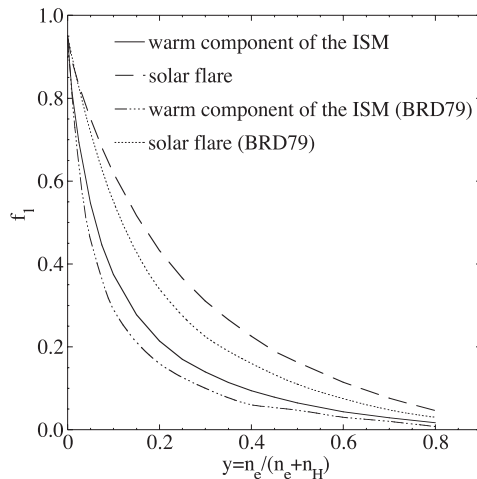


Fig. 2. Fraction of positrons forming positronium in flight (f_1) by charge exchange with atomic hydrogen as a function of the ionization fraction (y) in a warm component of the interstellar medium (electron density: $n_e = 0.1 \text{ cm}^{-3}$, electron temperature: $T_e = 8000 \text{ K}$) and in solar flare ($n_e = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1.16 \times 10^4 \text{ K}$). The results presented in Fig. 2 of BRD79 are shown for comparison.

Table 2. Fraction (in %) of positrons forming positronium in flight, in a completely neutral medium.

References	H	H ₂	He
BRD79	95	93	–
Brown & Leventhal	–	89.7 ± 0.3	80.7 ± 0.5
Wallyn et al. (1994)	98	90	–
Chapuis et al. (1994)	–	–	78
This paper	95.5	89.6	81.7

fraction. Similarly our calculation has been performed for two cases of media characterized by their electron density and temperature. The first is representative of a warm component of the ISM ($T \sim 8000 \text{ K}$) and the second of solar flares ($T \sim 10^6 \text{ K}$).

Values of f_1 for a totally neutral medium are summarized in Table 2 where they are compared with results of previous measurements (Brown & Leventhal 1984, 1986) and calculations (BRD79; Wallyn et al. 1994; Chapuis et al. 1994).

3. Processes after thermalization

After they have lost the bulk of their energies during the “in-flight” phase, the positrons thermalize with the ambient medium and undergo a series of processes leading to their annihilation, either directly or via positronium formation.

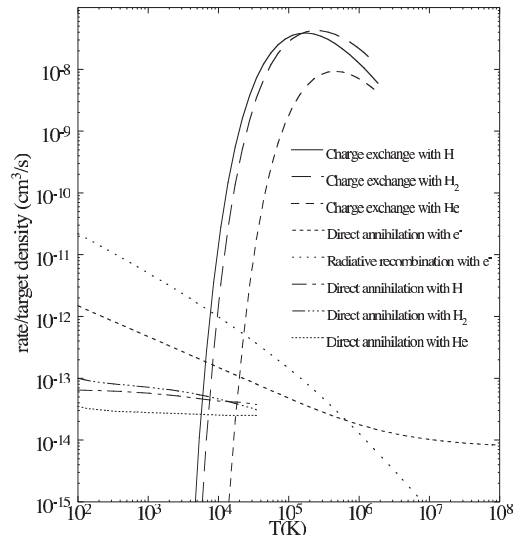


Fig. 3. Positron reaction rates as a function of temperature.

3.1. Reaction rates for positron processes

In thermal conditions, the reaction rate for non-relativistic binary collisions is easy to calculate; we use the usual $\langle \sigma v \rangle$ formula, where the averaging is done over the interacting particles’ (Maxwellian) energy distributions:

$$R = \langle \sigma v \rangle = \int_{E_T}^{\infty} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{E}}{(kT)^{3/2}} e^{-E/kT} \sigma(E) v dE. \quad (1)$$

3.1.1. Charge exchange with H, H₂, He

The cross sections for these reactions were discussed in the previous section. The calculated rate is shown in Fig. 3 along with the rates of the other processes. These rates are significant only above a few times 10^4 K , when the high-energy tail of the Maxwellian distribution is above the threshold of Ps formation. Also, although few atoms remain neutral at such a high temperatures, we present the charge exchange rate up to $2 \times 10^6 \text{ K}$.

3.1.2. Radiative combination (with free electrons)

The cross section for this process ($e^+ + e^- \rightarrow \text{Ps} + \gamma$) is so small (10^{-20} cm^2 at 1 eV and decreasing fast at higher energies) that it cannot be measured in the laboratory. We must thus rely on theoretical calculations. Various attempts and approaches have been made over the past several decades, going back to 1930, the most recent and accurate of which is that of Gould (1989), who obtained the reaction rate for both the ground state and the first excited state of Ps directly from first principles. The earlier calculation of Crannell et al. (1976) used the similarity between this process and the radiative recombination of hydrogen ($e^- + p \rightarrow \text{H} + \gamma$) for which the cross section was already known.

3.1.3. Direct annihilation with free electrons

This process ($e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$) has a very small cross section (about an order of magnitude less than that of radiative combination at temperature less than 10^5 K – Heitler 1954; Crannell et al. 1976; BRD79). It is therefore only relevant in the hot phase of the ISM and can be ignored in all other conditions, as can be seen in Fig. 3.

3.1.4. Direct annihilation with bound electrons

This process ($e^+ + H \rightarrow p + \gamma + \gamma$, or e^+ on H_2 or on He) has the lowest cross section of all the positron processes, more than an order of magnitude less than the second slowest process, direct annihilation with free electrons, and more than two orders of magnitude weaker than radiative combination. Direct annihilation with bound electrons applies only at the lowest temperatures (less than a few thousand degrees) where charge exchange does not proceed because the positrons then do not have the threshold energy needed and there are no free electrons for the other two processes – radiative combination and direct annihilation with free electrons – to take place. Due to the weakness of its cross section, this process cannot be investigated in the laboratory, and again one must rely on theoretical calculations. The work of Bhatia et al. (1977) has not been corrected or updated by any later works, so we still use the rate they obtained for direct annihilation with H. For He and H_2 the method is similar, except that we calculated the cross section using estimates of the dependence of Z_{eff} , the effective charge², on the kinetic energy from Campeanu & Humberston (1977) and Armour et al. (1990), respectively.

The measured Z_{eff} in H_2 at room temperature is $\approx 45\%$ larger than the theoretical evaluation (CH2001). This may turn out to be a source of systematic error in the annihilation rate we will be using.

3.2. Line widths

The widths of the annihilation line resulting from charge exchange in flight with H, H_2 , and He have been calculated as a result of the Monte Carlo simulation we presented in the previous section. We have found 5.8 keV, 6.4 keV and 7.4 keV for H, H_2 and He respectively in a neutral medium. These widths are in quite good agreement with previous measurements and calculations (BRD79; Brown & Leventhal 1984; Brown & Leventhal 1986). The width of the 511 keV line does not vary with the ionisation fraction of the ambient medium although its shape is slightly “flattened” (the top of the spectral distribution is less peaked). This flattening is due to the loss of low energy positrons which are quickly slowed down below the Ps threshold by way of Coulomb collisions with electrons.

The widths of the annihilation line resulting from the direct annihilation with H, H_2 , and He have all been measured experimentally: Brown & Leventhal (1986) obtained 1.56 keV for H; and Iwata et al. (1997a) obtained 1.71 keV and 2.50 keV for H_2

and He, respectively. These widths depend very weakly on the temperature in our range of interest.

The widths of both the radiative combination and direct annihilation with free electrons were calculated by Crannell et al. (1976) using a simple argument of thermal broadening due to the motion of the center of mass of the e^+e^- pair; this calculation gives the same following simple expression for both widths: $\Gamma_{\text{rc,dac}} = 1.1 T_4^{1/2}$ keV, where T_4 is the temperature in units of 10^4 K.

3.3. Grains and positron processes

The importance of positron capture and annihilation on interstellar dust grains was first pointed out by Zurek (1985), who estimated the rate for the process and concluded that dust can play a crucial role in the warm ionized phase of the ISM, leading to drastic modifications of the Ps formation fraction depending on the value of the cross section of the positron capture on the dust grains. Guessoum et al. (1991) added spectral considerations to the positron-dust process but kept a simplified picture of the dust and showed that unless the abundance of dust in the annihilation regions is increased many times compared to “normal” quantities, grains change the spectrum of the line mostly in the hot phase. Astrophysical knowledge of grains has since increased considerably (see the reviews by Draine 2003, 2004; Li 2004; and Krugel 2003) and although a huge body of work exists on positron interactions with solids and solid surfaces (Nieminen & Oliva 1980; Huttunen et al. 1990; Dannefaer et al. 1996; Dupasquier & Mills 1995; Puska & Nieminen 1994; Weiss et al. 1994; Suzuki et al. 2003; Mills et al. 1989; Mokrushin et al. 2003; Pi et al. 2003; Weber & Lynn 2000), experiments dealing with positrons and dust like materials remain scarce. We here summarize our best understanding of the relevant information we have collected on dust grains in our context.

The total amount of dust in the Galaxy is estimated at $3 \times 10^7 M_{\odot}$, which represents 0.6% of the total mass of gas (Krugel 2003), although Ferriere (2003) indicates that there is a large uncertainty on this fraction, which could range from 0.5 to 1%. The abundance of dust grains is found to correlate approximately with hydrogen, particularly in the cold and neutral phases; there is also some evidence (Herter et al. 1989; Krugel 2003) for partial dust destruction in the HII regions.

Several species of dust (composition, size) exist in the ISM. Dust is often divided into 3 categories as follows:

- large grains, of radii ranging between 20 nm and $0.3 \mu\text{m}$, made of either silicate particles (Mg_2SiO_4 or Fe_2SiO_4) or amorphous carbon;
- very small grains, of radii ranging between 1 nm and 10 nm, made mostly of graphite, and representing about 10% of the amorphous carbons;
- PAH (polycyclic aromatic hydrocarbons), which are big molecules and make up 3 to 6% of the large grains (in abundance).

We have ignored the PAHs in the present treatment due to their negligible contribution; in fact, we have found that the “very small grains” can be neglected as well, as their

² The effective charge Z_{eff} is defined such that the annihilation rate per target density is $R = \sigma v = Z_{\text{eff}} c \pi r_e^2$, with r_e the classical electron radius.

abundance and small sizes (small geometric cross sections) give extremely low positron capture rates.

Grain sizes follow a power-law distribution: $dn_{\text{gr}} \propto a^{-3/2} da$, where a is the radius of the grain, which ranges between 3×10^{-6} cm and 2.4×10^{-5} cm for the large carbonaceous grains and between 1.5×10^{-6} cm and 1.2×10^{-5} cm for the large silicate grains (Krugel 2003). Other distributions and grain size ranges that distinguish between grain types have also been proposed (Weingartner & Draine 2001; Li & Draine 2001), but we will adopt the simple unified expression of Krugel (2003). The distributions and grain size ranges given by Weingartner & Draine (2001) or Li & Draine (2001) lead to reaction rates that are several times higher than those we obtain with the “conservative” values of Krugel (2003). This factor (the sizes and distribution law of the grains) is the fundamental uncertainty in the determination of the reaction rate of positron interaction with the dust. Secondary factors include the amount of dust in the ISM (as stated previously) and the electric charge of the grains in the cold phase. We have combined these uncertainties into one parameter, denoted by x_{gr} (similar to that of Guessoum et al. 1991), where $x_{\text{gr}} = 1$ represents our “standard” rate, obtained on the basis of the Krugel (2003) parametrization of dust; $x_{\text{gr}} = 0$ represents a total absence of dust in a given region; $x_{\text{gr}} > 1$ represents an overabundance of dust and/or grain characteristics (sizes and composition) that are especially favorable for positron capture. We emphasize however, that these factors do not affect our conclusions, namely that the reaction rates for positron capture on dust are, even in the most extreme assumptions, negligible compared to other processes’ in all but the warm-ionized and hot ISM phase: in the latter environment the dust dominates all other processes under all assumptions, and in the other case the dust becomes comparable or dominant only when the grain capture rate (or equivalently x_{gr}) is increased by a large factor.

Positron collisions with dust grains can be treated along the same lines as Zurek (1985) and Guessoum et al. (1991) did, namely that the cross section is essentially a geometric one (πa^2) with the electric charge effect (attraction or repulsion with the positron depending on the local conditions) and the positron escape (backscattering and re-emission from the dust grain) taken into account:

$$\sigma_{\text{gr}} = (1 - R_+) \pi a^2 f_{\text{elec}}, \quad (2)$$

where a is the radius of the grain and R_+ is the probability that the positron is either backscattered by the grain or re-emitted after being captured. f_{elec} is given by $(1 - Ze^2/akT)$ or $\exp(-Ze^2/akT)$ depending on whether the grain is negatively or positively charged, respectively; Z is the grain charge, and T is the temperature of the medium. Grains are expected to be negatively charged in the hot and ionized phases of the ISM and possibly positively charged in the cold and neutral phases (being slightly ionized themselves by the UV radiation of nearby stars if applicable). It can be shown (Krugel 2003) that the electric potential of a grain is $2.5 kT/e$, so that the quantity $Ze^2/akT = 2.5$ is independent of the temperature of the medium or the size of the grain.

The positrons that are captured will diffuse and thermalize quickly with the grain molecules; infra-red emission of the ISM dust shows that the temperature of the grains varies between 15 K and 100 K depending on the conditions of the ISM medium (15 K in the coldest phases, and between 50 K and 100 K in the ionized and hot conditions). Once thermalized, the positrons in the grains will form a positronium atom, which will either readily be in the para-state or be formed in the ortho-state but undergo a “pick-off” annihilation reaction as a para-state (giving 2 photons) when the positron (bound in the Ps) “picks off” an electron from the surrounding valence electrons. Most of the positrons that diffuse inside the grain will reach the surface, the diffusion length being greater than the diameter of most of the grains, but upon reaching the surface the positron will be captured in a “surface state” and form Ps there or be ejected, if the “positron work function” of the material is negative, which is the case for our dust grains (Rosenberg et al. 1987). A fraction of the Ps atoms formed at or near the surface will also be ejected if the “Positronium work function” for the material is negative, which is also the case for our dust (Hodges & Stott 1973; Nieminen & Oliva 1980; Eldrup et al. 1985; Rice-Evans & Rao 1988; Puska & Nieminen 1994).

Aside from the backscattering probability measured and simulated for Si and a few other elements (Makinen et al. 1992), we have found no specific measurements of e^+ and Ps probabilities for the materials that constitute our dust grains in the conditions that we deal with (slow positrons, etc.). There are some experiments (and a few calculations) that deal with metals (Huttunen et al. 1990; Nieminen & Oliva 1990) and polymers (Mukherjee et al. 1998) or conduct studies (probing) of defects in semi-conductors by positrons (Britton et al. 2001; van Veen et al. 2004), but none that consider materials of the dust type.

We have adopted the value of 10% of positron backscattering probability obtained by Makinen et al. (1992) when they extrapolate to the lowest positron energies (less than 1 keV), a value that seems to apply for all the materials they investigated (including Si).

For the rest of the parameters, we can only use measurements for materials that have similar chemical behavior (positron and Positronium negative work functions), and the closest we could find were copper and aluminum. For instance, the probability of re-emission of positrons from copper varies linearly with T from 0 to 15% between 0 and 150 K, the temperature of the metal, which we will take as the temperature of the dust, in our case. (Nieminen & Oliva’s theoretical treatment predicted that this probability would tend to zero at very low temperatures.) The probability of ejection of Ps from the surface of the grain is found to be very similar for Cu and Al, taking the following approximate values: 0 at 0 K, 5% at 25 K, 9% at 50 K, 14% at 100 K, 17% at 150 K and 20% at 200 K.

If these measurements are used for our dust grains (whose temperature ranges between 15 and 100 K), it would imply that the bulk (65 to 80%) of the positrons colliding with grains will annihilate inside (giving two photons), a small fraction (5 to 15%) will form Ps, be ejected and annihilate outside (giving two/three photons in the usual 25/75% proportions),

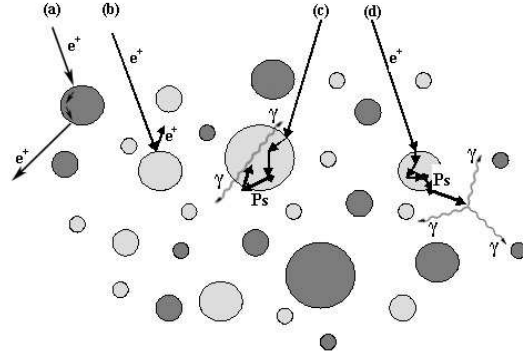


Fig. 4. Collisions and subsequent annihilation of positrons with grains (of various sizes and types) – **a**) positron re-emission; **b**) positron backscattering; **c**) positronium in grain, **d**) positronium ejection.

while 15 to 20% of the positrons will simply fly back out after hitting a grain.

Figure 4 gives a schematic description of the main processes that a positron can undergo during its interaction(s) with dust grains.

The rate $r_{\text{gr}}(a)$ of positron capture by grains of size a is obtained from the effective cross section of positron capture by grains and the thermal speed of positrons in the medium:

$$r_{\text{gr}}(a) = n_{\text{gr}} \sigma_{\text{gr}} v_{e^+}, \quad (3)$$

where n_{gr} is the number density of dust grains in the ISM, σ_{gr} is the cross section of positron-capture by grains (Eq. (2)), and v_{e^+} is the average thermal speed of positrons in the given ISM phase: $v_{e^+} = \sqrt{\frac{3kT}{m_e}}$. n_{gr} is obtained from the overall mass of dust in the galaxy (0.6% of the total gas mass) as well as the the grain size distribution $dN_{\text{gr}} = C_0 a^{-3/2} da$, which yields the mean value of the grain's mass $\langle m_{\text{gr}} \rangle_a = \int_a^{a_+} \rho_{\text{gr}} 4\pi/3 a^3 dN_{\text{gr}}$. The constant C_0 is inferred from the normalization condition $\int dN_{\text{gr}} = 1$. For the carbonaceous dust, the density is $\rho_{\text{gr,C}} \approx 2.24 \text{ g cm}^{-3}$; for the silicate dust, $\rho_{\text{gr,Si/Mg/Fe}} \approx 3.5 \text{ g cm}^{-3}$. A simple calculation, assuming the total dust mass to be equally divided into the two main types, then gives: $n_{\text{gr}} \approx 3.5 \times 10^{-13} n_{\text{H}}$ for the carbonaceous dust and $1.8 \times 10^{-12} n_{\text{H}}$ for the silicate dust.

Replacing σ_{gr} by its expression (Eq. (2)) in Eq. (3) allows one to show explicitly the factors that influence the value of the positron capture rate: the reflection factor R_+ of positrons backscattered or ejected from the dust grain as explained above, the electrostatic enhancement of inhibition of positron-grain collision f_{elec} . We add an additional factor f_{dest} to take into account the potential destruction of dust grains, most likely in the hot environments. Averaging over the grain size distribution, the rate then becomes:

$$r_{\text{gr}} = n_{\text{gr}} (1 - R_+) f_{\text{elec}} f_{\text{dest}} \langle \sigma_{\text{gr,geom}} \rangle_a v_{e^+}, \quad (4)$$

where $\sigma_{\text{gr,geom}} = \pi a^2$ is the geometric cross-section and $\langle \sigma_{\text{gr,geom}} \rangle_a$ the mean value of the geometric cross section.

As stated previously, dust is likely to be partially destroyed only in the hot phase of the ISM, so we take $f_{\text{dest}} = 0.5$ in that case, and $f_{\text{dest}} = 1$ in all other conditions. In the hot and warm-ionized phases, grains are widely considered to be negatively charged, with a potential such that $Ze^2/akT \approx -2.5$, so that $f_{\text{elec}} = 1 - Ze^2/akT \approx 3.5$; in the cold and neutral phases, however, the grains are assumed to be positively charged, but their electrostatic potential depends on local conditions (proximity of an ionizing UV radiation from a neighboring hot star, etc.), so that the potential can vary between 0 and 2.5 V; in these cases, and considering the de facto impossibility of pinpointing such a value we take $f_{\text{elec}} = \exp(-Ze^2/akT) \approx 0.5$, keeping in mind that such a factor is in effect irrelevant in the cold phase since the dust has no effect on the annihilation there.

Taking all these factors into account then yields final values for the positron capture rates by the carbonaceous and the silicate dust for the various ISM phase conditions, as reported in Table 3.

The rates obtained and reported here are in most cases essentially the same as those of Guessoum et al. (1991), but in some cases and due to the use of new data, the rates are substantially different. The differences are found in the rates of charge exchange with H in the warm neutral phase, where our new value is greater than the previous one by about 33%; direct annihilation with H in the warm neutral phase, where our rate is greater than the old one by about 16%; capture by grains, where our rates are about a factor of 10 lower, a factor of 3 lower and a factor of 1.5 greater than the old values in the cold, warm neutral and hot phases respectively.

The width of the annihilation line resulting from the decay of the Ps produced inside the grain is an important quantity. There are actually two widths, corresponding to the annihilation of the Ps atoms that escape and those that remain and die in the grains. Nieminen & Oliva (1980) state that the kinetic energy of the Ps ejected by the grain is equal to the absolute value of the "Ps work function" ϕ_{Ps} of the material. This implies a width $\Gamma_{\text{gr,out}} = 2 \sqrt{m_e c^2 \phi_{\text{Ps}}}$ of about 1.4 keV, taking $\phi_{\text{Ps}} \approx 1 \text{ eV}$. (Note that the value used for $\Gamma_{\text{gr,out}}$ since

Table 3. Reaction rates (in cm^3/s) for the various processes after thermalization in the different ISM phases.

Process/medium	Molecular ($T \approx 10$ K)	Cold ($T \approx 80$ K)	Warm neutral ($T \sim 8000$ K)	Warm ionized ($T \sim 8000$ K)	Hot ($T \sim 10^6$ K)
Charge Exchange with H	–	–	1.8×10^{-12}	–	–
Charge Exchange with H_2	–	–	–	–	–
Charge Exchange with He	–	–	9.0×10^{-21}	9.0×10^{-21}	–
Direct Annihilation with H	–	6.5×10^{-14}	4.4×10^{-14}	–	–
Direct Annihilation with H_2	4.3×10^{-13}	–	–	–	–
Direct Annihilation with He	1.5×10^{-13}	3.7×10^{-14}	2.6×10^{-14}	2.6×10^{-14}	–
Radiative Combination	–	–	–	1.2×10^{-12}	1.3×10^{-14}
Direct Annihilation with electrons	–	–	–	1.7×10^{-13}	1.8×10^{-14}
Capture by grains	2.4×10^{-16}	6.8×10^{-16}	6.5×10^{-15}	4.6×10^{-14}	2.4×10^{-13}

Guessoum et al. 1991, was 2.5 keV.) Moreover, the fraction of Ps escaping from the grain is now taken to be 5–15%, compared to the previously held 1/3 value. This will have some significant impact on the shape of the annihilation line, at least in the hot and ionized phases.) The width of the line produced by para-Ps decaying inside the grain cannot be estimated via other physical quantities and needs to be measured in the laboratory. Again, there have been no measurements for the kinds of materials that make up our grains, but typical ACAR (angular correlation of the annihilation radiation) measurements of the two emitted photons give values $\theta_{\text{ACAR}} 5\text{--}8$ mrad (Biasini et al. 2000; Sasaki et al. 2003), which would translate into $\Gamma_{\text{gr.in}} = 0.5\theta_{\text{ACAR}}m_e c^2 \approx 1.3\text{--}2.0$ keV. We note, however, that the measurements of $\Gamma_{\text{gr.in}}$ by Iwata et al. (1997a) for many atoms and molecules (including complex alcohols) shows the width to be always between 2.0 keV and 3.0 keV. We have thus adopted the higher value of the ACAR measurements, which corresponds to the lowest value of the annihilation on molecules: $\Gamma_{\text{gr.in}} \approx 2.0$ keV.

4. Annihilation spectra

Having reviewed and recalculated the various processes' reaction rates and line widths, we can construct the standard spectra of the annihilation radiation for each phase of the ISM as well as an overall "global" or "diffuse" radiation spectrum, one that includes contributions from the various regions; the latter "global" spectrum requires knowledge about the relative distribution of the ISM phases and their volume contributions to the emitted radiation.

The emission processes are spectroscopically modeled as either a pure two-photon direct annihilation represented by a Gaussian with a given *FWHM* or a combined two-photon-line/three-photon-continuum when the annihilation proceeds via formation of a positronium atom; in this latter case, the two-photon line is represented by a Gaussian with its characteristic *FWHM*, while the continuum part is represented by the usual Ore & Powell (1949) function $P_1(E)$ that describes the probability of the emitted photon being emitted with an energy E between 0 and 511 keV (Eq. (10) of Guessoum et al. 1991).

Table 4 summarizes the line widths for various processes. For several processes the Gaussian function with a given *FWHM* represents a slight simplification of the real spectrum, but the annihilation spectra obtained in the end, and their eventual comparison with the data, are insensitive to this level of precision.

However, several values of the various processes' *FWHM* have now changed to some extent (by about 10% in most cases, but sometimes more) compared to the values used in previous modeling. In particular, the width of the line produced in the decay of Ps formed "in-flight" with H is now 5.8 keV instead of the 6.4 keV used for over two decades. (The difference is due to the accurate experimental cross sections now available for positron excitation, ionization and charge exchange with H.) Likewise the lines resulting from positron annihilation after capture by a grain (either two-photon annihilation inside the grain or decay of the Ps ejected from the grain) have widths of 2.0 keV and 1.4 keV respectively, compared to 1.8 keV and 2.5 keV previously. References and discussions of the various *FWHMs* are given in the Sects. 3.2 and 3.3.

The following formula then allows us to construct the theoretical spectrum for a given ISM phase:

$$\begin{aligned}
 S(E) = & \int dE' \left[3 \times \frac{3}{4} P_1(E') + 2 \times \frac{1}{4} \delta(E' - E_0) \right] \\
 & \times \left\{ X \times f_{1,\text{H}/\text{H}_2} G(E, E', \Gamma_{\text{if,H}/\text{H}_2}) \right. \\
 & + Y \times f_{1,\text{He}} G(E, E', \Gamma_{\text{if,He}}) \\
 & + (1 - X) f_{1,\text{H}/\text{H}_2} - Y f_{1,\text{He}} \\
 & \times \left[f_{\text{ce,H}/\text{H}_2} G(E, E', \Gamma_{\text{ce,H}/\text{H}_2}) \right. \\
 & + f_{\text{ce,He}} G(E, E', \Gamma_{\text{ce,He}}) \\
 & + f_{\text{rcc}} G(E, E', \Gamma_{\text{rcc}}) \\
 & \left. \left. + f_{\text{gr,out}} G(E, E', \Gamma_{\text{gr,out}}) \right] \right\} \\
 & + 2(1 - X) f_{1,\text{H}/\text{H}_2} - Y f_{1,\text{He}} \left[f_{\text{dae}} G(E, E_0, \Gamma_{\text{dae}}) \right. \\
 & + f_{\text{da,H}/\text{H}_2} G(E, E_0, \Gamma_{\text{da,H}/\text{H}_2}) \\
 & + f_{\text{da,He}} G(E, E_0, \Gamma_{\text{da,He}}) \\
 & \left. + f_{\text{gr,in}} G(E, E_0, \Gamma_{\text{gr,in}}) \right], \tag{5}
 \end{aligned}$$

Table 4. Line widths (in keV) for various positron annihilation processes.

Process/medium	Cold and molecular	Warm neutral	Warm ionized	Hot
	($T < 100$ K)	($T \sim 8000$ K)	($T \sim 8000$ K)	($T \sim 10^6$ K)
Charge Exchange with H in-flight	5.8	5.8	–	–
Charge Exchange with H ₂ in-flight	6.4	–	–	–
Charge Exchange with He in-flight	7.4	7.4	8.7	–
Charge Exchange with H after thermalization	–	1.16	–	–
Charge Exchange with H ₂ after thermalization	–	–	–	–
Charge Exchange with He after thermalization	–	1.22	1.22	–
Direct Annihilation with H	1.56	1.56	–	–
Direct Annihilation with H ₂	1.71	–	–	–
Direct Annihilation with He	2.50	2.50	2.50	–
Radiative Combination	–	–	0.98	11
Direct Annihilation with electrons	–	–	0.98	11
Positronium from grains	1.4	1.4	1.4	1.4
Annihilation in grains	2.0	2.0	2.0	2.0

where X and Y are the relative abundances of H/H₂ and He (90% and 10% respectively), Γ_P refers to the $FWHM$ of the line produced by a given process P (if, ce, dae, daH, gr refer to in-flight, charge exchange, direct annihilation with free electrons, direct annihilation with H, annihilation with grains – inside or outside –, etc.); $G(E, E', \Gamma_P)$ is the Gaussian function of variable E' , centered on E , and of $FWHM = \Gamma_P$, normalized to 1; the factors f_P are the relative probabilities for each process: $f_P = R_P / \sum R_P$, R_P denoting the rates of various processes (Table 3) weighted by the relative abundance of each element.

Figures 5a–d, and e show the annihilation spectrum in the molecular, cold (atomic), warm neutral, warm ionized and hot phases, respectively. In each case the solid curve shows the spectrum assuming a “standard grain model” (in terms of grain abundance, size distribution, composition, etc., as adopted in Sect. 3.3) in the given phase, i.e. a factor $x_{gr} = 1$; dashed curves represent the spectra in the case of grains greatly amenable to positron capture ($x_{gr} = 10.0$); dotted curves represent the spectra when dust is removed from the phase. The spectra confirm that unless dust is overabundant in the warm ionized or hot phases (or the rates of capture are greater than we have adopted – as explained in Sect. 3.3), it has a negligible effect on the annihilation radiation emitted in the ISM.

In order to construct the “global” spectrum of 511 keV annihilation from the ISM as a whole, one simple approach is to combine the previous phase spectra on the basis of the relative contributions (densities and filling factors) of each phase. For this, filling factors such as those used in the ISM model of McKee & Ostriker (1977) can be adopted: 2.4% for the cold phase(s), 23% for each of the warm phases and 52% for the hot phase. In the same model, the densities of each phase are: 42 cm^{-3} , 0.37 cm^{-3} , 0.25 cm^{-3} , $3.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ in the cold, warm neutral, warm ionized and hot phases, respectively.

Figure 6 shows the result of combining the individual-phase spectra using the McKee & Ostriker simple prescription as well as the spectra obtained when the positrons are excluded from the cold regions (both the molecular and atomic phases); this we do for comparative purposes with the results obtained in the treatment of Guessoum et al. (1991). In the first case (annihilation in all phases according to the description of McKee & Ostriker), we see that the dust makes no difference to the line profile. In the second case, the profile of the overall emission spectrum is substantially different from the “uniform” case, and the dust does make a non-negligible difference.

A more physically realistic approach would be to adopt an analytic ISM model such as Ferriere’s, which gives the densities of each species (H, H₂, free electrons, etc.) in each volume element (defined by its galactocentric coordinates r and z) of the ISM. This latter approach we save for a future, more physical treatment of annihilation in the ISM, one that will consider the change in the annihilation spectrum and profile when emanating from different directions and regions of the Galaxy.

Table 5 displays the $FWHM$ s of the lines obtained in each phase as well as in the “global” case. These allow us to compare our results with earlier ones and serve to give us a rough idea about the physical properties of the annihilation region(s), although we must emphasize that the $FWHM$ parameter is not a sufficient parameter in characterize such spectra. Until the full follow-up modeling and interpretation work is performed, these values are used for comparison and indication purposes. Our present results are largely consistent with the older ones, but our line widths tend to be slightly larger than the older ones in all phases. In the warm neutral phase the line appears to be substantially broader than the result of Guessoum et al. (1991), but only because in that treatment the warm neutral phase has a 15% ionization fraction, whereas in the present treatment the warm neutral phase is completely neutral. Moreover the rate for

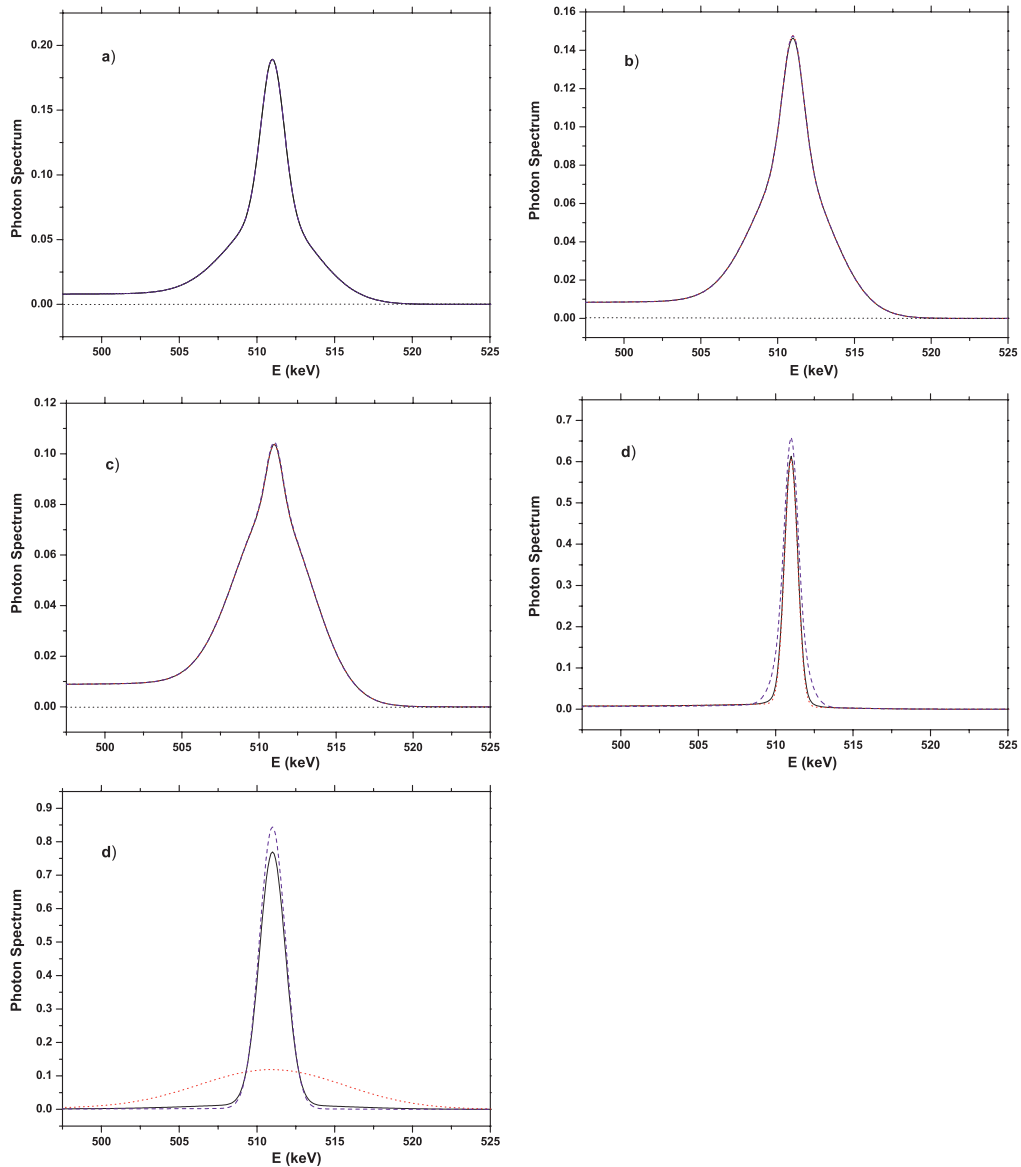


Fig. 5. Annihilation spectra for the 5 ISM phases separately (see text): **a)** cold, molecular hydrogen medium; **b)** cold, atomic hydrogen medium; **c)** warm, neutral medium; **d)** warm, ionized medium; **e)** hot medium.

charge exchange with H has increased (by about 20%) in this work, which increases the contribution of the broad line; indeed the in-flight process, for which the line widths are always large (≈ 6 keV), has now become more dominant overall.

The main conclusions from this “phase” treatment are first that the “global” spectra obtained here (on the basis of the McKee & Ostriker 1977, ISM model) are consistent with the

observed widths reported by the various missions (including SPI and TGRS) and second that unless specific physical assumptions are made regarding whether the positrons annihilate preferentially in some regions (say the hot and/or ionized phases), the dust will in general play a negligible role. A careful analysis and interpretation of the observational data in the light of our new modelling of the positron processes will be

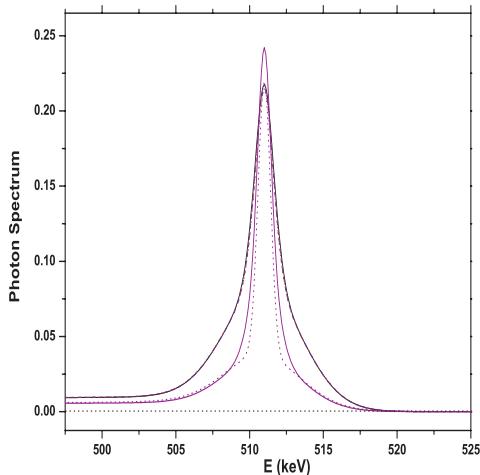


Fig. 6. Combined (“global”) ISM annihilation spectra, obtained under two assumptions: 1) positrons annihilating in all phases according to the filling factors and densities given in the McKee & Ostriker (1977) model, either with or without the effect of the grains (solid, blue dashed and red dotted curves); 2) positrons not annihilating in the cold phases, with/without grain effect (solid and dotted narrower purple curves).

Table 5. Values of *FWHMs* obtained (in keV) in each ISM phase separately and in the “global” case; the values are given for the “standard grain model” ($x_{gr} = 1$), for $x_{gr} = 0$ (no dust) and for $x_{gr} = 10$ (overabundant and/or grain characteristics especially favorable for positron capture – see text), respectively. For the “global (combined)” spectrum we give *FWHM* values in two cases: the McKee & Ostriker model with its phase densities and filling fractions, and the situation (results in parentheses) when the positrons are excluded from the cold phases.

Phase	$x_{gr} = 1$	$x_{gr} = 0$	$x_{gr} = 10$
Molecular	2.39	2.39	2.39
Cold	3.00	3.00	2.92
Warm neutral	4.78	4.76	4.74
Warm ionized	1.02	1.00	1.19
Hot	1.99	11.0	1.96
Combined	2.26 (1.18)	2.17 (1.15)	2.17 (1.37)

performed in a follow-up work, and we do not exclude a priori the possibility that positrons may show a preference for some phases and/or for grain capture.

5. Summary and conclusions

The aim of this work was to carefully reexamine all the processes that positrons undergo in the ISM, including the complicated interactions with dust grains, and to try to determine as precisely as possible all the quantitative factors in the prob-

lem, particularly the various reaction rates and the widths of the lines emitted in the process. We also included all aspects of positron interactions with molecular hydrogen, in addition to atomic hydrogen, as well as helium (excitation, ionization, charge exchange, direct annihilation with the bound electron, etc.). For this we undertook a major review of the literature (cross section measurements and calculations, etc.) and performed a detailed Monte Carlo simulation that allowed us to obtain new, accurate results on the fraction of positrons that form positronium in flight, the profile and width of the line emitted in the process, the lifetimes of the positrons in such conditions, etc. We also investigated in detail the interstellar dust and its effect on positron annihilation. The final results of our calculations (reaction rates and spectra) showed that dust is only important in the hot phase of the ISM (where it dominates all other processes), but previous modelling efforts (e.g. Guessoum et al. 2004) stressed the importance of this process. There are still some pieces of the puzzle missing in this regard, for example the widths of the lines emitted in the annihilation of positrons/positroniums inside/outside a dust grain, the extent of the destruction of grains in the hot/warm regions of the ISM and also the electrostatic charge carried by dust in various conditions.

We aimed to provide solid basis for modelling the detailed annihilation data currently being obtained by INTEGRAL-SPI (Knodlseder et al. 2005) as well as future observations, e.g. spectroscopic explorations of regions of the Galaxy other than the central regions (galactic plane, compact objects / LMXBs, etc.). Indeed, with the positron processes now much more firmly understood and quantified, it becomes possible to compare the annihilation model outlined here and the spectra obtained by our calculations with the SPI data and infer useful information regarding the regions where the annihilation is predominantly taking place. It will also become possible to model and interpret data obtained for more local and specific places. Finally, with the microscopic processes now fully examined and more precisely parametrized, it becomes possible to perform a time-dependent investigation of the lives of positrons from their births to their ultimate deaths/annihilations. This would then constitute a major step towards the resolution of the “origin of positrons in the Galaxy” puzzle.

Acknowledgements. N. Guessoum would like to acknowledge the support of the INTEGRAL project. The researchers and staff of the Centre d’Étude Spatiale des Rayonnements (Toulouse, France) are thanked for their kind hospitality during the various times when much of this work was conducted. Cliff Surko is thanked for helpful discussions and for providing us with useful references.

References

- Armour, E. A. G., Baker, D. J., & Plummer, M. 1990, *J. Phys. B*, 23, 3057
- Berakdar, J. 1998, *Phys. Rev. Lett.*, 81, 1393
- Bhatia, A. K., Drachman, R. J., & Temkin, A. 1977, *Phys. Rev. A*, 16, 1719
- Biasini, M., et al. 2000, *J. Phys. Cond. Matter*, 12, 5961

- Book, D. L., & Ali, A. W. 1975, NRL Memorandum Rep. 2898
- Britton, D. T., Hempel, A., & Triftshausner, W. 2001, *Phys. Rev. Lett.*, 87, 217401
- Brown, B. L., Leventhal, M., Mills, A. P., Jr., & Gidley, D. W. 1984, *Phys. Rev. Lett.*, 53, 2347
- Brown, B. L., & Leventhal, M. 1986, *Phys. Rev. Lett.*, 57, 1651
- Brown, B. L., Leventhal, M., & Mills, A. P., Jr. 1986, *Phys. Rev. A*, 33, 2281
- Bussard, R. W., Ramaty, R., & Drachman, R. J. 1979, *ApJ*, 228, 928
- Campbell, C. P., McAlinden, M. T., Kernoghan, A. A., & Walters, H. R. J. 1998, *Nucl. Inst. Meth. B*, 143, 41
- Campeanu, R. I., & Humberston, J. W. 1977, *J. Phys. B*, 10, L153
- Chapuis, C., Wallyn, P., & Durouchoux, Ph. 1991, *Gamma-Ray Line Astrophysics*, Proc. of the Int. Symp., Paris, France, Dec. 10–13, 1990, ed. P. Durouchoux, & N. Prantzos (New York: American Institute of Physics), AIP Conf. Proc., 232, 54
- Chapuis, C., Wallyn, P., & Durouchoux, P. 1994, *ApJS*, 92, 545
- Charlton, M., et al. 1988, *J. Phys. B*, 21, L545
- Charlton, M., & Humberston, J. W. 2001, *Positron Physics* (Cambridge University Press)
- Chen, X. X., Chen, J., & Kuang, J. 1992, *J. Phys. B*, 25, L5489
- Coleman, P. G., et al. 1982, *Can. J. Phys.*, 60, 584
- Crannell, C. J., Joyce, G., Ramaty, R., & Wertz, C. 1976, *ApJ*, 210, 582
- Dannefaer, S., et al. 1996, *J. Appl. Phys.*, 79, 12
- Dermer, C. D., & Murphy, R. J. 2001, in *Exploring the gamma-ray universe*, Proc. of the Fourth INTEGRAL Workshop, 4–8 September 2000, Alicante, Spain, ed. B. Battrick, Scientific editors: A. Gimenez, V. Reglero & C. Winkler, ESA SP-459 (Noordwijk: ESA Publications Division), 115
- Diana, L. M., Coleman, P. G., Brooks, D. L., Pendleton, P. K., & Norman, D. M. 1986, *Phys. Rev. A*, 34, 2731
- Draine, B. T. 2003, *ARA&A*, 41, 241
- Draine, B. T. 2004, *Carnegie Observatories Astrophysics Series*, ed. A. McWilliam, & M. Rauch, 320
- Dupasquier, A., & Mills, A. P. Jr. 1995, *Positrons Solid-State Physics*, Proc. Internat. School of Physics “Enrico Fermi”, Course CXXV, Varenna 1993 (Amsterdam: IOS Press)
- Durouchoux, P., Wallyn, P., Chapuis, C., & Matteson, J. 1993, *A&AS*, 97, 185
- Eldrup, M., et al. 1985, *Phys. Rev. B*, 32, 7048
- Ferriere, K. 1998a, *ApJ*, 497, 759
- Ferriere, K. 1998b, *ApJ*, 503, 700
- Ferriere, K. M. 2001, *Rev. Mod. Phys.*, 73, 1031
- Ferriere, K. M. 2003, in *Physique et Astrophysique du Rayonnement Cosmique*, Proc. of École de Goutelas, held 2–6 June 2003, Goutelas, France, ed. E. Parizot, A. Marcowith, V. Tatischeff, G. Pelletier, & P. Salati (Observatoire Astronomique de Strasbourg & SF2A), 7
- Ficocelli Varrachio, E., & Parcell, L. A. 1992, *J. Phys. B*, 25, 3037
- Fornari, L. S., Diana, L. M., & Coleman, P. G. 1983, *Phys. Rev. A*, 51, 2276
- Fromme, D., Kruse, G., Raith, W., & Sinapius, G. 1986, *Phys. Rev. Lett.*, 57, 3031
- Fromme, D., et al. 1988, *J. Phys. B*, 21, 262
- Gehrels, N., Barthelmy, S. D., Teegarden, B. J., et al. 1991, *ApJ*, 375, L13
- Goruganthu, R. R., et al. 1985, *Phys. Rev. A*, 34, 103
- Gould, R. J. 1989, *ApJ*, 344, 232
- Guessoum, N., Ramaty, R., & Lingelfelter, R. E. 1991, *ApJ*, 378, 170
- Guessoum, N., Ramaty, R., & Skibo, J. G. 1997, in *The Transparent Universe*, Proc. of the 2nd INTEGRAL Workshop held 16–20 September 1996, St. Malo, France, ed. C. Winkler, T. J.-L. Courvoisier, & Ph. Durouchoux (European Space Agency), 113
- Guessoum, N., et al. 2004, in *The Integral Universe*, Proc. of the 5th INTEGRAL Workshop held 16–20 February 2004, Munich, Germany, in press
- Harris, M. J., Teegarden, B. J., Cline, T. L., et al. 1998, *ApJ*, 501, L55
- Harris, M. J., Teegarden, B. J., Cline, T. L., et al. 2000, Proc. of the fifth Compton Symposium, held in Portsmouth, NH, USA, September 1999, ed. L. Mark McConnell, & M. James Ryan (Melville, NY: American Institute of Physics), AIP Conf. Proc., 510, 31
- Heitler, W. 1954, *Quantum theory of radiation*, International Series of Monographs on Physics (Oxford: Clarendon), 3rd ed.
- Herter, T., Gull, G. E., Megeath, S. T., Rowlands, N., & Houck, J. R. 1989, *ApJ*, 343, 696
- Hewitt, R. N., Noble, C. J., & Bransden, B. H. 1992, *J. Phys. B*, 25, 2683
- Hodges, C. H., & Stott, M. J. 1973, *Phys. Rev. B*, 7, 73
- Hofmann, et al. 1997, *J. Phys. B*, 30, 3297
- Huttunen, P. A., et al. 1990, *Phys. Rev. B*, 42, 1560
- Iwata, K., Greaves, R. G., & Surko, C. M. 1996, *Can J. Phys.*, 74, 407
- Iwata, K., Greaves, R. G., & Surko, C. M. 1997a, *Phys. Rev. A*, 55, 3586
- Iwata, K., et al. 1997b, *Phys. Rev. Lett.*, 79, 39
- Iwata, K., et al. 2000, *Phys. Rev. A*, 61, 2719
- Jacobsen, et al. 1995, *J. Phys. B*, 28, 4691
- Janev, R. K., & Solov’ev, E. A. 1998, *J. Phys. B*, 32, 3215
- Jean, P., et al. 2004, in *The Integral Universe*, Proc. of the 5th INTEGRAL Workshop held 16–20 February 2004, Munich, Germany, in press
- Johnson, W. N., Harnden, F. R., & Haymes, R. C. 1972, *ApJ*, 172, 1
- Jones, G. O., et al. 1993, *J. Phys. B*, 26, 483
- Kara, V. 1999, Ph.D. Thesis, University of London
- Kernoghan, A. A., et al. 1996, *J. Phys. B*, 29, 2089
- Köver, A., & Laricchia, G. 1998, *Phys. Rev. Lett.*, 80, 5309
- Köver, A., Paludan, K., & Laricchia, G. 2002, *Nucl. Inst. Meth. B*, 192, 167
- Knodlseder, J., et al. 2004, *A&A*, in preparation
- Knudsen, H., et al. 1990, *J. Phys. B*, 23, 3955
- Krugel, E. 2003, *The Physics of Interstellar Dust* (London: The Institute of Physics)
- Kwan, C. K., et al. 1998, *Nucl. Inst. Meth. B*, 143, 61
- Leventhal, M. 1973, *ApJ*, 183, L147
- Leventhal, M., MacCallum, C. J., & Stang, P. D. 1978, *ApJ*, 225, L11
- Leventhal, M., Barthelmy, S. D., Gehrels, N., et al. 1993, *ApJ*, 405, L25
- Li, A. 2004, *Astrophysics of Dust*, ed. A. N. Witt, C. Clayton, & B. T. Draine, ASP Conf. Ser., 309
- Li, A., & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 554, 778
- Lonjou, V., et al. 2004, in *The Integral Universe*, Proc. of the 5th INTEGRAL Workshop held 16–20 February 2004, Munich, Germany, in press
- Makinen, J., et al. 1992, *JPCM Lett.*, 4, 503
- McAlinden, M. T., & Walters, H. R. J. 1992, *Hyperfine Interactions*, 73, 65
- McKee, C. F., & Ostriker, J. P. 1977, *ApJ*, 218, 148
- Mills, A. P., et al. 1989, *Phys. Rev. B*, 40, 8616
- Milne, P. A., et al. 2000, *American Astronomical Society, HEAD Meeting #5, #40.06; BAAS*, 32, 1253
- Mokrushin, A., et al. 2003, *Phys. Stat. Sol.*, 197, 212
- Mori, S., & Suetoka, O. 1994, *J. Phys. B*, 17, 3295
- Moxom, J., et al. 1993, *J. Phys. B*, 26, 367
- Moxom, J., Ashley, P., & Laricchia, G. 1996, *Can. J. Phys.*, 74, 367
- Mukherjee, M., Chakravorty, D., & Nambissan, P. M. G. 1998, *Phys. Rev. B*, 57, 848

- Nieminen, R. M., & Oliva, J. 1980, *Phys. Rev. B*, 22, 2226
Omidvar, K. 1965, *Phys. Rev.*, 140, 38
Ore, A., & Powell, J. L. 1949, *Phys. Rev.*, 75, 1963
Overton, N., Mills, R. J., & Coleman, P. G. 1993, *J. Phys. B*, 26, 3951
Parcell, L. A., Cheng, L.-X., Dixon, D. D., et al. 1987, *J. Phys. B*, 20, 2307
Paul, J. 2004, *Nucl. Inst. Meth. B*, 221, 215
Pi, X. D., et al. 2003, *Physica B*, 340, 1094
Purcell, W. R., et al. 1997, *ApJ*, 491, 725
Puska, M. J., & Nieminen, R. M. 1994, *Rev. Mod. Phys.*, 66, 841
Ramaty, R., & Meszaros, P. 1981, *ApJ*, 25, 384
Rapp, D., Englander-Golden, P., & Briglia, D. D. 1965, *J. Chem. Phys.*, 42, 4081
Ratnavelu, K. 1991, *Austr. J. Phys.*, 44, 265
Rice-Evans, P., & Rao, K. U. 1988, *Phys. Rev. Lett.*, 61, 581
Rosenberg, I. J., Howell, R. H., & Fluss, M. J. 1987, *Phys. Rev. B*, 35, 2083
Sasaki, et al. 2003, *Radiat. Phys. Chem.*, 68, 569
Sperber, W., Becker, D., Lynn, K. G., et al. 1992, *Phys. Rev. Lett.*, 68, 3690
Spicher, G., Olsson, B., Raith, W., Sinapius, G., Sperber, W. 1990, *Phys. Rev. Lett.*, 64, 1019
Stecker, F. W. 1969, *Ap&SS*, 3, 579
Steigman, G. 1968, Ph.D. Thesis – New York University. Source: *Dissertation Abstracts International*, 30, 01, 0324
Stein, T. S., et al. 1998, *Nucl. Inst. Meth. B*, 143, 68
Surko, C. M., et al. 2000, *Nucl. Inst. Meth. B*, 171, 2
Suzuki, R., et al. 2003, *Radiat. Phys. & Chem.*, 68, 339
Teegarden, B. J., Cline, T. L., Gehrels, N., et al. 1996, *ApJ*, 463, L75
van Veen, A., et al. 2004, *Materials Science Forum*, 445, 254
Wallyn, P., Durouchoux, Ph., Chapuis, C., et al. 1993, *ApJ*, 403, 621
Wallyn, P., Durouchoux, Ph., Chapuis, C., & Leventhal, M. 1994, *ApJ*, 422, 610
Walters, H. R. J. 1988, *J. Phys. B*, 21, 1893
Weber, M. H., & Lynn, K. G. 2000, *Radiat. Phys. & Chem.*, 58, 2000
Weingartner, J. C., & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 548, 296
Weiss, A. H., et al. 1994, *Radiat. Phys. Chem.*, 44, 665
Zhou, S., et al. 1997, *Phys. Rev. A*, 55, 361
Zurek, W. H. 1985, *ApJ*, 289, 603

Annexe D

Analyse spectrale de l'émission Galactique d'annihilation e^+e^-

P. Jean, J. Knödseder, W. Gillard et al. *A&A* 445, 579-589 (2006)

A partir des mesures réalisées par SPI, le spectromètre d'INTEGRAL, nous présentons l'analyse spectrale de l'émission d'annihilation des positrons.

Le spectre de l'émission d'annihilation des positrons peut être modélisé par la somme d'un continuum positronium et de deux raies centrées à 511 keV. L'une des deux raies est une raie fine de largeur (1.3 ± 0.4) keV avec un flux total de $(0.72 \pm 0.12)10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. L'autre raie est une raie large de largeur (5.4 ± 1.2) keV avec un flux total de $(0.35 \pm 0.11)10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La fraction des positrons qui s'annihilent après avoir formé un positronium est (96.7 ± 2.2) % du flux total.

En ajustant des modèles théoriques de spectres d'émission d'annihilation des positrons dans les différentes phases du milieu interstellaire, au spectre mesuré par SPI en direction du bulbe Galactique, on déduit que l'émission d'annihilation des positrons provient, à 49_{-23}^{+2} %, de la phase tiède neutre et, à 51_{-2}^{+3} %, de la phase tiède ionisée.

Spectral analysis of the Galactic e^+e^- annihilation emission

P. Jean¹, J. Knödlser¹, W. Gillard¹, N. Guessoum², K. Ferrière³, A. Marcowith¹, V. Lonjou¹, and J. P. Roques¹

¹ CESR, CNRS/Université Paul Sabatier Toulouse 3, BP 4346, 31028 Toulouse Cedex 4, France
e-mail: jean@cesr.fr

² American University of Sharjah, College of Arts & Sciences, Physics Department, PO Box 26666, Sharjah, UAE

³ LATT, CNRS/OMP, 31000 Toulouse, France

Received 5 July 2005 / Accepted 25 August 2005

ABSTRACT

We present a spectral analysis of the e^+e^- annihilation emission from the Galactic Centre region based on the first year of measurements made with the spectrometer SPI of the INTEGRAL mission. We have found that the annihilation spectrum can be modelled by the sum of a narrow and a broad 511 keV line plus an ortho-positronium continuum. The broad line is detected (significance 3.2σ) with a flux of $(0.35 \pm 0.11) \times 10^{-3}$ photons $s^{-1} cm^{-2}$. The measured width of 5.4 ± 1.2 keV *FWHM* is in agreement with the expected broadening of 511 keV photons emitted in the annihilation of positroniums that are formed by the charge exchange process of slowing down positrons with hydrogen atoms. The flux of the narrow line is $(0.72 \pm 0.12) \times 10^{-3}$ photons $s^{-1} cm^{-2}$ and its width is 1.3 ± 0.4 keV *FWHM*. The measured ortho-positronium continuum flux yields a fraction of positronium of $(96.7 \pm 2.2)\%$.

To derive in what phase of the interstellar medium positrons annihilate, we have fitted annihilation models calculated for each phase to the data. We have found that $49^{+2}_{-23}\%$ of the annihilation emission comes from the warm neutral phase and $51^{+3}_{-2}\%$ from the warm ionized phase. While we may not exclude that less than 23% of the emission might come from cold gas, we have constrained the fraction of annihilation emission from molecular clouds and hot gas to be less than 8% and 0.5%, respectively.

We have compared our knowledge of the interstellar medium in the bulge (size, density, and filling factor of each phase) and the propagation of positrons with our results and found that they are in good agreement if the sources are diffusively distributed and if the initial kinetic energy of positrons is lower than a few MeV. Despite its large filling factor, the lack of annihilation emission from the hot gas is due to its low density, which allows positrons to escape this phase.

Key words. gamma rays: observations – line: formation – line: profiles – ISM: general

1. Introduction

In the quest for the origin of positrons, images of the annihilation line emission tell us that positrons annihilate primarily in the bulge of our Galaxy (Knödlser et al. 2005, and references therein). Assuming that positrons do not propagate far from their sources, the spatial distribution of the annihilation emission should trace the spatial distribution of the sources. Under this hypothesis, the observations of the spectrometer SPI onboard the INTEGRAL observatory show that the sources of the bulk Galactic positrons seem to be associated with the old stellar population (Knödlser et al. 2005).

In this paper we try to infer, from the spectral characteristics of the annihilation emission measured by SPI, information on the particular processes involved in the interaction of Galactic positrons with the interstellar medium (ISM). This information should provide some clues regarding the origin of Galactic positrons. The identification by spectral analysis of the ISM phase in which positrons annihilate could enable one to retrieve the type of positron sources under particular assumptions

of the distance travelled by positrons as a function of their initial kinetic energy. For instance, if positrons propagate a short distance from their sources, it is then likely that the positron sources belong to or are specifically tied to the medium in which positrons annihilate.

The spectral characteristics of the annihilation emission (shape and intensity of the line, relative intensity of the ortho-positronium continuum) offer valuable information on the physical conditions of the ISM where positrons annihilate (Guessoum et al. 1991; Guessoum et al. 2005). Several reports on observations with Ge spectrometers suggest a width of the line in the 2–3 keV range (Smith et al. 1993; Leventhal et al. 1993; Harris et al. 1998). Using only OSSE data, Kinzer et al. (1996) derived a positronium fraction of 0.97 ± 0.03 . Measurements with the Ge detector TGRS onboard the WIND mission (1995–1997) gives a compatible value of 0.94 ± 0.04 (Harris 1998). From the line width and the positronium fraction measurements, Harris et al. (1998) concluded that a scenario in which annihilation does not occur either in cold molecular

580

P. Jean et al.: Spectral analysis of the Galactic e^+e^- annihilation emission

clouds or in the hot phase of the ISM is favored. Using preliminary SPI data of Jean et al. (2003) and TGRS data of Harris et al. (1998), Guessoum et al. (2004) showed that the bulk of the annihilation occurs in warm gas. However, they do not exclude that a significant fraction of the annihilation may occur in hot gas and in interstellar dust. Recently, Churazov et al. (2005) inferred from SPI measurements that the spectral parameters of the emission can be explained by positrons annihilating in a warm gas or in a combination of warm and cold gases.

In the present work, we include in the spectral analysis the classical model of the ISM described by McKee & Ostriker (1977). In this model, the ISM consists of molecular clouds, atomic gas in either a cold or a warm phase, and ionized gas in either a warm or a hot phase. Each phase is characterized by particular physical conditions in abundance, temperature, ionization fraction and density. Since the annihilation processes and the Doppler broadening depend on the target properties (H atoms, electrons, velocity...) positrons annihilating in a given phase emit a particular spectrum. For instance, positrons in a cold medium annihilate mostly by forming positronium in flight, whereas the dominant process in a warm ionized medium is radiative recombination with free electrons. The spectral characteristics of the annihilation in the various ISM phases were first studied by Guessoum et al. (1991). They were recently revisited by Guessoum et al. (2005) – hereafter GJG05 – in view of the most recent results on positron interaction cross sections with H, H₂ and He as well as a detailed study on the annihilation in dust grains.

In the next section, we present the SPI observations and the method used to analyse the spectral distribution of the annihilation emission. We take into account the SPI spectral response (continuum Compton, energy resolution and line deformation due to radiation damage). In Sect. 3, we present the results of the spectral analysis. We adopt two different approaches consisting of (a) an adjustment of simple Gaussian and ortho-positronium laws and (b) a fit of the ISM phase fractions using the spectral characteristics of the annihilation in each phase calculated by GJG05. This approach differs from that of Churazov et al. (2005) who fit the temperature and ionized fraction of the gas where annihilation occurs with a measured spectrum based on $\sim 4.5 \times 10^6$ s duration SPI observations of the Galactic Centre region. In Sect. 4, we discuss the implications of these results for the origin and physics of Galactic positrons and in Sect. 5, we summarize the most important new information.

2. Observations and analysis methods

2.1. Observations and data preparation

The data analysed in this work are those of the December 10, 2004 public INTEGRAL data release. The data span the IJD epoch 1073.394–1383.573, where IJD is the Julian Date minus 2 451 544.5 days. In order to reduce systematic uncertainties in the analysis, we exclude observation periods with strong instrumental background fluctuations. These background variations are generally due to solar flares or the exit and entry of the observatory into the Earth's radiation belts. After this cleaning, we obtain a total effective exposure time of 15.2 Ms.

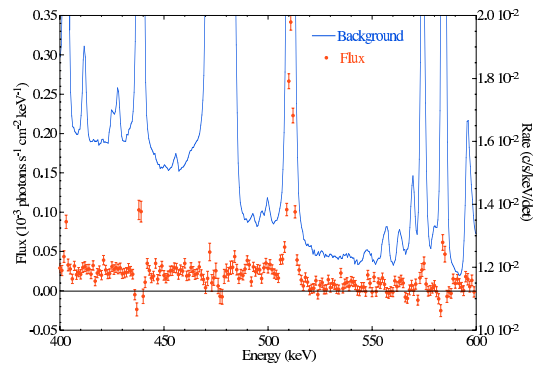


Fig. 1. Spectrum obtained by model fitting (see text). The instrumental background spectrum is shown for comparison.

The exposure is rather uniform in the central regions of our Galaxy from where most of the annihilation signal is observed (see Knödlseeder et al. 2005).

The spectrum is extracted by model fitting, assuming that the sky intensity distribution is a $\Delta l \approx 8^\circ$ and $\Delta b \approx 7^\circ$ FWHM 2D-Gaussian. This distribution is one of the best fitting models derived by Knödlseeder et al. (2005) who studied in detail the morphology of the annihilation emission. This spatial distribution does not correspond to the spatial distribution of the Galactic diffuse continuum emission, which is expected to be more extended in longitude and less extended in latitude. Therefore the intensity of the Galactic diffuse continuum emission, calculated in the spectral analysis, is overestimated (see Sect. 3.1). However, this systematic error does not affect the shape of the annihilation spectrum since the Galactic continuum emission is fitted by a power-law and, consequently, this overestimation factor is the same over the whole energy band.

We perform the analysis in 1 keV wide energy bins for a 200 keV wide spectral window covering 400–600 keV. Each energy bin is adjusted to the data for each germanium detector separately, assuming that the count rate is due to the sum of the sky contribution and the instrumental background. The latter is assumed to be the sum of 3 terms: a constant, a component proportional to the rate of saturating GeD events (GEDSAT rate) and a component proportional to the convolution product of the GEDSAT rate with a 352 day exponential decay law (see Eq. (1) in Knödlseeder et al. 2005). The last two components are tracers of the short time scale and radioactive build up variation of the instrumental background at 511 keV, respectively.

Figure 1 shows the resulting spectrum. For comparison, and to illustrate the quality of the background subtraction, we also show the detector averaged count rate spectrum. While overall the background subtraction is satisfactory, significant residuals remain at the location of some of the strong background lines. For instance, the 439 keV line, emitted in the decay of the metastable state of the ^{69}Zn isotope is not properly removed. This metastable state has a half-life of ≈ 14 h and consequently the temporal variation of this background line differs from the background model used in the model fitting. This gives rise

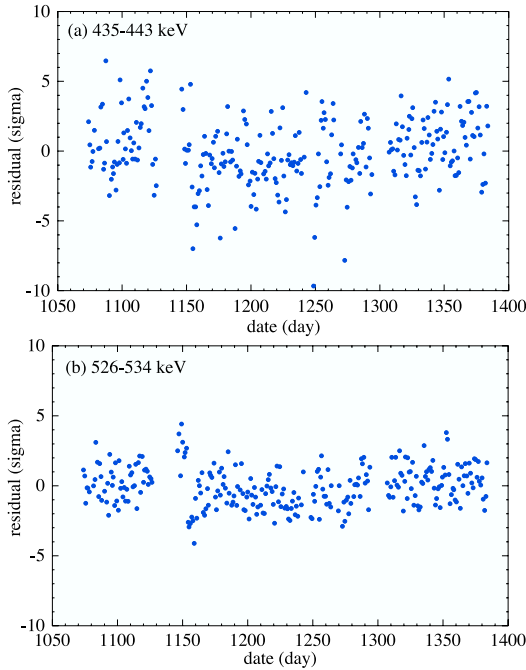


Fig. 2. Time series of residuals in number of sigma unit obtained by subtracting the background plus sky models to the data. Two energy bands are shown for comparison: **a)** 435–443 keV and **b)** 526–534 keV. The date are in IJD (see text).

to residuals that may induce systematic errors in the spectral analysis.

Figure 2 presents the residuals of the detector averaged count rate after subtraction of the background and sky models in the 435–443 keV and 526–534 keV bands. The residuals of the first band, which contains the 439 keV line, show large fluctuations leading to a reduced χ^2 of 5.4, while the reduced χ^2 is 1.9 for the 526–534 keV band which is free of strong background lines.

2.2. Spectral analysis methods

In order to avoid influences of instrumental background lines on the spectral analysis, we select the following energy bands, which are relatively free of systematic residuals (see previous subsection): 406–435, 443–467, 480–570, 578–580 and 589–593 keV. They cover $\approx 75\%$ of the extracted energy range. This is sufficient (1) to quantify accurately the flux of the ortho-positronium continuum and (2) to characterize the shape of the annihilation line.

The spectral response of the instrument to a narrow (Dirac like) gamma-ray line is an instrumentally broadened Gaussian plus a Compton continuum. Due to radiation damage, the shape

of the Gaussian is deformed with a low energy tail¹. This warping may affect the determination of the physical line width and has to be taken into account in the analysis. A simple way to model radiation damage is to convolve a Gaussian with a decreasing exponential function of energy (see Eq. (1)). The energy scale ϵ_d of the exponential function quantifies the level of degradation and is called the “degradation parameter” hereafter. The degradation increases with time but is regularly removed by the annealing process (Roques et al. 2003). Analysis of the shapes of adjacent background lines yields an energy resolution at 511 keV of 2.0 keV *FWHM* and a mean degradation parameter $\epsilon_d = 0.3$ keV, in agreement with previous analyses (Roques et al. 2003; Lonjou et al. 2005).

The Compton continuum shape and level at 511 keV is extracted from the IRF (Imaging Response Function) and RMF (Redistribution Matrix File) available in the SPI data processing database. These response matrices were generated by Monte-Carlo simulations (Sturmer et al. 2003). Since the annihilation emission has an extent of $\approx 8^\circ$ *FWHM* and INTEGRAL scans this emission, we average the IRFs in the field-of-view of SPI.

The spectral response function $R(E)$ is:

$$R(E) = G(E, \Gamma_{\text{inst}}) \otimes e^{-E/\epsilon_d} + C(E) \quad (1)$$

where $G(E, \Gamma_{\text{inst}})$ is a Gaussian with a *FWHM* of $\Gamma_{\text{inst}} = 2.0$ keV, \otimes denotes a convolution product and $C(E)$ is the Compton continuum function. We then convolve models of the astrophysical signal, $S(E, p)$, with this spectral response and fit the set of parameters p using the measured spectrum.

We adopt two different approaches to characterize the spectral distribution of the annihilation emission:

In the first approach, the “independent model”, we model the spectrum by four independent components: two Gaussians $G(E, \Gamma_i)$ (to model narrow and broad 511 keV lines of *FWHM* Γ_i), the ortho-positronium continuum $O(E)$ and a power law to account for Galactic diffuse continuum emission. The independent model $S_I(E)$ is described by:

$$S_I(E) = I_n \times G(E, \Gamma_n) + I_b \times G(E, \Gamma_b) + I_{3\gamma} \times O(E) + A_c \left(\frac{E}{511 \text{ keV}} \right)^s \quad (2)$$

where I_n , Γ_n , I_b and Γ_b are the flux and width (*FWHM*) of the narrow and broad lines, respectively. $I_{3\gamma}$ is the flux of the ortho-positronium continuum, which is represented by the Ore & Powell (1949) function $O(E)$. A_c is the amplitude of the Galactic continuum at 511 keV and s is the slope of the power law spectrum.

In the second approach, hereafter called the “ISM model”, we adopt the spectral characteristics (line shape and ortho-positronium continuum relative flux) for the different ISM phases given in the model calculated by GJG05, and with these

¹ High energy protons and neutrons impinging on the detectors displace Ge atoms in the crystal and then increase the number of hole traps. These traps reduce the number of collected holes, leading to an underestimation of the energy released by the photon in the detector.

spectral characteristics, we adjust the phase fractions f_i so as to obtain the best fit to the measured spectrum. The "ISM model" is described by:

$$S_{\text{ISM}}(E) = I_{e^+e^-} \times \sum_{i=1}^5 f_i \times S_i(E, x_{\text{gr}}) + A_c \left(\frac{E}{511 \text{ keV}} \right)^s \quad (3)$$

where $S_i(E, x_{\text{gr}})$ is the normalized spectral distribution (in keV^{-1}) of the annihilation photons in phase i with $i = \{\text{molecular, cold, warm neutral, warm ionized, hot}\}$, $I_{e^+e^-}$ is the annihilation flux ($\text{photons s}^{-1} \text{cm}^{-2}$) and x_{gr} represents the fraction of dust grains ($x_{\text{gr}} = 1$ in the standard grain model of GJG05); x_{gr} allows for uncertainties in dust abundance and positron-grain reaction rates. Annihilation in dust grains is significant only in the hot phase where the standard grain model ($x_{\text{gr}} = 1$) yields a $FWHM$ of ≈ 2 keV, as opposed to a line width of ≈ 11 keV in the absence of grains ($x_{\text{gr}} = 0$). The grain fraction has a negligible effect in the molecular, cold and warm neutral phases, and affects the 511 keV line width in the warm ionized gas by less than 2%. The grain fraction is a free parameter of the fit, and so too are the phase fractions f_i , subject to the requirement that $\sum_{i=1}^5 f_i = 1$.

In both cases, the spectral distribution of the Galactic continuum emission is assumed to be a power law with amplitude A_c at 511 keV and a fixed slope of $s = -1.75$ as derived by OSSE measurements in this energy range (Kinzer et al. 1999; Kinzer et al. 2001). The energy band analysed is not large enough and the SPI exposure not sufficient to constrain the slope accurately from the data themselves. We also fix the line position at 511 keV since we observe a relatively symmetric distribution of the emission around the Galactic Centre and do not expect a Doppler shift due to Galactic rotation in this region. Moreover, Churazov et al. (2005) did not measure a significant shift of the line centroid.

The models (Eqs. (2) and (3)) are convolved with the SPI spectral response, $R(E)$ (Eq. (1)). The parameters p of each model are fitted by minimizing the χ^2 . The individual errors on the best fit parameters are obtained by calculating their confidence intervals for which $\Delta\chi^2 < 1$ (1σ uncertainty) with $\Delta\chi^2 = \chi^2(p) - \chi_{\text{opt}}^2$ and χ_{opt}^2 the minimum value of $\chi^2(p)$.

3. Results

3.1. Independent model

When fitting the line with a single Gaussian, we obtain a χ^2 of 193.7 for 150 degrees of freedom, a line width of (2.2 ± 0.1) keV, a 511 keV line flux of $(1.01 \pm 0.02) \times 10^{-3}$ photons $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ and an ortho-positronium flux of $(4.3 \pm 0.3) \times 10^{-3}$ photons $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$. We clearly see a significant excess of counts in the wings of the narrow line, suggesting the presence of a broad line (see Fig. 3). This broad line is presumably due to the annihilation of the para-positronium state formed in flight. We then include the broad line in the analysis and use the model presented in Eq. (2).

In this model, the parameters to be adjusted are the widths of the narrow and broad lines, their intensities, the ortho-positronium continuum flux and the level of the Galactic diffuse continuum. Figure 4 shows the result of the fit. We obtain

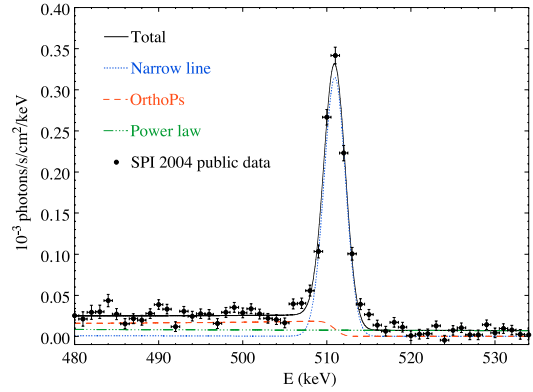


Fig. 3. Fit of the spectrum measured by SPI with contributions from a Gaussian line, an ortho-positronium continuum and a power-law Galactic continuum. A single Gaussian does not give a good fit to the flux measured in the wings of the line.

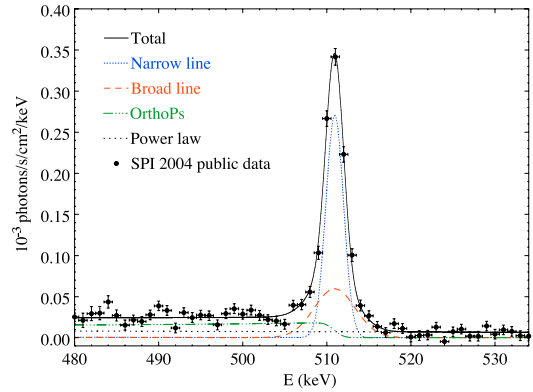


Fig. 4. Fit of the spectrum measured by SPI with narrow and broad Gaussian lines, an ortho-positronium continuum and a power-law Galactic continuum (constant slope of -1.75). Note that the asymmetric shape of the lines is due to the convolution of the Gaussian with the spectral response of SPI (Compton continuum and degradation).

a χ^2 value of 171.3 for 148 degrees of freedom. The χ^2 value is improved by 22.4 with respect to the χ^2 value obtained when we fit the line with a single Gaussian.

The measured parameters are listed in Table 1. The detection significance of the broad line is 3.2σ . Its $FWHM$ (5.36 ± 1.22 keV) is in agreement with the width of the annihilation line of positronium formed in flight in H (5.8 keV; see GJG05). The total line (narrow+broad) flux is $I_{2\gamma} = (1.07 \pm 0.03) \times 10^{-3}$ photons $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$, in agreement with the flux derived by Knödseder et al. (2005) for the 2D Gaussian shaped emission profile. The measured ortho-positronium flux yields a ratio $I_{3\gamma}/I_{2\gamma}$ of 3.95 ± 0.32 and consequently a positronium fraction of $f_{\text{Ps}} = 0.967 \pm 0.022$, also in agreement with previous measurements (Kinzer et al. 1999; Harris et al. 1998; Churazov et al. 2005). The statistical uncertainties of $I_{2\gamma}$ and $I_{3\gamma}/I_{2\gamma}$ are not

Table 1. Best-fit values of the free parameters ($\chi^2 = 171.3$ for 148 degrees of freedom). I_n , Γ_n , I_b and Γ_b are the flux and width (*FWHM*) of the narrow and broad lines, respectively. $I_{3\gamma}$ is the flux of the ortho-positronium continuum and A_c is the amplitude of the Galactic continuum at 511 keV. The first set of error bars refers to the 1σ statistical errors and the second set to the systematic errors.

Parameters	Measured values
I_n ($10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$)	$0.72 \pm 0.12 \pm 0.02$
Γ_n (keV)	$1.32 \pm 0.35 \pm 0.05$
I_b ($10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$)	$0.35 \pm 0.11 \pm 0.02$
Γ_b (keV)	$5.36 \pm 1.22 \pm 0.06$
$I_{3\gamma}$ ($10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$)	$4.23 \pm 0.32 \pm 0.03$
A_c ($10^{-6} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1}$)	$7.17 \pm 0.80 \pm 0.06$

obtained by combining quadratically the uncertainties of $I_{3\gamma}$, I_n and I_b as listed in Table 1, since these parameters are not independent. Instead we fit the parameters of the function:

$$S_I(E) = I_{3\gamma} \times [f_n G(E, \Gamma_n) + (1 - f_n) G(E, \Gamma_b)] + R_{3\gamma/2\gamma} O(E) + A_c \left(\frac{E}{511 \text{ keV}} \right)^s \quad (4)$$

where $R_{3\gamma/2\gamma} = I_{3\gamma}/I_{2\gamma}$ and f_n is the fraction of 511 keV flux in the narrow line. The width of the narrow line (1.32 ± 0.35 keV) can be explained by thermalized positrons annihilating either in the warm neutral medium (1.16 keV) or in the warm ionized medium (0.98 keV). We also searched for a component with a 11 keV *FWHM* as expected from positrons annihilating in a hot (10^6 K) interstellar grain-free gas. We obtain only an upper limit of $0.36 \times 10^{-3} \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (2σ) for such a component, whereupon we conclude that annihilation in a hot plasma contributes less than $\approx 7\%$ to the total annihilation flux.

The Galactic continuum intensity at 511 keV (A_c) is slightly larger than the $\approx 4-6 \times 10^{-6} \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1}$ obtained by Kinzer et al. (1999) with OSSE measurements. However, these authors extracted this spectral component assuming a uniform distribution along the Galactic plane with a latitude width of 5° *FWHM*, while we assume a latitude width of 7° *FWHM*. This can explain the factor $\approx 7/5$ discrepancy between the two estimations.

In order to estimate systematic errors, we first performed the analysis with the uncertainty of the spectrum bins increased by a factor such that the reduced χ^2 is equal to 1. This factor is found to be ≈ 1.075 , yielding 7.5% systematic errors. Secondly, we quantified the effect on the results of possible uncertainties in the fixed parameters (degradation parameter, slope of the continuum). The uncertainty in the degradation parameter affects neither the continuum intensities nor the total 511 keV flux. Performing the analysis with $\epsilon_d = 0.2$ keV and 0.4 keV yields differences of less than 1.5% of the statistical errors in these parameter values. Nevertheless, the narrow and broad line widths (and fluxes) change by 14% (and 13%) and 4.5% (and 13%) of their statistical uncertainties, respectively. We adopt these values as systematic errors for the parameters of the lines. Kinzer et al. (1999) did not provide uncertainties in the slope of the Galactic Centre continuum spectrum measured

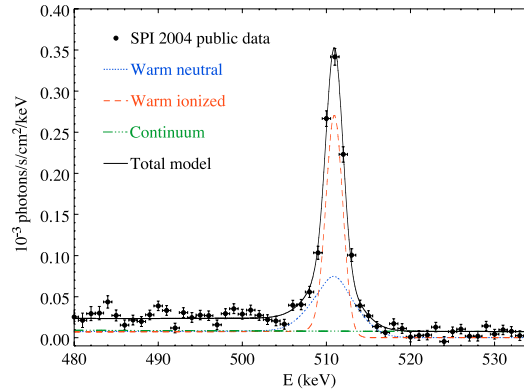


Fig. 5. Best fit of the spectrum measured by SPI with the warm components of the ISM and the Galactic continuum. Contributions from the molecular, cold and hot components are not needed to explain the data.

by OSSE. Kinzer et al. (2001) used a slope of -1.65 to adjust the Galactic continuum model to the OSSE data. Considering the results presented in Table 3 of Kinzer et al. (1999), we can reasonably assume an uncertainty of ± 0.1 in the slope. This yields a systematic error of $\approx 10\%$ in the intensity of the ortho-positronium continuum in our analysis, the other parameters being not significantly affected by this change (less than $\approx 1\%$ of the statistical errors). The corresponding systematic uncertainty in the fraction of positronium is then $\pm 0.3\%$.

We also constructed another spectrum by model fitting (see Sect. 2.1) but excluding regions of observations for which the Crab nebula and Cyg X-1 are in the field-of-view of SPI, in order to check whether these sources produce a bias in the analysis results. The statistical error bars of the spectrum are larger due to the smaller amount of data in this dataset. The analysis of this spectrum provides results that are statistically consistent with those presented in Table 1.

3.2. ISM model

The parameters of this model are the phase fractions (f_i), the grain fraction (x_{gr}), the annihilation flux ($I_{e^+e^-}$) and the amplitude of the Galactic diffuse continuum at 511 keV (A_c ; see Eq. (3)). Figure 5 shows the best-fit model and Table 2 the corresponding parameters. The 1σ statistical uncertainties in the phase fractions were calculated separately by searching for the 68.3% confidence interval of a phase fraction allowing the other parameters to vary but keeping the constraints $\sum_i f_i = 1$. The total annihilation flux and the continuum amplitude at 511 keV obtained by this analysis are consistent with the independent model analysis. The spectral characteristics of the measured annihilation emission can be explained by positrons annihilating only in the warm ISM. Our best fit for the cold phase fraction is 0, however the upper-limit for this value is 23%, so we cannot yet reject a significant contribution from this phase. The contribution of positrons in molecular clouds

Table 2. Measured ISM phase fractions obtained with $\epsilon_d = 0.3$ keV ($\chi^2 = 176.4$ for 148 degrees of freedom). The resulting positronium fraction is $0.935^{+0.003}_{-0.016}$. The first set of error bars refers to the 1σ statistical errors and the second set to the systematic errors.

Parameters	Measured values
f_m (Molecular)	0.00 $^{+0.08}_{-0.00}$ $^{+0.02}_{-0.00}$
f_c (Cold)	0.00 $^{+0.23}_{-0.00}$ $^{+0.04}_{-0.00}$
f_{wn} (Warm Neutral)	0.49 $^{+0.02}_{-0.23}$ $^{+0.02}_{-0.04}$
f_{wi} (Warm Ionized)	0.51 $^{+0.03}_{-0.02}$ $^{+0.02}_{-0.02}$
f_h (Hot)	0.00 $^{+0.005}_{-0.00}$ $^{+0.00}_{-0.00}$
x_{gr} (Grain fraction)	0.00 $^{+1.20}_{-0.00}$ $^{+0.20}_{-0.00}$

and hot gas is negligible since we obtain upper-limits of 8% and 0.5%, respectively.

The total positronium fraction ($f_{ps} = 93.5^{+0.3\%}_{-1.6\%}$) is calculated according to the intrinsic positronium fraction of each phase predicted by the GJG05 model, weighted by the phase fraction f_i . The positronium fraction in each phase is the sum of the contributions of positroniums formed in flight and in thermal conditions (via charge exchange and radiative recombination). These contributions were calculated using the probabilities of charge exchange in flight and the annihilation rates tabulated in GJG05. It should be noted that in this analysis, the fraction of ortho-positronium continuum is tied to the phase fractions.

Applying the method described in Sect. 3.1, we find 9% of systematic errors with this analysis, leading to the systematic uncertainties presented in Table 2 for the molecular and cold phase fractions, while we obtained $^{+0.00}_{-0.04}$ of systematic uncertainty for the warm neutral phase fraction. However, when the fit of the phase fraction is performed with a degradation parameter (ϵ_d) of 0.2 keV (0.4 keV), the optimal fractions are 51% (47%) and 49% (53%) for the warm neutral and warm ionized phases, respectively, the other fractions do not change and the fraction of positronium is 0.938 (0.933). The uncertainty in the slope of the continuum power-law model does not affect the results of the fit. Then to be conservative, the systematic errors for the warm neutral and ionized phase fractions are taken to be $^{+0.02}_{-0.04}$ and ± 0.02 respectively, and $\pm 0.3\%$ for the positronium fraction.

We now present the salient characteristics of the different spectral forms of the annihilation radiation that emerges from the different phases of the ISM; this will serve as a guide in the determination of the relative contributions of the different phases. The annihilation spectra for the different ISM phases can be characterized by the sum of three components: a narrow line due to the annihilation of thermalized positrons (except in the hot phase where the line is broad: a width of 11 keV), a broad line emitted by the annihilation of positronium formed in flight, and an ortho-positronium continuum.

Table 3 summarizes the spectral characteristics of the annihilation emission in the different phases. The widths of the 511 keV line listed in this table were extracted from Table 3 of GJG05. The relative intensities of the different components (R_i)

Table 3. Spectral characteristics of the annihilation radiation in the different phases. Γ_n and Γ_b are the width ($FHWM$) of the narrow and broad annihilation line, respectively. R_n , R_b and $R_{3\gamma}$ are the relative flux of the narrow line, broad line and ortho-positronium, respectively. f_{ps} is the fraction of positronium. Values of R_i and f_{ps} in the different phases were calculated using the fraction of positronium formed in flight and the annihilation rates tabulated in GJG05. The measured spectral characteristics are shown for comparison. They were calculated using the best-fit values of the free parameters of the “Independent model” (Table 1) and the “ISM model” (Table 2).

Phase	Γ_n (keV)	Γ_b (keV)	R_n (%)	R_b (%)	$R_{3\gamma}$ (%)	f_{ps} (%)
Molecular	1.71	6.4	8.4	16.7	74.9	88.8
Cold	1.56	5.8	4.3	17.4	78.3	94.1
Warm Neutral	1.16	5.8	1.2	17.1	81.7	99.9
Warm Ionized	0.98	–	25.9	0.0	74.1	87.4
Hot ($x_{gr} = 0$)	–	11.0	0.0	59.2	40.8	41.9
Hot ($x_{gr} = 1$)	2.0	11.0	48.9	5.3	45.8	17.7
Independent model	1.3	5.4	13.8	8.0	77.8	96.7
ISM model	0.98	5.8	13.8	8.4	77.8	93.5

and the fraction of positronium (f_{ps}) for each phase were calculated using the fractions of positronium formed in flight in each case and the annihilation rates tabulated in GJG05 (see Tables 2 and 4 therein), assuming $x_{gr} = 0$. Since annihilation in dust grains is significant only in the hot phase (see Sect. 2.2), we also calculated the spectral characteristics (Γ_i , R_i and f_{ps}) of the annihilation emission from this phase with $x_{gr} = 1$. The spectral characteristics obtained by the best-fit models are also shown for comparison. They were calculated using the results presented in Tables 1 and 2 of the present paper. By comparing the relative intensities R_i of the annihilation features in each phase with the measured ones, we can conclude that the annihilation emission from a single phase cannot explain the measured spectral characteristics. A combination of annihilation emission from several phases is needed.

In the warm ionized phase, $\approx 87.4\%$ of positrons annihilate after thermalization, forming positroniums by radiative recombination with free electrons, while the remaining positrons annihilate directly with free electrons. In both annihilation processes, the width of the 511 keV line (0.98 keV) can explain the narrow line component of the measured spectrum (Figs. 4 and 5). There is no formation of positronium in flight in this phase since the totality of H is ionized, thus no broad line is emitted. In the warm neutral phase, 94% of positrons form positroniums in flight; one-fourth of them annihilate producing a 511 keV line emission with the 5.8 keV width required to explain the broad line component observed in the SPI data. The remaining $\approx 6\%$ of positrons thermalize and have sufficient kinetic energy to form positroniums by charge exchange with H atoms – one-fourth of these positroniums annihilate producing a narrow ($\Gamma_n = 1.16$ keV) but weak ($R_n \sim 1.2\%$) 511 keV line. Consequently, the total positronium fraction in the warm neutral phase is $\approx 99.9\%$.

Combining 49% of annihilation in the warm neutral phase with 51% of annihilation in the warm ionized phase as derived by the best-fit of the phase fractions yields $\approx 94\%$ total positronium fraction and the measured relative fluxes R_i . The broad line component with the required width can also be due to the annihilation of positroniums formed in flight in cold gas. However, most of the thermalized positrons annihilate directly with H in this phase (the temperature is too low in the cold gas to allow the formation of positronium by charge exchange), and therefore the total fraction of positronium is only due to the positroniums formed in flight ($\approx 94\%$). Consequently, annihilation emission from the cold gas alone, or even combined with the annihilation emission from the warm ionized phase cannot (1) reproduce the measured positronium fraction and (2) explain the shape of the annihilation spectrum. However, a mix of annihilation emission from the cold gas and the warm neutral phase both combined with $\approx 51\%$ of annihilation emission from the warm ionized phase can reproduce the measured spectrum. This explains the uncertainty values on the cold and warm neutral phase fractions obtained by the best fit (see Table 2). Similar conclusions hold for the contribution of the annihilation emission from the molecular medium, which in addition is characterized by (1) narrow and broad 511 keV line widths that are both slightly larger than the cold phase's, and (2) a positronium fraction lower than those of the cold gas and the warm phase (see Table 3). These differences significantly reduce the possible contribution of the molecular medium to the best-fit model. For the hot phase, the widths of the calculated annihilation line, with or without grains, are too broad and the positronium fraction too low for this phase to contribute substantially in the model.

4. Discussion

Our analysis suggests that Galactic positrons annihilate primarily in the warm phases of the ISM. A similar conclusion was reported in previous analyses (Harris et al. 1998; Churazov et al. 2005). Since positron annihilation takes primarily place in the Galactic bulge region (Knödlser et al. 2005), we now compare the current knowledge about the ISM in this area (i.e., within ~ 600 pc radius of the Galactic Centre, corresponding to an approximative bulge size of 8° FWHM) with our results.

4.1. Gas content in the Galactic bulge

The gas content in the Galactic center region is not well known. The gas content of the Galactic bulge as well as its influence on the morphological and spectral characteristics of annihilation emission are under study and will be presented in a future paper (Gillard et al. in preparation). Launhardt et al. (2002) analysed IRAS and COBE data and showed that the nuclear bulge (region inside a Galactocentric radius of ≈ 230 pc with a scale height of ≈ 45 pc) contains $7 \times 10^7 M_\odot$ of hydrogen gas (the mass of $2 \times 10^7 M_\odot$ quoted in their paper has to be corrected by a factor 3.5; Launhardt, private communication).

Launhardt et al. (2002) also argued that roughly 90% of the interstellar mass in this region is trapped in small high-density ($\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$) molecular clouds with a volume filling

factor of a few %, while the remaining $\sim 10\%$ is homogeneously distributed and constitutes the intercloud medium with an average density $\sim 10 \text{ cm}^{-3}$ and probably a high ionization fraction. From radio observations, Mezger & Paul (1979) deduced a mass of HII gas in this region of $1.4 \times 10^6 M_\odot$ with an electron density $n_e \sim 10 \text{ cm}^{-3}$ and an electron temperature $T_e \sim 5000$ K. Observations of the 21 cm line yield a HI mass of $3.1 \times 10^6 M_\odot$ in this region (Rohlfs & Braunsfurth 1982). The mass of H_2 in the nuclear bulge is estimated by subtracting this HI mass and the HII mass derived from the model of Lazio & Cordes (2003)² from the total mass of hydrogen gas measured by Launhardt et al. (2002).

The rest of the gas in the Galactic bulge is contained in the asymmetric Galactic bar. Its shape can be approximated by an ellipsoid with semi-major axis ~ 1.75 kpc and semi-minor axes ~ 0.6 kpc (Bissantz et al. 2003). The interstellar gas is not uniformly distributed across the bar, which makes its mass difficult to estimate. Mezger et al. (1996) derived a mass of HI gas $\sim 4 \times 10^7 M_\odot$ in the bar from far infra-red and C^{18}O line observations. We can reasonably assume that the HI gas mass is equally distributed between cold and warm neutral gases, as in the Galactic disk (Ferrière 1998). Based on ^{13}CO observations (Combes 1991) and a recent value of the abundance ratio $^{13}\text{CO}/\text{H}_2$ (Martin et al. 2004) we estimate a mass of H_2 gas $\sim 2 \times 10^7 M_\odot$ in the bar.

For the warm and hot ionized phases we consider the volume inside 600 pc for which the Galactic free-electron density model of Lazio & Cordes (2003) yields an HII gas mass of $\sim 2 \times 10^6 M_\odot$. We assume that 90% of this mass is in the warm ionized phase and 10% in the hot phase, similar to the proportion found in the Galactic disk (Ferrière 1998).

From this mass model and the rough geometrical distribution of the gas in the Galactic bulge region, we derive the space-average densities $\langle n_i \rangle$ of the five interstellar phases. Since gravity is stronger in the Galactic bulge than near the Sun, we expect the gas to be more compressed there than locally. We then estimate the true density n_i of each phase in the bulge by multiplying its true density $n_{i,\odot}$ measured near the Sun³, by a common "compression factor" f_c , whose value is set by the requirement that $\sum_i \Phi_i = 1$, where $\Phi_i = \langle n_i \rangle / n_i$ is the volume filling factor of phase i . This requirement leads to $f_c = \sum_i \langle n_i \rangle / n_{i,\odot} \approx 3.6$, and hence to the densities and filling factors listed in Table 4. The true density obtained for the molecular gas with this method is in agreement with the observations of Launhardt et al. (2002), Martin et al. (2004) and Stark et al. (2004).

If positrons are generated uniformly in the Galactic bulge and annihilate in situ (i.e. without propagation) then, in stationary conditions, the phase fraction f_i of each phase must be equal to its filling factor Φ_i . In this case, one would expect the hot medium to be the dominant component. However, in a

² The mass of HII derived from the model of Lazio & Cordes (2003) is in agreement with the measurements performed by Mezger & Paul (1979).

³ with $n_{i,\odot} = 1000, 40, 0.4, 0.21$ and $3.4 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ in the molecular, cold, warm neutral, warm ionized and hot phase respectively (Ferrière 1998).

Table 4. Estimates for the Galactic bulge parameters and resulting consequence on the lifetime and diffusion of 1 MeV positrons (see text). $\langle n \rangle$ and n are the space-averaged and true densities, respectively. Φ is the volume filling factor. $l/2$ is the typical half-size of the phase. K_{ql} is the energy threshold above which the quasilinear diffusion is valid. Δt_{ql} and d_{ql} are the time taken and the distance travelled by positrons in quasilinear diffusion regime. Δt_{coll} and d_{coll} are the time taken and the maximum distance travelled by positrons in the collisional diffusion regime. d_{ann} is the maximum distance travelled by thermalized positrons. τ_{ann} is the lifetime of thermalized positrons. d_{max} is the total distance travelled by positrons ($d_{\text{max}} = d_{\text{ql}} + d_{\text{coll}} + d_{\text{ann}}$). The lifetime for thermalized positrons in the hot phase was calculated assuming a normal abundance of interstellar grains ($x_{\text{gr}} = 1$).

	molecular	cold	warm neutral	warm ionized	hot
$\langle n \rangle (\text{cm}^{-3})$	1.58	0.26	0.26	0.08	8.9×10^{-3}
$n (\text{cm}^{-3})$	3600	146	1.46	0.77	0.012
Φ	0.0004	0.002	0.18	0.10	0.72
$l/2 (\text{pc})$	3–30	~5	0.1–50	10–100	50–100
$K_{\text{ql}} (\text{keV})$	10^{-3}	0.03	2.9	5.5	270
$\Delta t_{\text{ql}} (\text{yr})$	39	10^3	10^5	10^5	2.7×10^6
$d_{\text{ql}} (\text{pc})$	1.0	4.8	47.8	43.9	264
$\Delta t_{\text{coll}} (\text{yr})$	~0	~0	31	56	6.6×10^5
$d_{\text{coll}} (\text{pc})$	~0	~0	0.10	0.09	5210
$\tau_{\text{ann}} (\text{yr})$	22	3500	1.3×10^4	3.4×10^4	9.4×10^6
$d_{\text{ann}} (\text{pc})$	~0	~0	0.04	0.004	172
$d_{\text{max}} (\text{pc})$	1.0	4.8	47.9	44.0	5.6×10^3

0.01 cm^{-3} density hot medium, 1 MeV positrons thermalize in $\sim 4 \times 10^6$ years and then annihilate on a timescale $\sim 10^8$ years if there are no interstellar grains in this phase; in the standard grain model the annihilation timescale is $\sim 10^7$ years (GJG05). With such long timescales it is likely that positrons escape the hot medium (before they can annihilate), either by propagation or following an encounter with a supernova shock wave (timescales ~ 0.5 –1 Myr; Cox 1990). Positrons escaping the hot medium then have a high probability of entering a warm phase due to the large filling factor of this phase (cf. Table 4). If such positrons annihilate in the warm phases, then the phase fractions between the warm neutral and warm ionized phase should be close to the relative values of their filling factors. In order to verify whether positrons escape a given ISM phase or not, it is necessary to estimate the distance they travel within this phase and compare it with the typical half-size of the phase.

4.2. Propagation of positrons

The distance travelled by positrons depends on their initial velocity and their energy loss rate, which is a function of the density and the ionization fraction of the ambient medium. The timescale for 1 MeV positrons to thermalize in a warm medium is $\tau_w \approx 10^5$ years. Positrons then annihilate with a timescale $\approx 3.4 \times 10^4$ years in the 0.8 cm^{-3} density warm ionized phase.

In the 1.5 cm^{-3} density warm neutral gas, positrons that do not form a positronium in flight by charge exchange with H, take $\approx 1.3 \times 10^4$ years to annihilate. Typical sizes of warm and hot regions are $l_w \sim l_h \sim 100$ pc. Roughly speaking, positrons will escape the hot phase if the distance travelled by diffusion in a time $\tau_h \sim 10^7$ years (slowing down time plus annihilation time in the standard grain model) is greater than the typical half-size of hot region, $l_h/2 \sim 50$ pc, i.e., if the diffusion coefficient D is greater than $D_{\text{min}} = \frac{l_h^2}{24\tau_h} \sim 1.3 \times 10^{25} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. On the other hand, positrons that enter the warm phases will annihilate if the distance travelled by diffusion in a time $\tau_w \sim 10^5$ years is less than $l_w/2 \sim 50$ pc, i.e., if D is smaller than $D_{\text{max}} = \frac{l_w^2}{24\tau_w} \sim 1.3 \times 10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. These limits have to be compared with the quasilinear diffusion coefficient (Melrose 1980) which can be expressed as:

$$D_{\text{ql}}(E) = D_B \left(\frac{r_L}{\lambda_{\text{max}}} \right)^{1-\delta} \eta^{-1} \quad (5)$$

with $D_B = \frac{1}{3} r_L v$ the Bohm diffusion coefficient, r_L the positron gyroradius, v the positron velocity, λ_{max} the maximum scale of the turbulence, $\delta = 5/3$ for a Kolmogorov turbulent spectrum, and $\eta = \delta B^2 / \langle B \rangle^2$ the relative perturbation in magnetic field pressure which is often approximated to 1, since the turbulent component of the ISM magnetic field has been estimated to be of the same order of magnitude as the regular magnetic field.

The magnetic field strength in the Galactic Centre region was estimated to be $\sim 10 \mu\text{G}$ (Sofue et al. 1987; La Rosa et al. 2005). The maximum scale λ_{max} was estimated to be ~ 100 pc from measurements of ISM turbulence (Armstrong et al. 1995). Then for 1 MeV positrons in the Galactic bulge, $D_{\text{ql}} \sim 3 \times 10^{26} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. This coefficient is well above D_{min} and below D_{max} and leads support to our hypothesis that positrons indeed escape the hot phase and subsequently annihilate in the warm phases.

However, quasilinear diffusion is valid only when positrons are in resonance with Alfvén waves. This condition is satisfied when:

$$\gamma\beta > \frac{m_p v_A}{m_e c} = 12.85 \times 10^{-3} \frac{B_{\mu\text{G}}}{\sqrt{n_{\text{cm}^{-3}}}} \quad (6)$$

with γ the Lorentz factor, $\beta = \frac{v}{c}$, m_p the proton mass, m_e the positron mass and v_A the Alfvén speed.

When the kinetic energy of positrons drops below a given threshold K_{ql} , quasilinear diffusion theory breaks down and the diffusion regime changes. K_{ql} is calculated for each phase using Eq. (6) together with $B = 10 \mu\text{G}$ and the densities given in Table 4. The slowing down times Δt_{ql} for 1 MeV positrons to reach K_{ql} are listed in Table 4 as well as the associated distances d_{ql} which are obtained by:

$$d_{\text{ql}} = \sqrt{\int_{K_{\text{ql}}}^{1 \text{ MeV}} 6D_{\text{ql}}(E) \left(\frac{dE}{dt} \right)^{-1} dE} \quad (7)$$

The distances d_{ql} are lower than or of the same order as the typical half-sizes of the corresponding phases (see Table 4) except for the hot gas.

The diffusion regime of positrons with kinetic energies below K_{ql} is uncertain (interstellar winds, resonance with other plasma waves...) and is currently under study (Marcowith et al., in preparation). However we can estimate an *upper-limit* to the distance d_{coll} travelled by these positrons assuming that they propagate in a *collisional* regime. In this case, the distance is given by:

$$d_{coll} = \sqrt{\int_{E_{lim}}^{K_{ql}} 6D_{coll}(E) \left(\frac{dE}{dt}\right)^{-1} dE}, \quad (8)$$

where E_{lim} is the lowest kinetic energy for which positrons are able to form a positronium in flight by charge exchange in the molecular, cold and warm neutral phases or are thermalized ($E_{lim} = \frac{3}{2}kT$) in the warm ionized and hot phases (charge exchange does not happen in these phases since all the hydrogen is ionized), $\frac{dE}{dt}$ is the energy-loss rate. Accounting for the streaming of positrons in the ISM, at a characteristic velocity $\sim v_A$, we write the diffusion coefficient $D_{coll}(E) = v_A \times \lambda_{coll}(E)$ where $\lambda_{coll}(E)$ is the distance over which interactions gradually deflect positrons with kinetic energy E by 90° . λ_{coll} was calculated according to Lang (1974) for a fully ionized plasma and using the approach of Emslie (1978) for neutral hydrogen. When positrons are thermalized, the distance d_{ann} they travel before annihilation is given by:

$$d_{ann} = \sqrt{6D_{coll}\tau_{ann}} \quad (9)$$

where τ_{ann} is the annihilation lifetime of thermalized positrons. The resulting values of $d_{max} = d_{ql} + d_{coll} + d_{ann}$ (see Table 4) confirm that 1 MeV positrons injected in the hot phase should escape it, while those injected in other phases should annihilate in them. Since positrons leaving the hot phase most likely enter the warm phases (due to their large filling factors) we expect that positron annihilation occurs mostly in the warm phases.

It has to be noted that several authors (see Morris & Serabyn 1996, and references therein) estimate magnetic field values of ~ 1 mG in the Galactic centre region. This is 2 orders of magnitude larger than the value ($10 \mu\text{G}$) used in our study. If we assume that this value is effective everywhere in the Galactic bulge, then this increases v_A by 2 orders of magnitude and rules out quasilinear diffusion in the warm and hot phases for 1 MeV positrons (see Eq. (6)). Consequently, we can only derive upper limits to the distances travelled by positrons in these phases, by assuming that they propagate in a collisional regime. Here again, a detailed investigation of the diffusion of positrons in a non-quasilinear regime is required to derive relevant distances of propagation.

4.3. Initial kinetic energy of positrons

The above estimates on the transport of positrons are based on the assumption that their initial kinetic energy is 1 MeV, which is a typical value for positrons emitted by radioactive nuclei. The actual mean energy of positrons from ^{56}Co , one of the proposed candidates for the source of Galactic positrons, is 0.6 MeV. Figure 6 shows the maximum distance $d_{max} = d_{ql} + d_{coll} + d_{ann}$ travelled by positrons before annihilating as a

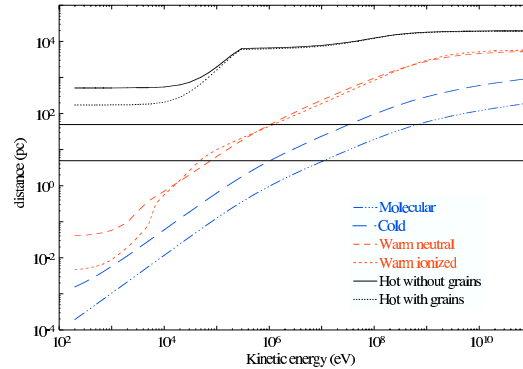


Fig. 6. Maximum distance travelled by positrons as a function of their kinetic energy. Typical half-sizes of warm and hot regions (~ 50 pc) and typical sizes of cold and molecular regions (~ 5 pc) are shown for comparison.

function of their initial kinetic energy in a $10 \mu\text{G}$ magnetic field. The conclusions derived above, assuming 1 MeV positrons, obviously hold for positrons with $E < 1$ MeV even for the hot phase. Positrons with initial kinetic energy above ~ 1 MeV would escape the warm and hot phases and would then have a chance to annihilate in molecular clouds provided they do not escape the Galactic bulge. However, the 1 MeV limit should not be considered as very constraining, since it was derived using rough estimates for the size of each phase (see Table 4). Moreover, we have to keep in mind that the calculated distances d_{max} quantify the spatial extent of the distribution of annihilating positrons around the source. Then the fraction of positrons produced in a warm phase with initial energy of e.g. 2 MeV that escape this warm phase to annihilate in cold or molecular clouds, would probably be sufficiently low to be in agreement with the phase fractions derived by the spectral analysis, since most of these positrons would annihilate in the warm phase.

In our discussion, we have assumed that positrons are generated uniformly in the Galactic bulge. This assumption is valid in the case of numerous positron sources, including light dark matter annihilating into electron-positron pairs (Boehm et al. 2003). However, such positrons should have an initial kinetic energy lower than a few MeV to explain the measured spectrum. Other possible uniformly distributed sources in the Galactic bulge are type Ia supernovae, novae and low mass X-ray binaries, all of which belong to the old stellar population. However, these sources produce their own warm and hot phases by heating the surrounding ISM, so that they do not inject positrons in cold atomic and molecular regions.

Low energy (< 1 MeV) positrons produced in the warm phase probably stay in this phase and annihilate at a distance $\lesssim 50$ pc from the sources. When such positrons are produced in the hot medium, they are likely to leave this medium and enter the warm phase within which they will annihilate. Then, assuming that the typical size of the hot phase does not exceed ~ 200 pc and that positrons are produced at the edge of this

phase, then the maximum distance covered by such positrons is $\lesssim 250$ pc from the source. Therefore a single source releasing positrons in a warm or hot region (e.g. a gamma-ray burst as suggested by Parizot et al. 2005) might have difficulty accounting for the observed spatial extent of the annihilation emission, which covers a radius ~ 600 pc around the Galactic centre.

5. Conclusions

The positron-electron annihilation emission spectrum can be explained by narrow and broad 511 keV lines plus an ortho-positronium continuum. The detection significance of the broad line is $\approx 3.2\sigma$. The broad line width of (5.4 ± 1.2) keV *FWHM* is in agreement with the value calculated by GJG05 for positronium formed in flight by charge exchange with H (≈ 5.8 keV). This value is also in agreement with the width (≈ 5.3 keV) calculated by Churazov et al. (2005). The narrow line width is (1.3 ± 0.4) keV *FWHM*. This width is consistent with the ≈ 1 keV width of positrons annihilating by radiative recombination in the warm ionized medium.

Galactic positrons seem to annihilate mostly in the warm phases of the ISM. These results are in agreement with conclusions of Harris et al. (1998) and Churazov et al. (2005). We estimate that $\approx 50\%$ of the annihilation emission comes from the warm neutral phase and $\approx 50\%$ from the warm ionized phase. The contribution of molecular clouds and the hot phase are less than 8% and 0.5%, respectively. We cannot exclude from our spectral analysis that a significant fraction ($< 23\%$) of the emission comes from cold gas. However in view of the gas content of the Galactic bulge, this fraction is expected to be negligible.

A preliminary study of the interstellar gas content and positron propagation in the Galactic bulge shows that the phase fractions derived from the spectral analysis are in agreement with the relative filling factors of the warm and low temperature gases. The lack of detection of annihilation in molecular and cold atomic gases could be explained by their low filling factors. The spectral analysis suggests comparable amounts of annihilation in the warm neutral and warm ionized phases of the ISM. This is in good agreement with our expectation if the positron sources are uniformly distributed and if the initial kinetic energy of positrons is lower than a few MeV, otherwise they may escape the warm phase of the ISM and annihilate in molecular or cold atomic regions.

Despite its large filling factor, positrons do not annihilate in the hot gas because its density is low enough to allow them to escape. Using quasilinear diffusion theory and assuming a magnetic field $\sim 10 \mu\text{G}$ in the Galactic bulge, we estimate that, down to low kinetic energies, positrons are generally confined in warm and cold regions. In the hot phase, they should be less confined and assuming that they are released in a collisional regime when their kinetic energy drops below ~ 270 keV, they have sufficient kinetic energy to escape it. However, the diffusion regime of positrons with keV energies in a hot low-density plasma is not yet known. More detailed studies on the Galactic bulge gas content and on the diffusive regime of positrons as a function of their energy and the magnetic field strength are under way and will be presented in forthcoming papers.

According to the rough gas model described in Sect. 4, we expect the warm ionized component to dominate the annihilation emission in the nuclear bulge, while the warm neutral component should dominate in the Galactic bar. Additional exposure will make it possible to perform spectra in different regions of the Galactic Centre and confirm this prediction.

Our understanding of Galactic positron physics can be improved by imaging and spectroscopic explorations of Galactic regions other than the central regions, particularly by measurements of the annihilation emission from the Galactic disk, which appears to be explainable by ^{26}Al decay (Knödlseeder et al. 2005). While our understanding of positron annihilation in the Galactic Centre region is limited by the poor knowledge of both the sources and initial kinetic energy of positrons and the gas content in the Galactic bulge, the task would be easier for the disk emission, since: (1) we know that positrons from ^{26}Al are released in the molecular ring region since COMPTEL onboard CGRO measured the spatial distribution of the 1.8 MeV gamma-ray line emitted during the radioactive decay of this isotope; (2) the average energy of such positrons has been measured to be 450 keV; (3) the distribution and characteristics of the gas in the molecular ring region are known with better accuracy than in the Galactic bulge. Consequently, the measured spatial distribution of the annihilation emission from the disk would teach us how far from the sources positrons annihilate and this will lead to estimates of their diffusion coefficient. The spectral characteristics of the disk emission would tell us in what phases of the ISM positrons annihilate. Since much ^{26}Al is located in the molecular ring region, we expect to measure a strong 6.4 keV *FWHM* line component due to the annihilation of positronium formed in flight in H_2 (see Fig. 5 of GJG05). On the other hand, the significance of the annihilation emission from the disk is still weak ($3-4\sigma$) after one year of the INTEGRAL mission. Additional exposure is needed to allow the spectral analysis to provide constraining results.

Acknowledgements. We are grateful to R.J. Murphy for useful discussions on the energy loss rate of positrons in the ISM. We thank the anonymous referee for suggestions that have improved the quality of this paper.

References

- Alberhe, F., Leborgne, J. F., Vedrenne, G., et al. 1981, A&A, 94, 214
- Armstrong, J. W., Rickett, B. J., & Spangler, S. R. 1995, ApJ, 443, 209
- Bissantz, N., Englmaier, P., & Gerhard, O. 2003, MNRAS, 340, 949
- Boehm, C., et al. 2003, Phys. Rev. Lett., 92, 101301
- Churazov, E., Sunyaev, R., Sazonov, S., Revnivtsev, M., & Varshalovich, D. 2005, MNRAS, 357, 1377
- Combes, F. 1991, ARA&A, 29, 195
- Cox, D. P. 1990, In The Interstellar Medium in Galaxies, ed. H. A. Thronson, & J. M. Shull (Dordrecht: Kluwer), 181200
- Dermer, C. D., & Murphy, R. J. 2001, in Exploring the gamma-ray universe, Proc of the Fourth INTEGRAL Workshop, 4-8 September 2000, Alicante, Spain, ed. B. Battrock, Scientific ed. A. Gimenez, V. Rejero, & C. Winkler, ESA SP-459 (Noordwijk: ESA Publications Division), 115

- Durouchoux, P., Wallyn, P., Chapuis, C., et al. 1993, A&AS, 97, 185
Emslie, A. G. 1978, ApJ, 224, 241
Ferriere, K. 1998a, ApJ, 497, 759
Ferriere, K. 1998b, ApJ, 503, 700
Ferriere, K. M. 2001, Rev. Mod. Phys., 73, 1031
Ferriere, K. M. 2003, in Physique et Astrophysique du Rayonnement Cosmique, Proc. École de Goutelas held 2–6 June 2003, Goutelas, France, ed. E. Parizot, A. Marcowith, V. Tatischeff, G. Pelletier, & P. Salati, Observatoire Astronomique de Strasbourg & SF2A, 7
Gehrels, N., Barthelmy, S. D., Teegarden, B. J., et al. 1991, ApJ, 375, L13
Gould, R. J., Barthelmy, S. D., & Teegarden, B. J. 1989, ApJ, 344, 232
Guessoum, N., Ramaty, R., & Lingenfelter, R. E. 1991, ApJ, 378, 170
Guessoum, N., Ramaty, R., & Skibo, J. G. 1997, in The Transparent Universe, Proc. 2nd INTEGRAL Workshop held 16–20 September 1996, St. Malo, France, ed. C. Winkler, T. J.-L. Courvoisier, & Ph. Durouchoux, European Space Agency, 113
Guessoum, N., et al. 2004, in The Integral Universe, Proc. 5th INTEGRAL Workshop held 16–20 February 2004, Munich, Germany, ESA SP-552, 57
Guessoum, N., Jean, P., & Gillard, W. 2005, A&A, 436, 171
Harris, M. J., Teegarden, B. J., Cline, T. L., et al. 1998, ApJ, 501, L55
Harris, M. J., Teegarden, B. J., Cline, T. L., et al. 2000, The Fifth Compton Symp., Proc. fifth Compton Symposium, held in Portsmouth, NH, USA, September 1999, Melville, NY: American Institute of Physics (AIP), ed. M. L. McConnell, & J. M. Ryan, AIP Conf. Proc., 510., 31
Kinzer, R. L., Purcell, W. R., Johnson, W. N., et al. 1996, A&AS, 120, 317
Kinzer, R. L., Purcell, W. R., & Kurfess, J. D. 1999, ApJ, 515, 215
Kinzer, R. L., Milne, P. A., Kurfess, J. D., et al. 2001, ApJ, 559, 282
Knödlser, J., et al. 2005, A&A, in press
Jean, P., Knödlser, J., Lonjou, V., et al. 2003, A&A, 407, L55
Jean, P., et al. 2004, in The Integral Universe, Proc. the 5th INTEGRAL Workshop held 16–20 February 2004, Munich, Germany, ESA SP-552, 51
Lang, K. R. 1974, Astrophysical Formulae (New York, Springer-Verlag), 224
LaRosa, T. N., Brogan, C. L., Shore, S. N., et al. 2005, ApJ, 626, 23
Leventhal, M., MacCallum, C. J., & Stang, P. D. 1978, ApJ, 225, L11
Leventhal, M., MacCallum, C. J., Hutters, A. F., Stang, P. D., et al. 1980, ApJ, 240, 338
Leventhal, M., Hutters, A. F., & Stang, P. D. 1982, ApJ, 260, L1
Leventhal, M., MacCallum, C. J., Hutters, A. F., Stang, P. D., et al. 1986, ApJ, 302, 459
Leventhal, M., Barthelmy, S. D., Gehrels, N., et al. 1993, ApJ, 405, L25
Lonjou, V., et al. 2004, in The Integral Universe, Proc. 5th INTEGRAL Workshop held 16–20 February 2004, Munich, Germany, ESA SP-552, 129
Lonjou, V., et al. 2005, Nucl. Inst. & Methods, accepted
McKee, C. F., & Ostriker, J. P. 1977, ApJ, 218, 148
Martin, C. L., Walsh, W. M., Xiao, K., et al. 2004, ApJS, 150, 239
Melrose, D. B. 1980, Plasma astrophysics. Nonthermal processes in diffuse magnetized plasmas (New York: Gordon and Breach)
Milne, P. A., Kurfess, J. D., Leising, M. D., Dixon, D. D., et al. 2000, American Astronomical Society, HEAD Meeting #5, #40.06; BAAS, 32, 1253
Morris, M., & Serabyn, E. 1996, ARA&A, 34, 645
Parizot, E., Cassé, M., Lehoucq, R., et al. 2005, A&A, 432, 889
Purcell, W. R., Cheng, L.-X., Dixon, D. D., et al. 1997, ApJ, 491, 725
Rohlf, K., & Braunsfurth, E. 1982, A&A, 113, 237
Roques, J. P., Schanne, S., von Kienlin, A., et al. 2003, A&A, 411, L91
Sofue, Y., & Fujimoto, M. 1987, PASJ, 39, 843
Stark, A. A., Martin, C. L., Walsh, W. M., et al. 2004, ApJ, 614, L41
Strong, A. W., et al. 2004, in The Integral Universe, Proc. 5th INTEGRAL Workshop held 16–20 February 2004, Munich, Germany, ESA SP-552, 507
Sturmer, S. J., Shrader, C. R., Weidenspointner, G., et al. 2003, A&A, 411, L81
Teegarden, B. J., Cline, T. L., Gehrels, N., et al. 1996, ApJ, 463, L75

Annexe E

La distribution spatiale de l'émission d'annihilation des positrons

J. Knödlseeder, P. Jean, V. Lonjou et al. *A&A* 441, 513-532 (2005)

Nous présentons la carte du ciel de la raie d'émission à 511 keV résultant de l'annihilation des positrons. Cette carte a été obtenue à partir d'un an de données recueillies par SPI. Sur l'ensemble des régions du ciel qui furent observées, la distribution spatiale de l'émission à 511 keV apparaît principalement dans le bulbe Galactique.

La distribution spatiale de l'émission à 511 keV dans le bulbe Galactique semble symétrique, avec une extension de $\sim 8^\circ$ (FWHM), et est centrée sur le centre Galactique. Le flux de l'émission à 511 keV mesuré dans le bulbe est de $(1.05 \pm 0.07) \times 10^{-3} \text{ } \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

On détecte également la présence d'une émission à 511 keV dans le disque Galactique. Cependant, les données sont encore insuffisantes pour y contraindre la morphologie de l'émission. Le flux de l'émission à 511 keV mesuré dans le disque est de $(0.7 \pm 0.5) \times 10^{-3} \text{ } \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et est compatible avec une production des positrons par la décroissance β^+ de ^{26}Al et ^{44}Ti

Le rapport B/D entre le flux à 511 keV mesuré dans le bulbe et le disque est de 1 – 3.

The all-sky distribution of 511 keV electron-positron annihilation emission^{*}

J. Knödlser¹, P. Jean¹, V. Lonjou¹, G. Weidenspointner¹, N. Guessoum², W. Gillard¹, G. Skinner¹, P. von Ballmoos¹, G. Vedrenne¹, J.-P. Roques¹, S. Schanne³, B. Teegarden⁴, V. Schönfelder⁵, and C. Winkler⁶

¹ Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, CNRS/UPS, BP 4346, 31028 Toulouse Cedex 4, France
e-mail: knodlseder@cesr.fr

² American University of Sharjah, College of Arts & Science, Physics Department, PO Box 26666, Sharjah, UAE

³ DSM/DAPNIA/SAP, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

⁴ Laboratory for High Energy Astrophysics, NASA/Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA

⁵ Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Postfach 1603, 85740 Garching, Germany

⁶ ESA/ESTEC, Science Operations and Data Systems Division (SCI-SD), 2201 AZ Noordwijk, The Netherlands

Received 24 September 2004 / Accepted 20 May 2005

Abstract. We present a map of 511 keV electron-positron annihilation emission, based on data accumulated with the SPI spectrometer aboard ESA's INTEGRAL gamma-ray observatory, that covers approximately ~95% of the celestial sphere. Within the exposed sky area, 511 keV line emission is significantly detected towards the galactic bulge region and, at a very low level, from the galactic disk. The bulge emission is highly symmetric and is centred on the galactic centre with an extension of $\sim 8^\circ$ (*FWHM*). The emission is equally well described by models that represent the stellar bulge or halo populations. The detection significance of the bulge emission is $\sim 50\sigma$, that of the galactic disk is $\sim 4\sigma$. The disk morphology is only weakly constrained by the present data, being compatible with both the distribution of young and old stellar populations. The 511 keV line flux from the bulge and disk components is $(1.05 \pm 0.06) \times 10^{-3}$ ph cm⁻² s⁻¹ and $(0.7 \pm 0.4) \times 10^{-3}$ ph cm⁻² s⁻¹, respectively, corresponding to a bulge-to-disk flux ratio in the range 1–3. Assuming a positronium fraction of $f_p = 0.93$ this translates into annihilation rates of $(1.5 \pm 0.1) \times 10^{43}$ s⁻¹ and $(0.3 \pm 0.2) \times 10^{43}$ s⁻¹, respectively. The ratio of the bulge luminosity to that of the disk is in the range 3–9. We find no evidence for a point-like source in addition to the diffuse emission, down to a typical flux limit of $\sim 10^{-4}$ ph cm⁻² s⁻¹. We also find no evidence for the positive latitude enhancement that has been reported from OSSE measurements; our 3σ upper flux limit for this feature is 1.5×10^{-4} ph cm⁻² s⁻¹. The disk emission can be attributed to the β^+ -decay of the radioactive species ²⁶Al and ⁴⁴Ti. The bulge emission arises from a different source which has only a weak or no disk component. We suggest that Type Ia supernovae and/or low-mass X-ray binaries are the prime candidates for the source of the galactic bulge positrons. Light dark matter annihilation could also explain the observed 511 keV bulge emission characteristics.

Key words. gamma rays: observations – line: profiles – Galaxy: center

1. Introduction

Since the first detection (Johnson & Haymes 1973) and the subsequent firm identification (Leventhal et al. 1978) of the galactic 511 keV annihilation line, the origin of galactic positrons has been a lively topic of scientific debate. Among the proposed candidates for sources of positrons figure cosmic-ray interactions with the interstellar medium (Ramaty et al. 1970), pulsars (Sturrock 1971), compact objects housing either neutron stars or black holes (Ramaty & Lingenfelter 1979), gamma-ray bursts (Lingenfelter & Hueter 1984), (light) dark matter

(Rudaz & Stecker 1988; Boehm et al. 2004), and stars expelling radioactive nuclei produced by nucleosynthesis, such as supernovae (Clayton 1973), hypernovae (Cassé et al. 2004), novae (Clayton & Hoyle 1974), red giants (Norgaard 1980), and Wolf-Rayet stars (Dearborn & Blake 1985). It seems difficult to disentangle the primary galactic positron source based only on theoretical grounds, mainly due to the (highly) uncertain positron yields, but also due to the uncertain distribution and duty cycle of the source populations.

Help is expected from a detailed study of the 511 keV line emission morphology. The celestial 511 keV intensity distribution should be tied to the spatial source distribution, although positron diffusion and effects associated with the annihilation physics may to some extent blur this link. First estimations of the 511 keV emission morphology were obtained by the Oriented Scintillation Spectrometer Experiment (OSSE)

^{*} 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.

on-board the Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) satellite (Purcell et al. 1994; Cheng et al. 1997; Purcell et al. 1997; Milne et al. 2000; Milne et al. 2001), but observations were restricted to the inner Galaxy, giving only a limited view of the 511 keV emission distribution. With the launch of ESA's INTEGRAL satellite in October 2002, a new gamma-ray observatory is available that allows a detailed study of positron annihilation signatures. In particular, the imaging spectrometer SPI (Vedrenne et al. 2003), one of the two prime instruments on-board INTEGRAL, has been optimised for the study of line radiation, combining high-resolution spectroscopy ($R \sim 250$ at 511 keV) with modest angular resolution (3° *FWHM*).

We present in this work an all-sky map of 511 keV gamma-ray line emission, with the goals of determining the morphology of the emission in the Galaxy and of searching for previously unknown sources of 511 keV emission anywhere in the sky. The present public data archive does not yet cover the entire celestial sphere, but the unexposed regions are limited to a few areas at high galactic latitudes, comprising less than 5% of the sky. The resulting point-source sensitivity is better than 2×10^{-4} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ for many regions along the galactic plane, allowing for the first time the extraction of information about the distribution of positron annihilation all over the Galaxy. We do not address the distribution of positronium continuum emission in this paper, since the subtraction of the diffuse galactic continuum emission is a distinct data analysis challenge. A map of positronium continuum emission will be presented elsewhere (Weidenspointner et al., in preparation).

Earlier results on the 511 keV line emission morphology as observed by SPI have been presented by Jean et al. (2003a), Knödlser et al. (2004), and Weidenspointner et al. (2004), and were based on observations performed during the galactic centre deep exposure (GCDE) of 2003. Using a “light bucket” approach which neglects the coding properties of the SPI mask, Teegarden et al. (2005) derived upper limits on electron-positron annihilation radiation from the galactic disk using core-programme data combined with open-programme observations at low galactic latitudes ($|b| \leq 20^\circ$). In the present paper we provide for the first time an all-sky analysis using all public data of the first INTEGRAL mission year.

Spectroscopic characteristics of the 511 keV line based on SPI data have been published by Jean et al. (2003a), Lonjou et al. (2004), and Churazov et al. (2005). We will present the 511 keV line profile that we obtain from the all-sky dataset elsewhere (Jean et al., in preparation).

This paper is organised as follows. Section 2 describes the observations and the data preparation. Section 3 explains the treatment of the instrumental background. In Sect. 4, we present the first all-sky map of 511 keV gamma-ray line radiation and determine the morphology of the emission. Section 4 also describe searches for correlations with tracers of galactic source populations in order to shed light on the origin of the positrons. In Sect. 5 we discuss the implications of the observations for the galactic origin of positrons, and we conclude in Sect. 6.

2. Observations and data preparation

The data that were analysed in this work consist of those included in the December 10, 2004 public INTEGRAL data release (i.e. orbital revolutions 19–76, 79–80, 89–122) plus the INTEGRAL Science Working Team data of the Vela region observed during revolutions 81–88. The data span the IJD epoch 1073.394–1383.573, where IJD is the Julian Date minus 2451544.5 days.

We screened the data for anomalously high counting rates (typically occurring at the beginning and the end of an orbital revolution due to the exit and entry of the radiation belts) and for periods of solar activity (as monitored by the SPI anticoincidence system) and excluded these periods from the data. This data screening has turned out to be crucial for reducing the systematic uncertainties in the data analysis related to instrumental background variations. After data screening, the dataset consists of 6821 pointed observations, with a total exposure time of 15.3 Ms. Typical exposure times per pointing are 1200–3400 s, but a few long staring observations of up to 113 ks exposure time are also included.

Figure 1 shows a map of the resulting effective SPI exposure at 511 keV. The maximum exposure of 2.1×10^8 cm 2 s occurs towards the galactic centre region thanks to data obtained during a long dedicated observation of this region¹. A relatively uniform exposure of $\sim 3 \times 10^7$ cm 2 s has been achieved for galactic longitudes $|l| \leq 50^\circ$ and latitudes $|b| \leq 15^\circ$. Regions of peculiarly high exposure ($\sim 5 \times 10^7$ cm 2 s) are found in Cygnus, Vela and towards the Large Magellanic Cloud. In addition, particularly well exposed sources ($\geq 2 \times 10^7$ cm 2 s) are the Crab nebula, 3C 273, NGC 4151, M 94, NGC 936 (during the SN2003 gs outburst) and the Coma cluster. Unexposed regions are found mostly at intermediate galactic latitudes ($|b| \sim 30^\circ$ – 60°), and towards the south galactic pole.

A map of the resulting narrow-line 3σ point-source sensitivity of SPI at 511 keV is shown in Fig. 2. To evaluate the sensitivity, an energy band of 7 keV centred at 511 keV has been used. The choice of such a relatively wide band eliminates any bias due to the germanium detector degradation and annealing cycles, as well as any bias/effect due to gain calibration uncertainties. It also takes into account moderate 511 keV line broadening, as reported by Jean et al. (2003a).

Over large regions of the sky, and in particular in the galactic plane, a sensitivity better than 2×10^{-4} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ is reached. A best point-source sensitivity of 5×10^{-5} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ is achieved towards the galactic centre direction. The sensitivity to extended diffuse emission becomes slightly worse with increasing emission size, and depends on the exposure pattern in the region of interest. For example, for a 2d angular Gaussian surface brightness distribution centred on the galactic centre, the 511 keV line sensitivity worsens from 5×10^{-5} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ for a galactic centre point-source to 7×10^{-5} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ for an extended source of 8° *FWHM*.

Only single-detector event data have been analysed in this work (multiple-detector event data do not contribute significantly to the SPI sensitivity at an energy of 511 keV;

¹ To obtain the effective exposure time, the exposure has to be divided by the effective area at 511 keV of about 75 cm 2 .

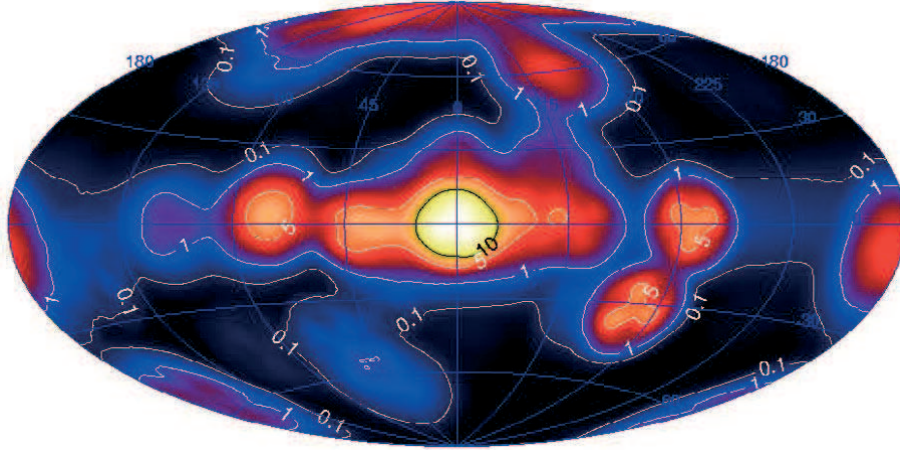


Fig. 1. Map of the effective SPI exposure at 511 keV for the dataset analysed in this work. The contours are labelled in units of $10^7 \text{ cm}^2 \text{ s}$, corresponding to 13 ks (0.1), 133 ks (1), 667 ks (5), and 1.3 Ms (10) of effective exposure times.

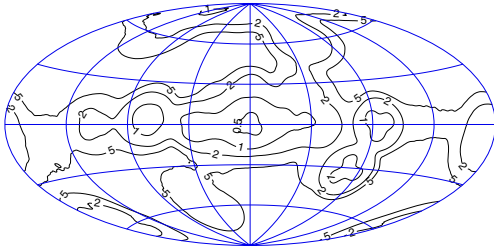


Fig. 2. SPI narrow line 3σ point-source sensitivity at 511 keV for the analysis interval 507.5–514.5 keV (contours are labelled in units of $10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

cf. Roques et al. 2003). Energy calibration was performed orbit-wise, resulting in a relative (orbit-to-orbit) calibration precision of $\sim 0.01 \text{ keV}$ and an absolute accuracy of $\sim 0.05 \text{ keV}$ (Lonjou et al. 2004).

The data have been analysed by sorting the events in a 3-dimensional data-space, spanned by the (calibrated) event energy, the detector number, and the SPI pointing number. An energy binning of 0.5 keV has been chosen, well below the instrumental energy resolution of 2.12 keV at 511 keV .

3. Background modelling

The most crucial step in SPI data analysis consists of the precise modelling of the time variability of the instrumental background. In the region of the 511 keV line, the instrumental background consists of a nearly flat continuum and a (broadened) instrumental 511 keV line originating from positron annihilation within the telescope (Teegarden et al. 2004). Since the time variation of the continuum component differs from that of the line component we model them independently. The background model for a given data-space bin, indexed in the

following by the pointing number p , the detector number d and the energy bin e , is then given by

$$b_{p,d,e} = b_{p,d,e}^{\text{cont}} + b_{p,d,e}^{\text{line}} \quad (1)$$

(note that for the analysis presented in this work a single energy bin has been used, covering the energy interval $507.5\text{--}514.5 \text{ keV}$; however, for clarity and reference in future works we give here the complete energy-dependent formalism).

The time variation of the continuum component is extrapolated from that observed in an continuum energy band adjacent to the 511 keV line. We used the energy band $E_{\text{adj}} = 523\text{--}545 \text{ keV}$, situated above the 511 keV line, in order to exclude any bias due to positronium continuum emission that appears below 511 keV . To reduce the statistical uncertainty that arises from the limited counting statistics, we smoothed the time variation by locally adjusting the rate of saturated events in the germanium detectors (GEDSAT) to the adjacent counting rate (GEDSAT turned out to provide a good first order tracer of the background variation in SPI; cf. Jean et al. 2003b). The predicted number of continuum background counts in data-space bin (p, d, e) is then given by

$$b_{p,d,e}^{\text{cont}} = g_{p,d} \times T_{p,d} \times \frac{\Delta_e}{\sum_{e' \in E_{\text{adj}}} \Delta_{e'}} \times \frac{\sum_{p'=p-\Delta_p}^{p+\Delta_p} \sum_{e' \in E_{\text{adj}}} n_{p',d,e'}}{\sum_{p'=p-\Delta_p}^{p+\Delta_p} g_{p',d} \times T_{p',d}}, \quad (2)$$

where

- $g_{p,d}$ is the GEDSAT rate for detector d , averaged over the time period spanned by pointing p , given in units of counts s^{-1} ;
- $T_{p',d}$ is the lifetime for detector d during pointing p' , given in units of seconds;
- Δ_e is the energy bin size for spectral bin e , given in units of keV (here $\Delta_e = 0.5 \text{ keV}$); and

– $n_{p',d,e'}$ is the number of observed counts for pointing p' , detector d , and energy bin e' , given in units of counts.

The number of pointings used for smoothing, given by $2\Delta_p + 1$, is determined for each pointing p and detector d by satisfying the constraint

$$\min_{\Delta_p \geq 0} \left(\sum_{p'=p-\Delta_p}^{p+\Delta_p} T_{p',d} \geq T_{\min} \right). \quad (3)$$

An accumulated lifetime of $T_{\min} = 20$ h has shown to provide an optimum compromise between reducing the statistical uncertainty (due to the limited number of events in the adjacent energy band) and reducing the systematic uncertainty (due to the fact that the GEDSAT rate does not predict the background to infinite precision). In other words, continuum background variations shorter than ~ 20 h are modelled by the GEDSAT rate while variations on longer time scales are modelled by the observed event rate in the 523–545 keV band.

The time variation of the line component was modelled for each detector d and energy bin e separately using a multi-component template of the form

$$b_{p,d,e}^{\text{line}} = \beta_{d,e}^{(1)} + \beta_{d,e}^{(2)} \times g_{p,d} + \beta_{d,e}^{(3)} \int_{t_0}^t g_d(t') e^{(t'-t)/\tau} dt'. \quad (4)$$

This template consists of a constant term $\beta_{d,e}^{(1)}$ plus the GEDSAT rate $g_{p,d}$ scaled by $\beta_{d,e}^{(2)}$ plus the GEDSAT rate $g_d(t')$ convolved with an exponential decay law, scaled by $\beta_{d,e}^{(3)}$ (the convolution integral is taken from the start of the INTEGRAL mission t_0 up to date t). The coefficients $\beta_{d,e}^{(i)}$ of the template are adjusted during the analysis for each SPI detector d and energy bin e using a maximum likelihood fitting procedure (again, in the analysis presented in this paper only a single energy bin is used). The constant term has been introduced to provide for non-linearities between the background variation and the GEDSAT rate. In fact, it turns out that $\beta_{d,e}^{(1)}$ are negative. An equally good background predictor is obtained if the GEDSAT rate raised to a power of ~ 1.1 is taken, but using a constant instead of a power-law has the advantage of having the background variation template decomposed into a linear combination of terms. The third component makes provision for a long term build-up that is seen in the intensity of the 511 keV background line, and that is tentatively attributed to production of the isotope ^{65}Zn which has a decay time of $\tau = 352$ days. The precise value of τ is in fact weakly constrained by the present data, and a linear slope provides an equally good fit of the instrumental 511 keV line background.

Although the background model defined by Eqs. (1)–(4), which hereafter is called model DETE, predicts the instrumental background to good accuracy, significant residuals remain after subtracting off the background model and a model of the sky intensity distribution from the data (cf. Fig. 3). We found that these residuals can lead to systematic biases in the study of the morphology of the 511 keV emission, in particular for the determination of the longitude profile of the emission. These biases can be explained by the telescope pointing strategy that has been adopted for a large fraction of the galactic centre

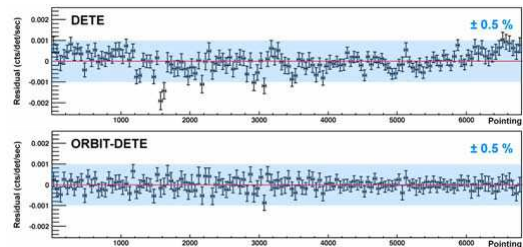


Fig. 3. Residual count rate as function of pointing number for the DETE (top) and ORBIT-DETE (bottom) background models for the energy band 507.5–514.5 keV. In addition to the background models the best fitting 2d Gaussian surface brightness model (cf. Sect. 4.2.2) has been subtracted from the data. For clarity, the data have been rebinned into groups of 50 pointings. The shaded area indicates count rate variations of $\pm 0.5\%$. For comparison, the maximum 511 keV line signal amplitude corresponds to approximately $\sim 2\%$ of the observed count rate.

deep exposure (GCDE) of the INTEGRAL core program: a slow ($5^\circ/\text{day}$) scan of the galactic plane from negative towards positive longitudes combined with rapid ($3^\circ/\text{h}$) excursions in galactic latitude. As result, the longitude profile of the 511 keV line emission is encoded in count rate variations on timescales of days while the latitude profile is encoded in count rate variations on timescales of hours. Within a few hours the SPI instrumental background is sufficiently stable to be accurately predicted by our model, hence the latitude profile is rather well determined. However, on timescales of days the background variations are more difficult to predict to sufficient accuracy, potentially leading to systematic trends in the determination of the longitude profile².

In order to improve the background model on long timescales, we studied also a class of models where we adjust the longterm variations during model fitting. For this purpose we adjust the model parameters $\beta_{d,e}^{(2)}$ not only for all SPI detectors but also for time intervals of fixed duration T . In this way, systematic uncertainties in the background model on timescales longer than T are removed. Fitting the background for each orbital revolution ($T \sim 3$ days) is adequate to reduce systematic trends well below the statistical uncertainties (cf. bottom panel of Fig. 3). This method is similar to the method that we applied in our earlier works (Jean et al. 2003a; Knödlseeder et al. 2004; Weidenspointner et al. 2004), with the difference that we now also fit the background model for each of the SPI detectors separately, and that we included in addition a constant term and a build-up term in the model (see Eq. (4)). Hereafter this second background model is called ORBIT-DETE.

² In a preliminary analysis in which we treated a much smaller dataset, systematic background uncertainties suggested a significant elongation of the galactic centre bulge emission along the galactic plane. This elongation was artificial and had been produced by background variations that were not fully explained by our model. Removing the short period of data with the strongest background variations removed also the apparent elongation of the bulge emission.

The introduction of additional parameters in ORBIT-DETE with respect to DETE leads to a substantial loss in sensitivity. The detection significance of galactic centre 511 keV line emission drops from $\sim 50\sigma$ for DETE to $\sim 22\sigma$ for ORBIT-DETE. However, it was found that the statistical accuracy of the morphology determination, which is driven by the count rate contrast in the data-space rather than the count rate level, is not degraded by the introduction of additional parameters, as long as $T \gtrsim 2$ days. Consequently, using the ORBIT-DETE model for the morphological characterisation of the 511 keV line emission is the optimum choice that keeps a high statistical accuracy while reducing the systematic uncertainties in the analysis.

On the other hand, despite the systematic uncertainties, DETE is accurate enough to allow for a precise determination of 511 keV line flux levels. This is related to the fact that flux measurements require an average determination of the count rate level and are not sensitive to the count rate contrast. Apparently, the count rate residuals approximately average to zero (cf. Fig. 3).

We therefore opted for a two step approach where we first determine the morphology using ORBIT-DETE, and then, using the optimum morphology parameters, determine the 511 keV flux using DETE. In this way we recover the good sensitivity of SPI for 511 keV flux measurements that was reduced by a factor of ~ 2 by the usage of ORBIT-DETE. The comparison of the flux levels determined using DETE and ORBIT-DETE provides us with a measure of the systematic uncertainty in the flux determination, which in general is smaller than the statistical uncertainty obtained with DETE. We add the systematic to the statistical uncertainty in quadrature and quote the result as total error on the flux measurement. In cases where uncertainties in the morphology (such as the size of the emission region) introduce some uncertainty on the flux, we have also added this uncertainty to the total error in quadrature.

4. Results

4.1. Imaging

To determine a model independent map of the 511 keV gamma-ray line intensity distribution over the sky, we employed the Richardson-Lucy algorithm (Richardson 1972; Lucy 1974). This type of algorithm is widely used for image deconvolution, and has in particular been successfully employed for the analysis of gamma-ray data of CGRO (Knödlser et al. 1999a; Milne et al. 2000).

We implemented the accelerated version ML-LINB-1 of Kaufman (1987) of the Richardson-Lucy algorithm for our analysis, which iteratively updates the sky intensity distribution $f_j^k \rightarrow f_j^{k+1}$ using the relation

$$f_j^{k+1} = f_j^k + \lambda^k w_j f_j^k \left(\frac{\sum_{i=1}^N \left(\frac{n_i}{e_i^k} - 1 \right) R_{ij}}{\sum_{i=1}^N R_{ij}} \right) \quad (5)$$

where R_{ij} is the instrumental response matrix (linking the data space, indexed by i , to the image space, indexed by j), n_i is the number of counts measured in data space bin i ,

$e_i^k = \sum_{j=1}^M R_{ij} f_j^k + b_i$ is the predicted number of counts in data space bin i after iteration k (b_i being the predicted number of instrumental background counts for bin i), N and M are the dimensions of the data and image space, respectively, and λ^k is an acceleration factor that is obtained by constrained maximum likelihood fitting (with the constraint that the resulting sky intensities remain positive).

To avoid noise artefacts in the weakly exposed regions of the sky, we weighted the image increment with a quantity that is related to the sensitivity of the instrument, given by $w_j = (\sum_{i=1}^N R_{ij})^{1/2}$. We verified that introducing this weighting had no impact on the image reconstruction in the well exposed regions of the sky. In addition, we smoothed the iterative corrections on the right hand side of Eq. (5) using a $5^\circ \times 5^\circ$ boxcar average. In this way the effective number of free parameters in the reconstruction is reduced and image noise is damped to an acceptable level. The application of more sophisticated image reconstruction methods involving wavelet based multi-resolution algorithms aiming at a complete suppression of image noise (Knödlser et al. 1999a) will be presented elsewhere.

The resulting all-sky image of the 511 keV line emission is shown in Fig. 4, longitude and latitude profiles of the emission are shown in Fig. 5. We have chosen to stop the iterative procedure after iteration 17 since at this point the recovered flux and the fit quality correspond approximately to the values that we achieve by fitting astrophysical models to the data (cf. Sect. 4.2). In this way we make sure that we are not in the regime of overfitting, which is characterised by substantial image noise and artificial image structures. On the other hand, simulations showed that faint diffuse emission, as expected for example for a galactic disk component, would not be recovered at this point.

Figure 4 reveals that the 511 keV sky is dominated by prominent emission from the bulge region of the Galaxy. Beyond the galactic bulge, no additional 511 keV emission is seen all over the sky, despite the good exposure in some regions (e.g. Cygnus, Vela, LMC, anticentre, north galactic pole region). The 511 keV emission appears symmetric and centred on the galactic centre, with indications for a slight latitude flattening. The latitude flattening could be either due to an inherent asymmetry of the bulge component or due to the presence of an underlying faint galactic disk component. Indeed, if the Richardson-Lucy iterations are continued, a faint disk-like structure emerges (cf. Fig. 6). Yet the image starts to become polluted by noise and we cannot exclude the possibility that the apparent disk emission is artificially created by the exposure pattern that follows the galactic plane. Therefore we employ more quantitative methods in the next section to assess the significance of the possible disk emission.

By fitting Gaussian functions to the longitude and latitude profiles of the image (cf. Fig. 5) we estimate the extent of the emission to $\sim 13^\circ \times 10^\circ$ (*FWHM*). Figure 5 indicates, however, that the emission profiles are not well represented by Gaussian functions. The emission is better described by a compact (*FWHM* $\sim 5^\circ$) core and a more extended halo (*FWHM* 10° – 20°). We want to emphasise, however, that this qualitative analysis should not be pushed too far, since image

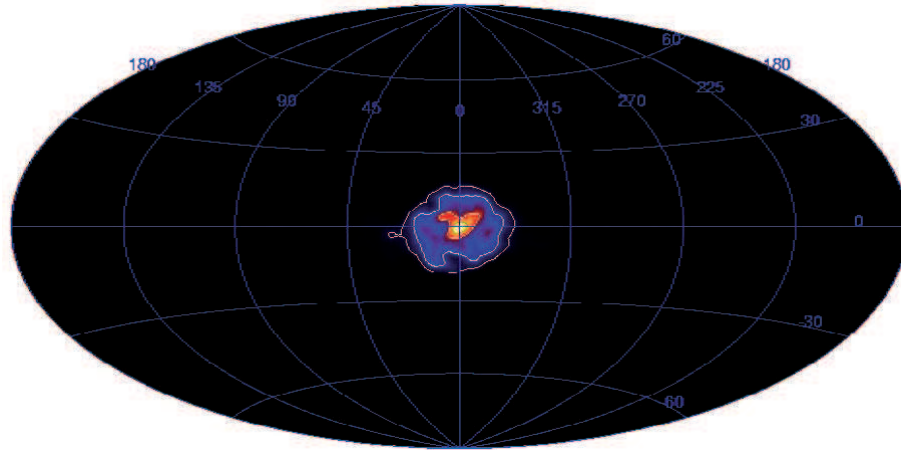


Fig. 4. Richardson-Lucy image of 511 keV gamma-ray line emission (iteration 17). Contour levels indicate intensity levels of 10^{-2} , 10^{-3} , and 10^{-4} $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ (from the centre outwards).

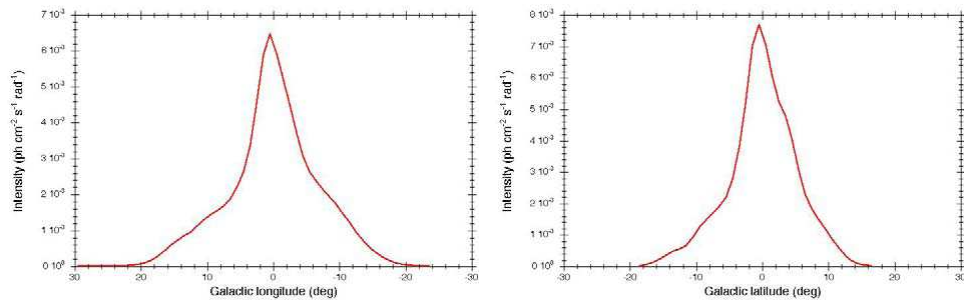


Fig. 5. Longitude and latitude profiles of the image shown in Fig. 4 (integration range $|l| \leq 30^\circ$, $|b| \leq 30^\circ$).

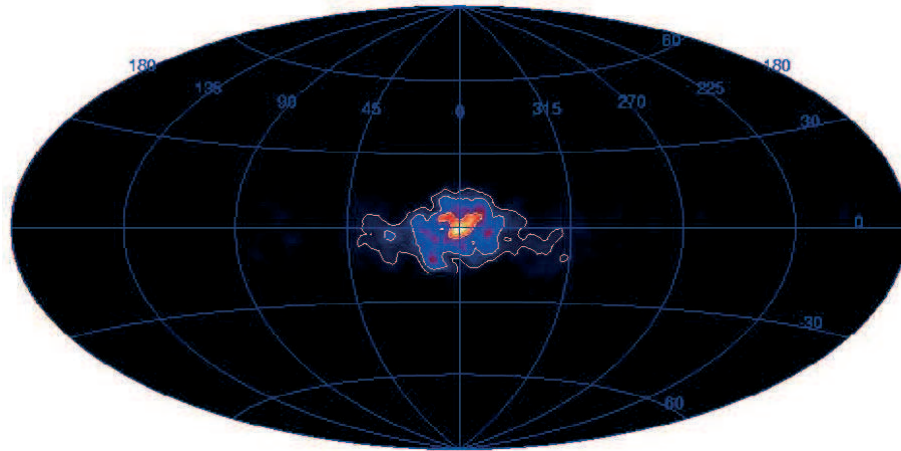


Fig. 6. Richardson-Lucy image after iteration 25. Contour levels are similar to Fig. 4.

deconvolution is a non-linear process which is easily affected by image noise and exposure biases.

4.2. Morphological characterisation

4.2.1. Method

To make a quantitative assessment of the morphology of the 511 keV line emission we use a maximum likelihood multi-component model fitting algorithm. Assuming Poisson noise for the measured number n_i of events in each of the N data-space bins, the algorithm maximises the log likelihood

$$\ln L = \sum_{i=1}^N n_i \ln e_i - e_i - \ln n_i! \quad (6)$$

where $e_i = \sum_k \alpha_k s_i^k + b_i(\boldsymbol{\beta})$ is the predicted number of (source plus background) counts in data space bin i , $s_i^k = \sum_{j=1}^M f_j^k R_{ij}$ is the sky intensity model f_j^k folded into the data space (R_{ij} being the instrumental response matrix), $b_i(\boldsymbol{\beta})$ is the background model (cf. Fig. 1), and α_k and $\boldsymbol{\beta}$ are scaling factors for the sky intensity and the background model, respectively, that are adjusted by the fit.

Detection significances (and parameter errors) are estimated using the maximum likelihood ratio test (Cash 1979). We calculate the maximum log likelihood-ratio $\text{MLR} = -2(\ln L_0 - \ln L_1)$ between two models (hypotheses), where for the first one we constrain a number p of the parameters to specific values (resulting in L_0) while for the second one all parameters are left free (resulting in L_1). In the case that L_1 provides a satisfactory fit of the data, MLR is then distributed like a χ_p^2 distribution with p degrees of freedom. Statistical parameter errors were estimated using the formalism of Strong (1985). Throughout this paper the error bars quoted are 1σ .

We call the maximum log likelihood-ratio (MLR) of a model the difference between the log likelihood obtained by fitting all model parameters and the log likelihood obtained by fitting only the background model to the data (i.e. for L_1 all parameters α_k and $\boldsymbol{\beta}$ vary freely while for L_0 all α_k are constrained to zero and only the $\boldsymbol{\beta}$ are allowed to vary). To compare models with different numbers of free parameters, we quote the reduced maximum log likelihood-ratio, $\text{RMLR} = \text{MLR} - \text{DOF}$, with DOF being the number of free parameters α_k of the sky intensity model.

4.2.2. 2d surface brightness distribution

As a first step we characterise the apparent morphology of the 511 keV line emission on the sky using a 2d angular Gaussian surface brightness distribution for which we determined the centroid, l_0 , b_0 , the longitude and latitude extent, Δl , Δb , and the 511 keV line flux. The results of this analysis are summarised in Table 1, the best fitting model intensity distribution is shown in Fig. 8.

The analysis confirms our earlier findings (Jean et al. 2003a; Knödlser et al. 2004; Weidenspointner et al. 2004) of a compact and symmetric 511 keV line emission distribution towards the galactic centre. The centroid of the

Table 1. Morphology of the emission assuming a 2d angular Gaussian surface brightness distribution.

Quantity	Measured value
RMLR (DOF)	462.2 (5)
l_0	$-0.6^\circ \pm 0.3^\circ$
b_0	$+0.1^\circ \pm 0.3^\circ$
Δl (<i>FWHM</i>)	$8.1^\circ \pm 0.9^\circ$
Δb (<i>FWHM</i>)	$7.2^\circ \pm 0.9^\circ$
511 keV flux (10^{-3} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$)	1.09 ± 0.04

emission appears slightly offset from the galactic centre direction, at the statistical 2σ level, but we do not claim that this offset is significant. From our earlier analyses we learned that the centroid can be shifted by this amount simply from the combined effect of statistical and systematic biases in the modelling of the instrumental background.

Within the statistical uncertainties, the emission appears fully symmetric, with an extension of $\sim 8^\circ$ (*FWHM*). Formally, we determine a marginal emission flattening of $\Delta b/\Delta l = 0.89 \pm 0.14$. The total 511 keV flux is $(1.09 \pm 0.04) \times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$, where the quoted error includes the uncertainty in the extent of the emission and the statistical and systematic measurement errors (cf. Sect. 2).

The RMLR of 462.2 that has been obtained using the ORBIT-DETE background model converts into a formal detection significance of 22σ . Using the DETE background model and including the systematic uncertainties results in a substantially higher detection significance of 34σ . Neglecting systematic uncertainties would even boost the detection significance towards 49σ .

4.2.3. Galactic models

To determine the galactic positron-electron annihilation rate requires modelling the spatial distribution of the positron-electron annihilation. The 511 keV photon luminosity L_{511} is related to the positron luminosity L_p through $L_{511} = (2 - 1.5f_p) \times L_p$ where f_p is the positronium (Ps) fraction, defined as the fraction of positrons that decay via positronium formation (Brown, & Leventhal 1987). Using $f_p = 0.93 \pm 0.04$ that has been determined from OSSE observations (Kinzer et al. 2001) results in a conversion from 511 keV photon luminosity to a positron-electron annihilation rate of $L_p = (1.64 \pm 0.06) \times L_{511}$.

We here compare models of bulge, disk, and halo components with the data. Based on galactic model density distributions $\rho(x, y, z)$ we calculate the expected all-sky 511 keV intensity $f(l, b)$ towards direction (l, b) by integrating the volume emissivity $\rho(x, y, z)$ along the line of sight s :

$$f(l, b) = \frac{1}{4\pi} \int \rho(x, y, z) ds \quad (7)$$

520

J. Knödlser et al.: The all-sky distribution of 511 keV electron-positron annihilation emission

Table 2. Galaxy model fitting results (see text). The columns give (1) the model, (2) the RMLR (obtained using the ORBIT-DETE background model) and the number of free model parameters (DOF), (3) the bulge scale length, (4) the bulge scale height, (5)–(8) the 511 keV photon luminosity of the model components, and (9)–(12) the total 4π integrated 511 keV line all-sky flux in each of the model components. The prime indicates model components for which the scaling parameters were adjusted by the fit. The figures in parenthesis quoted in Cols. (5)–(12) indicate 1σ uncertainties in the last digit.

Model	RMLR (DOF)	R_0 (kpc)	z_0 (kpc)	L_{511} (10^{43} ph s $^{-1}$)				511 keV line flux (10^{-3} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$)				
				bulge	disk	halo	total	bulge	disk	halo	total	
G0	447.5 (1)	0.91	0.51	1.04(3)			1.04(3)	1.22(4)				1.22(4)
G1	445.7 (1)			0.97(3)			0.97(3)	1.19(4)				1.19(4)
G2	450.8 (1)			0.98(3)			0.98(3)	1.18(3)				1.18(3)
G3	462.2 (1)			0.98(3)			0.98(3)	1.18(3)				1.18(3)
E1	441.8 (1)			0.99(4)			0.99(4)	1.19(4)				1.19(4)
E2	453.1 (1)			1.01(3)			1.01(3)	1.19(3)				1.19(3)
E3	464.9 (1)			1.00(3)			1.00(3)	1.17(3)				1.17(3)
S _F	459.0 (1)			0.96(3)			0.96(3)	1.19(3)				1.19(3)
E _F	459.0 (1)			0.93(2)			0.93(2)	1.19(3)				1.19(3)
P _F	456.5 (1)			0.94(3)			0.94(3)	1.16(3)				1.16(3)
S _{PR}	456.3 (1)			0.94(2)			0.94(2)	1.22(3)				1.22(3)
G0'	462.5 (3)	0.52(6)	0.45(5)	0.94(4)			0.94(4)	1.09(4)				1.09(4)
E0'	464.2 (3)	0.37(5)	0.42(7)	0.98(5)			0.98(5)	1.15(5)				1.15(5)
H'	468.4 (4)					1.6(3)	1.6(3)			2.2(4)		2.2(4)
Shells	469.0 (2)			0.97(3)			0.97(3)	1.13(3)				1.13(3)
E3+D0	466.3 (2)			0.95(3)	0.11(5)		1.05(4)	1.11(4)	0.4(2)			1.53(5)
G0'+D0	465.2 (4)	0.48(6)	0.46(6)	0.87(4)	0.15(5)		1.03(5)	1.01(5)	0.6(2)			1.61(7)
E0'+D0	466.2 (4)	0.34(4)	0.44(8)	0.92(5)	0.14(5)		1.06(5)	1.07(6)	0.5(2)			1.61(8)
H'+D0	468.2 (5)				0.09(8)	1.2(3)	1.3(3)		0.4(3)	1.6(5)		2.1(5)
Shells+D0	472.2 (3)			0.91(4)	0.15(5)		1.05(4)	1.05(4)	0.6(2)			1.62(6)
E3+D1	468.8 (2)			0.93(4)	0.23(8)		1.15(6)	1.09(5)	0.8(3)			1.90(9)
G0'+D1	468.6 (4)	0.47(6)	0.45(6)	0.84(5)	0.31(9)		1.15(6)	0.98(5)	1.1(3)			2.1(1)
E0'+D1	469.5 (4)	0.33(4)	0.42(8)	0.89(5)	0.29(9)		1.17(7)	1.03(6)	1.0(3)			2.1(1)
H'+D1	470.4 (5)				0.3(1)	1.2(3)	1.4(3)		0.9(4)	1.5(4)		2.4(5)
Shells+D1	474.9 (3)			0.88(4)	0.29(8)		1.17(6)	1.03(5)	1.0(3)			2.0(1)

(the galactic centre has been assumed to be at a distance of $R_\odot = 8.5$ kpc). Galactic 511 keV photon luminosities are calculated by integrating $\rho(x, y, z)$ over the galactic volume,

$$L_p = \int \rho(x, y, z) s^2 ds d\Omega \quad (8)$$

assuming an outer Galaxy radius of $R_{\max} = 15$ kpc.

Since the 511 keV line emission is primarily arising from the galactic centre region we fitted in a first step models of the galactic stellar bulge to the data. To account for uncertainties in our knowledge about the morphology of this component (which are related to our location in the galactic plane amid the obscuration by interstellar dust) we compared a variety of proposed bulge models to the data. The models were gathered from Dwek et al. (1995) and Freudenreich (1998), who modelled the distribution of K and M giant stars using DIRBE near-infrared skymaps, and from Picaud & Robin (2004) who analysed data from the DENIS near-infrared survey. There is an accumulating body of evidence that the stellar distribution in the bulge is bar-shaped, and except for models G0 and E0, all employed bulge

models have triaxial morphologies that differ in the orientation angles, the scale lengths, and the radial density profiles. Details of the models are given in Appendix A, the results of the analysis are summarised in Table 2, and best fitting 511 keV intensity distributions are shown in Fig. 8.

The best fitting bulge models are E3, G3, S_F, and E_F. Reasonably good fits are also obtained for P_F and S_{PR}, while only moderate fits are achieved for the remaining models. Our ranking is similar to that established from the analysis of the DIRBE and DENIS near-infrared data (Dwek et al. 1995; Freudenreich 1998; Picaud & Robin 2004). The best fitting bulge models fit the data as well as the adjusted 2d angular Gaussian surface brightness distribution. This means that models of the galactic stellar bulge are able to explain satisfactorily the morphology of the 511 keV bulge emission.

In a second step we fitted the 511 keV emission using parametric models of the galactic bulge and halo morphology in order to determine the scale of the emission. For the bulge models G0' and E0' we adjust the radial scale length (R_0) and

J. Knödlser et al.: The all-sky distribution of 511 keV electron-positron annihilation emission

521

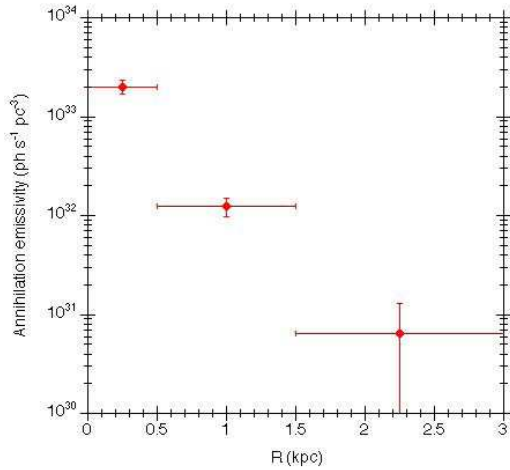


Fig. 7. Radial dependence of the 511 keV volume emissivity as derived from the bulge model “Shells”.

vertical scale height (z_0), while for the galactic halo model H' we determine the density slope powerlaw index (n), the inner cutoff radius (a_c), and the axis ratio (ϵ). In addition, we employed a model composed of a set of galactocentric nested shells of constant density (model “Shells”) to determine the radial density profile of the 511 keV emission. We varied the radii of the shells and the number of shells in order to maximise the MLR, whilst limiting the number of shells to the minimum required to satisfactorily describe the data.

The data suggest a symmetric bulge emission profile, with scale lengths between 300 and 600 pc. The RMLRs are comparable to the best fitting bulge models that we tested before. The data are equally well fitted by a model of the galactic halo, with a density powerlaw index of $n = 3.0 \pm 0.3$, an inner cutoff radius of $a_c = 0.39 \pm 0.08$ kpc, and a flattening of $\epsilon = 0.81 \pm 0.12$. Most studies of the stellar halo population suggest power indices between 2.4 and 3.5 and flattenings in the range 0.6 to 1.0, while the inner cutoff radius is basically undetermined (Robin et al. 2000, and references therein). Our values are compatible with those of the stellar halo population, but the large uncertainties in the stellar halo morphology do not allow firm conclusions to be drawn.

The nested shell model provides the best fit to the data thanks to its flexibility in adjusting the radial density profile of the emission. A satisfactory fit is achieved by using two shells with radii 0–0.5 and 0.5–1.5 kpc; splitting up these shells in a finer binning, moving the shell interface radius or adding more shells does not significantly improve the fit. In particular, we detect no significant 511 keV bulge emission from galactocentric distances ≥ 1.5 kpc. The radial dependence of the 511 keV volume emissivity is plotted in Fig. 7. For illustration we added the result of a third shell to the figure that covers radial distances of 1.5–3.0 kpc and for which the flux is consistent with zero. Our fit reveals a drop in the annihilation emissivity by one order of magnitude between the inner 0–0.5 kpc and the

Table 3. Summary of model fitting results. Fluxes are given as total 4π integrated all-sky values. Annihilation rates have been calculated assuming $f_p = 0.93$.

Quantity	Bulge	Halo	Disk
Flux (10^{-3} ph cm^{-2} s^{-1})	1.05 ± 0.06	1.6 ± 0.5	0.7 ± 0.4
L_{511} (10^{43} ph s^{-1})	0.90 ± 0.06	1.2 ± 0.3	0.2 ± 0.1
L_p (10^{43} s^{-1})	1.50 ± 0.10	2.0 ± 0.5	0.3 ± 0.2
Total flux (10^{-3} ph cm^{-2} s^{-1})	1.5–2.9		
Total L_{511} (10^{43} ph s^{-1})	1.0–1.7		
Total L_p (10^{43} s^{-1})	1.6–2.8		
B/D flux ratio	1–3		
B/D luminosity ratio	3–9		

outer 0.5–1.5 kpc shell, confirming the existence of a narrow core plus an extended halo of 511 keV emission that has already been suggested by the imaging analysis (cf. Sect. 4.1).

In a third step we added galactic disk components to the bulge and halo models. For the galactic disk we tested models of young (model D0) and old (model D1) stellar populations (Robin et al. 2003). With both models we find clear evidence for 511 keV line emission from the galactic disk. Adding disk models D0 and D1 to bulge or halo models consistently improves the fit leading to a detection of the disk emission at the 3–4 σ level³. Formally, D1 provides a better fit than D0, but the difference is marginal. The signal from the disk is still too faint in our present dataset to deduce anything about its morphology.

The flux, luminosity and annihilation rate in the bulge, halo and disk components are summarised in Table 3. Recall that the bulge and halo components are alternatives and their contribution should not be added to derive the total galactic values. Either component provides an almost equally good fit to the data. Due to their degeneracy fitting both simultaneously is not meaningful.

The halo model leads to a considerably larger flux, luminosity and annihilation rate than the bulge model due to the presence of a flat and extended tail in this distribution (cf. Fig. 8). Currently, our data do not allow to detect this tail, and thus, they do not allow to discriminate between bulge and halo models. Future deep observations at intermediate galactic latitudes that are scheduled for the INTEGRAL AO-3 observing period aim in measuring this emission tail, promising to provide constraints that will allow in the future to disentangle between the different emission morphologies.

The data suggest bulge-to-disk 511 keV flux ratios in the range 1–3, where the lower boundary is obtained for the short scale-length old stellar disk model D1 which suggests larger disk flux values than the young stellar disk model D0. Halo-to-disk 511 keV flux ratios are even larger, in the range 2–4,

³ Using the quoted RMLRs, the formal significance of the disk emission amounts only to 2–3 σ . However, the tabulated RMLRs have been obtained using the ORBIT-DETE background model which is less sensitive to 511 keV line emission than the DETE model. Using the procedure outlined in Sect. 3 we reduce the flux uncertainties and increase the detection significance to 3–4 σ .

522

J. Knödlser et al.: The all-sky distribution of 511 keV electron-positron annihilation emission

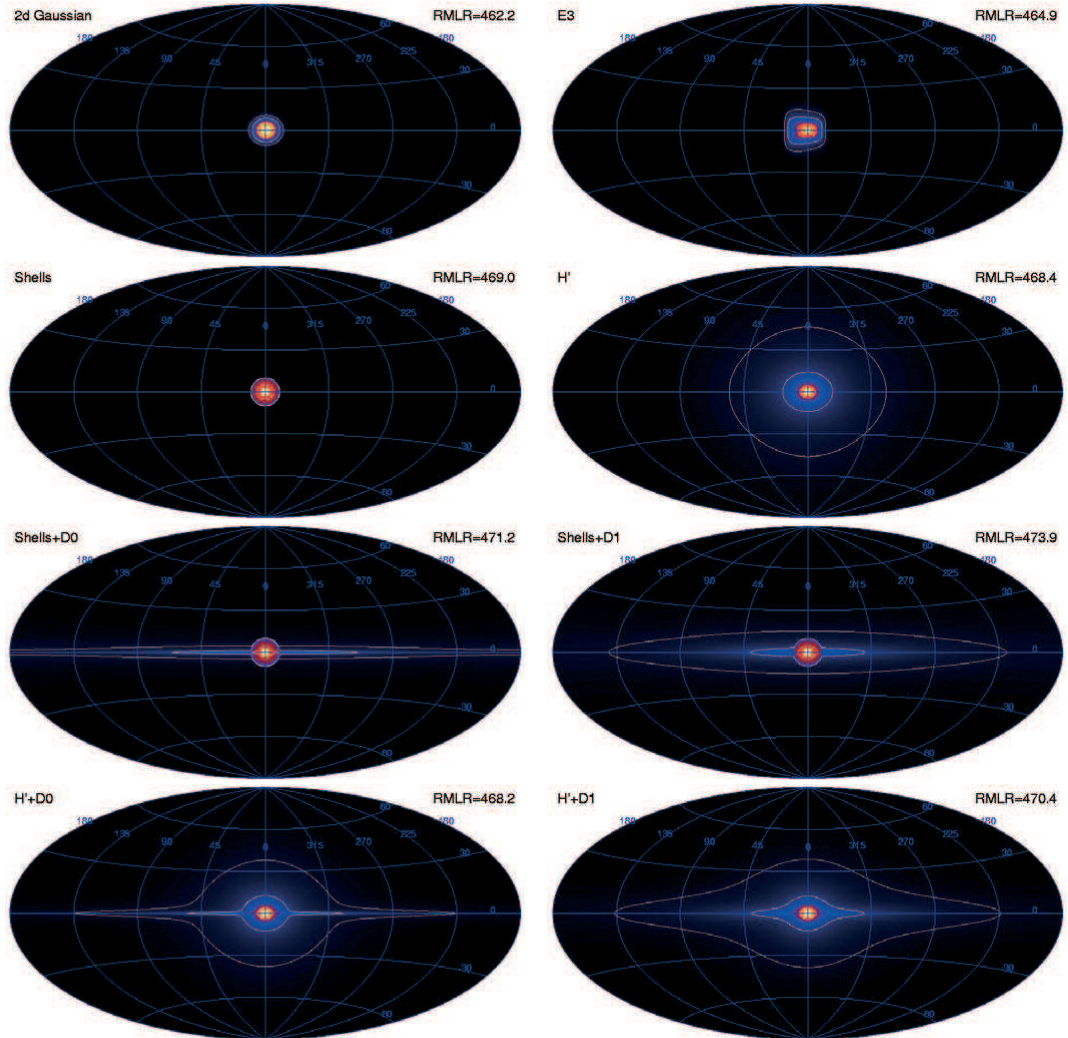


Fig. 8. All-sky maps of the best fitting models of 511 keV gamma-ray line emission (see text for a description of the models). Contour levels indicate intensity levels (from the centre outwards) of 10^{-2} , 10^{-3} , and 10^{-4} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ sr $^{-1}$. The resulting RMLRs of the model fits are quoted in the upper-right corner of the panels.

owing to the larger flux in the halo component. The large uncertainty in these ratios arises from the low intensity of the galactic disk component, which for the analysed dataset is just above the SPI detection limit.

We also note that the bulge-to-disk 511 keV photon luminosity ratio is much higher than the bulge-to-disk flux ratio and lies in the range 3–9. This difference is explained by the fact that the average squared distance $\bar{s}^2 = \int \rho(s)s^2 ds d\Omega / \int \rho(s) ds d\Omega$, which defines the distance at which a source of luminosity L_p produces the observed 511 keV line flux, is smaller for the galactic disk than for the galactic bulge.

In other words, to produce the same 511 keV flux at Earth, the intrinsic luminosity of the bulge has to be larger than that of the disk⁴. It is therefore important to quote explicitly the quantity for which we discuss the bulge-to-disk ratio. The same rational also holds for the halo-to-disk 511 keV photon luminosity

⁴ The difference between bulge-to-disk flux and luminosity ratio is only important for our home Galaxy and is related to the fact that the Sun is located within the galactic radius. For external galaxies this difference disappears since their bulge and disk appear at the same distance to us.

J. Knödlser et al.: The all-sky distribution of 511 keV electron-positron annihilation emission

523

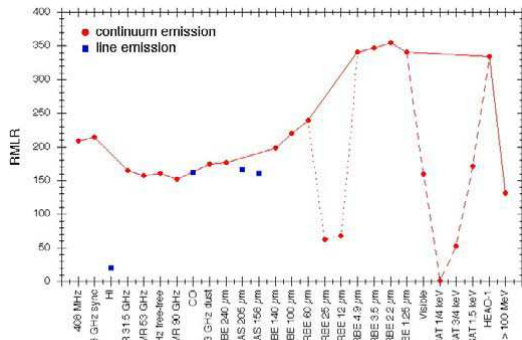


Fig. 9. Reduced maximum log likelihood-ratio (RMLR) as function of the tracer map, ordered by increasing photon energy (or decreasing wavelength). The dotted line illustrates the impact of zodiacal light contamination in the DIRBE 12 μm and 25 μm skymaps, the dashed line indicates maps that are heavily affected by galactic absorption.

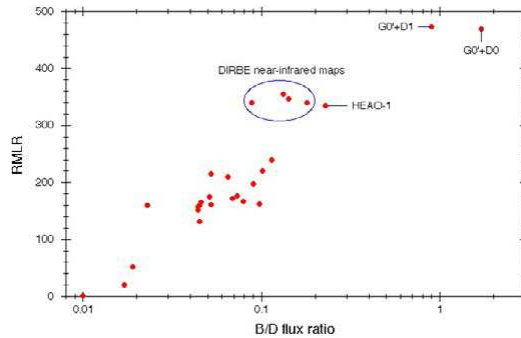


Fig. 10. Reduced maximum log likelihood-ratio (RMLR) as function of the bulge-to-disk flux ratio of the tracer map. The results for the parametric bulge+disk models are also shown.

ratio, which is larger than the corresponding flux ratio, and which is comprised between 4–13.

4.3. Correlation with tracer maps

To gain insight into the nature of the galactic positron sources, we searched for correlations between the 511 keV line emission morphology and all-sky intensity distributions observed at other wavelengths. This work was inspired by a similar study that Knödlser et al. (1999b) performed to understand the morphology of the 1.8 MeV gamma-ray line emission (arising from radioactive decay of ^{26}Al) observed by the COMPTEL telescope aboard CGRO. Through their analysis, the authors could establish a tight correlation between the morphology of galactic microwave free-free emission and that of 1.8 MeV line emission, hinting towards a massive star origin of ^{26}Al . The tracer maps used for the comparison are those listed in Knödlser et al. (1999b). For a detailed description of the maps the reader is referred to that work.

Figure 9 summarises the result of the correlation study for our 511 keV dataset, where we show the RMLR as a function of the tracer map (ordered by increasing photon energy or decreasing wavelength). None of the tracer maps is consistent with the data. The maximum RMLR that is reached (353.7 for the DIRBE 2.2 μm map) is more than 100 units smaller than the values obtained for the parametric models of the previous sections. Apparently, the 511 keV emission morphology is unique and cannot be represented by any known celestial intensity distribution.

Nevertheless, Fig. 9 shows a clear trend, where the data favour maps in the near-infrared domain (DIRBE 1.25 μm –4.9 μm) and the hard X-ray band (HEAO-1) over maps observed at longer wavelengths. In particular, the worst fits are obtained in the microwave and far-infrared domain where the skymaps trace the young stellar population, either through their ionising radiation (DMR maps at $\nu \gtrsim 53$ GHz),

or through their related molecular gas (CO) and cold dust emission (DIRBE 100 μm –240 μm). From this it is clear that the bulk of the 511 keV emission is not related to the young massive stellar population of the Galaxy.

On the contrary, all best fitting tracers maps show the characteristic features of an old stellar population: a strong bulge component combined with a short scale radius disk component. Apparently, the 511 keV data tend to favour such morphologies. This is illustrated in Fig. 10 where we plot the RMLR as function of the bulge-to-disk flux ratio of the tracer map, defined as the flux contained within a circular region of 6° in radius around the galactic centre, divided by the flux within galactic latitudes $b = \pm 20^\circ$ outside the circular bulge region (note that the precise B/D value depends of course on the exact definitions chosen for the two regions, but our purpose here is to illustrate a trend). Clearly, there is a strong correlation between the B/D flux ratio and the RMLR, in the sense that the larger the B/D flux ratio, the larger the RMLR. In particular, the DIRBE near-infrared maps and the HEAO-1 map show the largest B/D flux ratios of all tracer maps (~ 0.2). Thus, finding a population of objects which show a large B/D ratio could provide the key for finding the galactic source of positrons.

4.4. Point-source search

The modest angular resolution of SPI of about 3° (Vedrenne et al. 2003) makes it difficult to distinguish between point source, point-like, and small-scale diffuse emission. So in principle we cannot exclude the possibility that the 511 keV gamma-ray line emission that is seen towards the galactic bulge region is made of a limited number of point sources that blend to simulate diffuse emission. In due course the question of any point source contribution to the flux will be best addressed using data from the imager IBIS on INTEGRAL, which is relatively insensitive to diffuse emission, in conjunction with that from SPI. Such work is underway and will be reported on separately. We here limit ourselves to the constraints which can be placed from SPI data alone on such a contribution.

We have therefore used the SPIROS algorithm (Skinner & Connell 2003) to search our dataset for the positions and fluxes of point sources that are compatible with our data. SPIROS searches for the most probable position for a point source and fits a source at that position before repeating iteratively the search using the residuals after sources already found are taken into account. At each iteration the positions and fluxes of all sources that have been found are optimised by maximising a goodness of fit parameter (the χ^2 statistic was used here).

If the 511 keV emission is intrinsically diffuse then application of this algorithm will lead to sources being placed at selected positions (regions of high flux and local noise peaks) until a distribution of emission is found that is consistent (given limited statistics) with the data. Such a description is unlikely, however, to be unique and if most or all of the flux is from diffuse emission then the particular source positions found will have no astrophysical significance. We therefore do not present here the detailed results of this blind source search and we restrict ourselves to discussion of the general conclusions which can be drawn from the analysis.

For models with 7 point sources based on the SPIROS solution after iteration 7 we obtain RMLR = 462.5, slightly inferior to our best fitting diffuse models. Subsequent iterations suggest point sources at the edge of the exposed regions which are obviously spurious. Only after iteration 13 is another point source found in the galactic bulge region. Fitting this source together with the 7 sources found earlier leads to RMLR = 471.9, comparable to the best fitting diffuse models. The total flux attributed to the 8 point sources is 1.1×10^{-3} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$, comparable with the values obtained for the bulge component using our best fitting diffuse models (cf. Table 2). We therefore simply conclude that at least 8 point sources would be needed to satisfactorily describe the SPI data⁵.

In addition to the blind search for point sources, we also looked for evidence of 511 keV gamma-ray line emission from a list of potential candidate objects. Our list comprises compact objects, pulsars, supernova remnants, star forming regions, globular clusters, nearby (active) galaxies, and galaxy clusters. Depending on the expected source extent, we searched for either point source emission or extended emission, modelled by a 2d angular Gaussian surface brightness distribution for which we specify the centroid and the *FWHM* extension.

The results of the analysis are summarised in Table 4. None of the sources we searched for showed a significant 511 keV flux, hence we only quote (3σ) upper limits in Table 4. Since the emission of the Galaxy may interfere with the emission from the specific sources (due to the large field of view of the SPI instrument), we also included models for the diffuse galactic 511 keV emission for the source search. We have used combinations Shells+D0, Shells+D1, H'+D0 and H'+D1 to cover the range of plausible best fitting diffuse models (cf. Fig. 8) and quote always the most conservative flux limit. The (less sensitive) ORBIT-DETE background model has been used to ensure that systematic uncertainties are negligible.

⁵ Given the angular resolution of SPI, compact sources with an extent $\sim 1^\circ$ – 2° would be considered as point sources in this context.

5. Discussion

5.1. Comparison with earlier measurements

Observations of the 511 keV line emission have been made by a large number of balloon and satellite borne telescopes, yet only a few of them provided constraining information on the emission morphology. The OSSE instrument that flew during 1991–2000 on-board CGRO accumulated so far the largest database for studying the 511 keV line intensity distribution. The observations of the Gamma-Ray Spectrometer on-board the Solar Maximum Mission (SMM) (1980–1988) and of the Transient Gamma-Ray Spectrometer (TGRS) on-board the WIND mission (1995–1997) have also been used to estimate the overall 511 keV line flux and maximum emission size (Purcell et al. 1994; Kinzer et al. 1996; Tueller et al. 1996; Cheng et al. 1997; Purcell et al. 1997; Harris et al. 1998; Milne et al. 2000; Kinzer et al. 2001).

The picture that emerged prior to the INTEGRAL launch was the following. From the general trend that instruments with larger fields-of-view show larger fluxes it was inferred that the 511 keV emission is extended. OSSE observations strongly exclude a single point-source located at the GC (Purcell et al. 1994). The OSSE observations suggest at least two emission components, one being a spheroidal bulge and the other being a galactic disk component. A third component, named the Positive Latitude Enhancement (PLE), situated about 9° – 12° above the GC has been reported (Cheng et al. 1997; Purcell et al. 1997), but the morphology and intensity of this component was in fact only poorly determined by the data (Milne et al. 2000).

The emission, which showed no significant offset from the GC, was well fitted by either a model comprising a narrow (5 – 6° *FWHM*) Gaussian bulge plus $\sim 35^\circ$ *FWHM* Gaussian and CO-like disk components, or by a centre-truncated $R^{1/4}$ spheroid plus exponential disk model (Purcell et al. 1997; Milne et al. 2000; Kinzer et al. 2001). The total 511 keV gamma-ray line flux was estimated to be $(1$ – $3) \times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$. The distribution of flux between the bulge and disk components was only weakly constrained by the observations, and depended sensitively on the assumed bulge shape. In particular, estimates for the bulge-to-disk (B/D) flux ratio varied from 0.2–3.3 depending upon whether the bulge component features a halo (which leads to a large B/D ratio) or not (Milne et al. 2000).

Our analysis basically confirms the pre-INTEGRAL observations (cf. Table 5). One difference is that the bulge appears slightly larger in our analysis when compared to the OSSE result. We note that OSSE performed differential measurements using its $4^\circ \times 11^\circ$ collimator which may bias the results towards small values (Kinzer et al. 2001), but in any case, the discrepancy is not very significant and is not surprising in view of possible systematic uncertainties.

Another difference with respect to OSSE is that we find no evidence for a feature resembling the PLE. Fitting a model of the PLE (2d Gaussian of 5° *FWHM* located at $l = -2^\circ$ and $b = 8^\circ$) on top of the bulge results in a 3σ upper flux limit of 1.5×10^{-4} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ for the PLE. The OSSE team has gradually

Table 4. 511 keV narrow line 3σ upper flux limits for selected potential positron sources.

Source name	l (deg)	b (deg)	$FWHM$ (deg)	3σ flux limit (10^{-4} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$)	Type of object
Sgr A*	0.00°	+0.00°	–	<1.0	BHC
GRS 1758-258	4.51°	–1.36°	–	<0.7	μ QSO
Cyg X-1	71.33°	+3.07°	–	<1.0	BHC
LS I+61°303	135.68°	+1.09°	–	<3.3	μ QSO
1E 1740.7-2942	359.15°	–0.12°	–	<0.9	μ QSO
Vela X-1	263.06°	+3.93°	–	<1.1	HMXB
GX 5-1	5.08°	–1.02°	–	<0.7	LMXB
GRS 1915+105	45.37°	–0.22°	–	<1.0	LMXB
A 0620-00	209.96°	–6.54°	–	<3.8	LMXB
Nova Muscae	295.30°	–7.07°	–	<2.0	LMXB
Cir X-1	322.12°	+0.04°	–	<1.1	LMXB
Cen X-4	332.24°	+23.89°	–	<1.7	LMXB
GX 349+2	349.10°	+2.75°	–	<0.8	LMXB
Sco X-1	359.09°	+23.78°	–	<1.5	LMXB
Crab	184.56°	–5.78°	–	<1.3	Pulsar
Geminga	195.13°	+4.27°	–	<2.2	Pulsar
PSR J0737-3039	245.24°	–4.50°	–	<3.0	Pulsar
Kepler	4.52°	+6.82°	–	<0.7	SNR
Cas A	111.73°	–2.13°	–	<1.9	SNR
Tycho	120.07°	+1.44°	–	<2.0	SNR
SN 1987A	279.70°	–31.94°	–	<1.0	SNR
SN 1006	327.58°	+14.59°	–	<1.3	SNR
Lupus Loop	329.80°	+16.00°	–	<1.3	SNR
Cygnus	79°	0°	5°	<1.8	Star forming region (^{26}Al source)
Vela	265°	0°	5°	<2.6	Star forming region (^{26}Al source)
Carina	286.5°	+0.5°	–	<2.2	Star forming region (^{26}Al source)
M 22	9.89°	–7.55°	–	<0.8	Globular Cluster
Palomar 13	87.10°	–42.70°	–	<7.0	Globular Cluster
ω Cen	309.10°	+14.97°	–	<1.7	Globular Cluster
NGC 6397	338.16°	–11.96°	–	<1.2	Globular Cluster
M 4	350.97°	+15.97°	–	<1.1	Globular Cluster
Sgr dwarf	5.61°	–14.10°	8°	<1.7	Dwarf Galaxy
M31	121.17°	–21.57°	3°	<11.8	Galaxy
LMC	280.47°	–32.89°	10.8°	<4.7	Irregular Galaxy
QSO B2251-179	46.20°	–61.33°	–	<2.9	QSO
3C 273	289.95°	+64.36°	–	<1.2	QSO
3C 279	305.10°	+57.06°	–	<1.3	Blazar
Cen A	309.52°	+19.42°	–	<1.7	Radio Galaxy
Coma cluster	58.08°	+87.96°	4°	<2.0	Galaxy Cluster
Perseus cluster	150.58°	–13.26°	4°	<4.5	Galaxy Cluster
Virgo cluster	281.63°	+75.18°	12°	<2.5	Galaxy Cluster

reduced their estimates of the flux and significance attributed to this emission feature from 5×10^{-4} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ (Purcell et al. 1997) down to an upper limit of 1×10^{-4} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ (Milne et al. 2001). Recently it has been suggested that data analysis problems linked with variable continuum emission

may account for the reported PLE (Milne 2004), so perhaps our non-detection of a PLE feature is not surprising.

Until now, there have been very few published upper limits on 511 keV gamma-ray line emission from point sources which take account of diffuse emission. Examples are the 3σ limits

Table 5. Comparison of SPI results with OSSE measurements. The bulge parameters l_0 , b_0 , Δl , and Δb of OSSE were taken from Kinzer et al. (2001).

Quantity	SPI	OSSE
l_0	$-0.6^\circ \pm 0.3^\circ$	$-0.25^\circ \pm 0.25^\circ$
b_0	$+0.1^\circ \pm 0.3^\circ$	$-0.3^\circ \pm 0.2^\circ$
Δl (FWHM)	$8.1^\circ \pm 0.9^\circ$	$6.3^\circ \pm 1.5^\circ$
Δb (FWHM)	$7.2^\circ \pm 0.9^\circ$	$4.9^\circ \pm 0.7^\circ$
Flux (10^{-3} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$)	1.5–2.9	1–3
B/D flux ratio	1–3	0.2–3.3

of 1.6×10^{-4} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ for 1E 1740.7-2942 (Purcell et al. 1994) and $\sim 1.4 \times 10^{-4}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ for inner Galaxy sources (Milne et al. 2001). Our upper limits, summarised in Table 4, are somewhat more stringent.

Finally, we want to mention that the method of analysis used in this work assumes that the 511 keV line emission is not time variable. From our analysis of SPI data alone we have no indications for time variability. Furthermore, OSSE and TGRS measurements revealed no significant time variability (Purcell et al. 1997; Harris et al. 1998) and in addition, our 511 keV line flux measurements are consistent with those of OSSE and TGRS. Thus we believe that our assumption of non-variable 511 keV line emission is reasonable. We have, however, not yet performed a thorough analysis on all relevant timescales.

5.2. General considerations

The most distinctive morphological feature of the 511 keV emission is the large B/D luminosity ratio of 3–9. Unless there is a mechanism that strongly suppresses positron annihilation in the galactic disk, or that somehow transports positrons from the disk into the galactic bulge or halo where they annihilate, the positron source population we are seeking for should also exhibit such a high B/D ratio.

The B/D luminosity ratio of 3–9 is considerably larger than the B/D mass ratio of 0.3–1.0 of our Galaxy (e.g. Caldwell & Ostriker 1981; Freudenreich 1998; Bissantz & Gerhard 2002; Robin et al. 2003). The uncertainty in the galactic B/D mass ratio is partly due to differences in the modelling of the disk component, where disk profiles exhibiting a central hole or depletion lead to B/D ratios at the high end, while double exponential profiles without hole favour B/D ratios at the low end. Since we employed in our analysis disk models with central holes from Robin et al. (2003), we should for consistency compare our 511 keV B/D luminosity ratio to their (large) B/D ratio of $\sim 1^6$. But even with such large B/D mass ratios, the source population we are seeking for should still be at least 3 times more abundant in the bulge than in the disk of the Galaxy. We therefore conclude that the primary positron source of the Galaxy is

⁶ We note that, independently, large B/D ratios are also favoured by microlensing surveys towards the galactic bulge region (Binney & Evans 2001).

clearly associated with the galactic bulge. It therefore should belong to the old stellar population.

Furthermore, the fact that the 511 keV emission matches well the morphology of the stellar bulge suggests that positron diffusion probably plays only a minor role. Were positron diffusion to be important we would expect to find substantial 511 keV emission in gas-rich regions adjacent to the rather gas-poor galactic bulge, such as the molecular ring structure at galactocentric distances of ~ 4 kpc. However, we do not find any evidence for 511 keV emission correlated with this structure. We therefore conclude that positron diffusion is negligible at galactic scales (i.e. kpc scales).

5.3. Constraints on the disk source

One certain source of positrons in the disk of the Galaxy is the radioisotope ^{26}Al . It decays with a lifetime of $\tau \sim 10^6$ yr with emission of a 1809 keV gamma-ray photon; $\sim 85\%$ of the decays are also accompanied by the emission of a positron. The galactic distribution of ^{26}Al is well known thanks to observations of the COMPTEL telescope aboard CGRO, and follows that of the young stellar population. Thus, under the assumption that the positrons annihilate close to their production site, 511 keV line emission along the galactic plane is expected, showing the morphological characteristics of a young stellar population.

The expected 511 keV line flux F_{511} due to ^{26}Al decay is related to the 1809 keV line flux F_{1809} through $F_{511} = 0.85 \times (2 - 1.5 f_p) \times F_{1809}$. Using the COMPTEL measurement of the 1809 keV flux along the galactic plane, $F_{1809} = 9 \times 10^{-4}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ (cf. Table 4.3 in Knödlser 1997), and assuming $f_p = 0.93$ leads to an expected 511 keV line flux of $F_{511} = 5 \times 10^{-4}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$.

Fitting our model of the young stellar population (model D0), together with bulge models to the data suggests a disk flux in the range $(4-6) \times 10^{-4}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$. To explore the sensitivity of the disk flux on the assumed disk model we also paired the shell model with tracers of 1809 keV line emission, such as the DMR free-free and the DIRBE 240 μm emission maps (Knödlser et al. 1999b). This resulted in slightly larger (and more significant) disk fluxes of $(8.3 \pm 2.3) \times 10^{-4}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$. Comparing these values to what we expect from ^{26}Al suggests that 60–100% of the galactic plane emission may be attributed to β^+ -decay of ^{26}Al .

If this contribution is subtracted a 511 keV disk flux of at most $\sim 3 \times 10^{-4}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ remains to be explained by other positron sources. A possible candidate is the radioisotope ^{44}Ti whose daughter isotope ^{44}Sc decays via β^+ -decay into stable ^{44}Ca ($\tau \sim 87$ yr). In contrast to ^{26}Al there is no firm measurement of the present day galactic ^{44}Ti mass (nor of its spatial distribution), but simple chemical evolution arguments lead to the expectation that about $4 \times 10^{-6} M_\odot$ of ^{44}Ti are produced per year (Leising & Share 1994). Under the assumption that all positrons escape the production site this yield translates into an annihilation rate of 3×10^{42} s $^{-1}$. Assuming further that ^{44}Ti is distributed following model D0, a 511 keV disk flux of $\sim 8 \times 10^{-4}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ is expected. In view of the approximate

estimation and in particular in view of the uncertainty about the spatial distribution this value seems in reasonable agreement with the remaining 511 keV flux of $\sim 3 \times 10^{-4}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$.

It is intriguing that the galactic disk flux could be entirely explained by the radioactive decay of ^{26}Al and ^{44}Ti . This would suggest that once the ^{26}Al and ^{44}Ti contributions have been subtracted only the bright bulge component of 511 keV emission remains, which would then demand a specific source population that is only confined to the inner Galaxy. However, we cannot immediately draw this conclusion. Fitting an old stellar population disk model, with larger scale height and smaller radial scale than the young one, increases the estimate of the disk flux by about a factor of two, leaving room for a weak disk component not associated with ^{26}Al or ^{44}Ti . This would suggest lower limits on the B/D flux (luminosity) ratio of ≥ 2 (≥ 6) for the source population that gives rise to the galactic bulge emission.

5.4. Constraints on the bulge source

5.4.1. Massive stars, core collapse supernovae, pulsars

The bulge dominance of the 511 keV emission immediately excludes scenarios in which the bulk of galactic positron production is related to massive stars. Such scenarios include the production of β^+ -decay radioisotopes produced by Wolf-Rayet stars and all types of core collapse supernovae (including hypernovae) and the pair production in the strong magnetic fields of pulsars. Massive stars may well explain the faint disk component of 511 keV emission via the radioactive decay of ^{26}Al and ^{44}Ti (cf. Sect. 5.3). They cannot, however, explain the majority of the emission, which would in that case resemble the 1809 keV line emission.

5.4.2. Hypernovae

Cassé et al. (2004) proposed that a recent hypernova at the galactic centre could be responsible for the observed positron emission, but there is no observational evidence that such an explosion indeed took place. Hypernovae are believed to be related to Wolf-Rayet stars, which are distributed in the galactic disk following the spiral arm pattern, hence it would be much more likely to find a recent hypernova at an arbitrary position along the galactic plane (or at the tangent points of the spiral arms) rather than at the position of the galactic centre. And even in the rare event of a hypernova exploding right at the galactic centre, it would be difficult to explain why the resulting 511 keV annihilation radiation (arising from the β^+ -decay of freshly synthesised ^{56}Co) should reflect the stellar morphology of the galactic bulge. We therefore conclude that it is unlikely that galactic centre hypernovae are the source of the bulge positrons.

5.4.3. Cosmic-ray interactions

Interactions of cosmic-ray particles with the ambient interstellar medium may produce positrons, primarily via

the $N + p \rightarrow \pi^+ \rightarrow e^+$ reaction channel (N stands for nucleus). The effect of the cosmic-ray interaction is best seen in the GeV gamma-ray domain, and has been comprehensively mapped by the EGRET satellite aboard CGRO. The EGRET all-sky map shows dominant emission from the galactic plane, which follows a linear combination of various gas and dust tracers in the galaxy. Thus cosmic-ray interactions should also lead to disk dominated 511 keV emission, which is at odds with our observations.

5.4.4. X-ray binaries

Positron production in X-ray binaries may occur either as a result of $\gamma\gamma$ pair production in the luminous compact region around the compact object or due to nuclear interactions that may form excited nuclei that subsequently decay through the emission of positrons. Galactic black holes and microquasars, where the positrons are ejected in a relativistic jet with Lorentz factors of a few (Dermer & Murphy 2001), are the two leading candidates.

X-ray binaries are separated into two classes, depending on whether the donor is a high-mass star (HMXB) or a low-mass star (LMXB). The two classes show clearly different spatial distributions (Grimm et al. 2002). HMXB are associated with the young stellar population and are primarily found in the galactic disk. Consequently they can immediately be excluded as the source of the bulge positrons. LMXB, in contrast, are strongly concentrated towards the galactic bulge, and are more promising source candidates. Among the 150 LMXBs listed in the catalogue of Liu et al. (2001), more than 50% are observed towards the galactic bulge. Correcting for completeness, Grimm et al. (2002) find a B/D ratio of ~ 0.9 and a vertical scale height of 410 pc for the LMXB distribution.

Formally, the LMXB B/D ratio is considerably below the value required by our 511 keV data, yet the large vertical scale height of LMXB could lead to a scenario where a substantial fraction of positrons from disk LMXB may escape into the galactic halo. This scenario works as follows. Since the scale height of LMXB (410 pc) considerably exceeds the scale height of the dense interstellar gas layer of our Galaxy (~ 100 pc), positrons from disk LMXB are ejected into rather low-density regions, typically a factor of 10–100 less dense than regions found near the galactic plane (Ferrière 1998). Before positrons can annihilate they have to slow down considerably, mostly through Coulomb interactions, with a characteristic timescale of $\tau_{\text{SD}} \sim 10^5 n^{-1}$ yr, n being the ISM density in units of cm $^{-3}$ (Forman et al. 1986). Consequently, positrons live 10–100 times longer at large scale heights than near the galactic plane, allowing for substantial diffusion before annihilation takes place. The typical diffusion length depends much on the magnetic field configuration and the amount of ISM turbulence at large scale heights, but qualitatively it seems plausible that a considerable fraction of the disk positrons may annihilate in the galactic halo.

The resulting broad diffuse component of 511 keV emission would be difficult to detect with SPI. In particular, the present dataset, for which good exposure is restricted to a

band $b \lesssim \pm 15^\circ$ along the galactic plane (cf. Fig. 1), makes it virtually impossible to measure a disk component with a broad-latitude distribution of 511 keV emission. Therefore it would be sufficient that $\sim 2/3$ of the positrons produced by disk LMXB escape into the galactic halo to reconcile the LMXB distribution with a B/D ratio of 3. If we require a more extreme B/D ratio of 6, as expected after subtraction of the ^{26}Al component from the disk (cf. Sect. 5.3), a positron escape fraction of $\sim 80\%$ would be needed for disk LMXB. It remains to be seen whether such large escape fractions are feasible.

An alternative way to test the LMXB scenario is to search for 511 keV line emission from individual bright and/or nearby objects. So far no emission is seen towards the interesting candidates Sco X-1 (the brightest LMXB) and Cen X-4 and A0620-00 (probably the most nearby LMXB at ~ 1.2 kpc), but we plan for deep observations of these objects in the near future to search for their annihilation signatures. The detection of positron annihilation signatures from nearby objects could however be hampered by (even modest) positron diffusion away from the sources, which would lead to extended 511 keV emission halos around the objects. So even for the modest angular resolution of SPI of $\sim 3^\circ$ nearby individual LMXB could appear as extended sources, and their low surface brightness could make their detection more difficult.

5.4.5. Classical novae

Among all proposed positron candidate sources, classical novae, i.e. thermonuclear runaways on white dwarfs in accreting binary systems, are the sources for which the largest B/D ratios of $\sim 3-4$ have been suggested (Della Valle & Duerbeck 1993; Della Valle & Livio 1994a). Interstellar extinction, in particular towards the galactic bulge region, makes it virtually impossible to derive their spatial distribution in the Milky Way directly, but novae are readily observed in nearby external galaxies which may serve as templates (e.g. Shafter et al. 2000). Due to its proximity and due to its similarity to the Milky Way, M31 is the primary source of information, and modern investigations indicate that novae reside primarily in the bulge region of M31 (Ciardullo et al. 1987; Capaccioli et al. 1989). Although it had been suggested that selection effects may have “faked” such a finding (Hatano et al. 1997) the recent study of Shafter & Irby (2001) demonstrates that such biases, if they exist, must be small.

Novae produce positrons via the β^+ -decay of radioactive isotopes synthesised during the thermonuclear runaway, mainly of ^{13}N , ^{18}F , and ^{22}Na (lifetimes $\tau = 14$ min, 2.6 h, and 3.75 yr, respectively). ^{22}Na yields of $6 \times 10^{-9} M_\odot$, as suggested by theoretical nucleosynthesis calculations for ONe novae (Hernanz et al. 2002), would require nova rates of $\sim 1600 \text{ yr}^{-1}$ to maintain positron production and annihilation in an equilibrium state, a rate which is considerably above estimates of $35 \pm 11 \text{ yr}^{-1}$ for all types of novae in the entire Galaxy (Shafter 1997). ^{13}N yields of $2 \times 10^{-7} M_\odot$ for low-mass CO novae are more promising (Hernanz et al. 2002) since they would require nova rates of only 26 yr^{-1} if all positrons could indeed escape from the nova

envelope into the ISM. However, with a ^{13}N lifetime of 14 min it seems unlikely that this would be possible.

It is probable that large fractions of the ^{13}N positrons annihilate within the dense nova envelope, leading to prompt annihilation that could give rise to transient annihilation signatures (Leising & Clayton 1987; Gómez-Gomar et al. 1998). This signature has been sought using various gamma-ray telescopes, but has so far eluded detection (see Hernanz & José 2004, and references therein). Detection of the transient signature may help to shed light on the positron escape fraction, and could show whether novae contribute to the galactic bulge positron budget or not.

5.4.6. Thermonuclear supernovae

In view of their potential to produce large numbers of positrons, thermonuclear Type Ia supernovae (SN Ia) are often considered as the most plausible source of positrons in the Milky Way (Dermer & Murphy 2001). SN Ia produce positrons via the β^+ -decay of radioactive ^{56}Co ($\tau = 111$ days). Expected ^{56}Co yields of $\sim 0.6 M_\odot$ provide $\sim 2.5 \times 10^{54}$ positrons per event, although, as with novae, prompt annihilation in the supernova envelope probably prevents large fractions of the positrons from escaping into the ISM. From the analysis of late light curves of SN Ia Milne et al. (1999) derive a mean escaped positron yield of $\sim 8 \times 10^{52}$ positrons per SN Ia, corresponding to a positron escape fraction of $f \sim 0.03$. A recent study of SN 2000cx even suggests $f \sim 0$, but SN 2000cx was an unusual event that may not represent the average SN in the bulge of our Galaxy (Sollerman et al. 2004).

Assuming therefore $f = 0.03$ a bulge SN Ia rate of 0.6 per century is required to maintain the observed 511 keV luminosity in a steady state. Unfortunately the rate and distribution of SN Ia in our Galaxy are only poorly known. The galactic SN Ia rate is generally inferred from rates observed in external galaxies which are then scaled to the mass and the type of the Milky Way. In that way rates of 0.3–1.1 SN Ia per century are derived (Tammann et al. 1994; Cappellaro et al. 1997; Mannucci et al. 2005), sufficient to maintain the galactic 511 keV luminosity. In contrast, when we follow the suggestion of Prantzos (2004) and derive the bulge SN Ia rate by scaling the SN Ia rate observed in early-type galaxies to the mass of the galactic bulge, a bulge SN Ia rate of 0.08 SN Ia per century is obtained. This value is much too low to explain the observed bulge 511 keV luminosity. It is difficult to judge if the galactic bulge can indeed be considered as a downsized version of an elliptical galaxy, in particular in view of the differences in the evolution of the galactic bulge and an elliptical galaxy. Furthermore, it is suggested that different SN Ia explosion mechanisms exist in different types of galaxy (e.g. Della Valle & Livio 1994b; Howell 2001; Mannucci et al. 2005) making the proposed extrapolation even more uncertain.

Observations of external galaxies indicate that SN Ia distributions are strongly peaked towards galactic centres (Bartunov et al. 1992), yet reliable determinations of B/D ratios are difficult in view of observational biases and selection effects (Wang et al. 1997; Hatano et al. 1998; Howell et al. 2000). If the SN Ia

distributions follows that of novae (both populations are believed to arise from accreting white dwarfs; see van den Bergh 1988) one can expect B/D ratios of ~ 3 – 4 . Even higher B/D ratios can be achieved if part of the positrons produced by disk SN Ia, which have a vertical scale height of ~ 330 pc (Chen et al. 2001), escape into the halo (cf. Sect. 5.4.4). Thus SN Ia could indeed present the required characteristics that are needed to explain the positron distribution and annihilation rate in the Galaxy.

Alternatively, instead of explaining the bulge emission globally we may search for 511 keV emission from nearby Type Ia supernovae remnants, such as SN 1006, the Lupus Loop, or the Tycho SNR. Assuming a mean escaped positron yield of $\sim 8 \times 10^{52}$ positrons per SN Ia (Milne et al. 1999) and a positronium fraction of $f_p = 0.93$, the mean expected 511 keV line flux from an individual SN Ia is estimated to

$$F_{511} = 1.3 \times 10^{-4} \left(\frac{1 \text{ kpc}}{D} \right)^2 \left(\frac{10^5 \text{ yr}}{\tau} \right) \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (9)$$

where D is the distance to the supernova remnant in units of kpc, and τ is the mean lifetime of the positrons in years, between 10^3 – 10^7 yr, depending on the density, temperature, and ionisation state of the annihilating medium (Guessoum et al. 1991). Taking distances of $D \sim 2$ kpc for SN 1006 (Laming et al. 1996), of $D \sim 1$ kpc for the Lupus Loop (Leahy et al. 1991), and of $D \sim 2.3$ kpc for Tycho (Hughes 2000) and assuming a positron lifetime of 10^5 yr results in predicted 511 keV line fluxes of $0.3 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $1.3 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, and $0.2 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, respectively. At least for the Lupus Loop, the predicted flux is close to our upper 511 keV flux limit, indicating that dedicated deep observations of nearby supernova remnants can help to answer the question about the galactic positron source. Such dedicated observations with INTEGRAL are already scheduled.

5.4.7. Light dark matter annihilation

Light dark matter (1–100 MeV) annihilation, as suggested recently by Boehm et al. (2004), is probably the most exotic but also the most exciting candidate source of galactic positrons. Unfortunately, the spatial distribution of dark matter in general, and light dark matter in particular, is only poorly constrained by observational data, at least for the inner Galaxy. The debate of whether the dark matter profile shows a cusp towards the galactic centre is still not settled, but it seems clear now that, dynamically, dark matter plays only a minor role in the inner 3 kpc of the Galaxy. In this region the stellar mass dominates (Binney & Evans 2001; Klypin et al. 2002).

Due to these uncertainties it is difficult to judge whether the observed 511 keV emission could be explained by dark matter annihilation. Maybe more promising is the idea to search for signatures of dark matter annihilation in nearby, external galaxies. Hooper et al. (2004) suggested that nearby dwarf spheroidal galaxies may provide prominent sources of 511 keV line emission due to the high densities of dark matter that are known to be present. They proposed the nearby Sagittarius dwarf galaxy (Sgr dwarf) as most promising candidate and estimate 511 keV line fluxes in the range

of $(1-7) \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, depending on the assumed dark matter halo profile. Cordier et al. (2004) searched for emission from this Galaxy using SPI and obtained a (3σ) upper limit of $3.8 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Our upper limit of $1.7 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ is substantially lower, and excludes almost all types of halo models for this galaxy, in particular those with a central cusp.

Standard cold dark matter cosmology predicts cuspy dark matter distributions (Klypin et al. 2002), so in principle Sgr dwarf should have been detected by SPI if dark matter annihilation were a viable scenario. Maybe dark matter halos are less cuspy than theory predicts? This possibility is indeed indicated by observations of our own Galaxy (Binney & Evans 2001) and dwarf galaxies (Blais-Ouellette et al. 1999; Kleyna et al. 2003). But in this case dark matter annihilation should not lead to a compact but to a rather extended 511 keV emission feature – in contradiction to what SPI observations of the inner Galaxy suggest. From the arguments given one may question the dark matter scenario. However, it is certainly premature to reject them totally because of the uncertainties in the dark halo profiles and the annihilation conditions.

6. Conclusions

Our first mapping of 511 keV gamma-ray line emission over a large fraction of the celestial sphere leads us to the following observations:

1. 511 keV emission is significantly ($\sim 50\sigma$) detected towards the galactic bulge region, and, at a very low level ($\sim 4\sigma$), from the galactic disk;
2. there is no evidence for a point-like source in addition to the diffuse emission, down to a typical flux limit of $\sim 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$;
3. there is no evidence for the positive latitude enhancement that has been reported from OSSE measurements; the 3σ upper flux limit for this feature is $1.5 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$;
4. the bulge emission is spherically symmetric and is centred on the galactic centre with an extension of $\sim 8^\circ$ ($FWHM$); it is equally well described by models that represent the stellar bulge or the halo populations;
5. the bulge annihilation rate is $(1.5 \pm 0.1) \times 10^{43} \text{ s}^{-1}$, the disk annihilation rate is $(0.3 \pm 0.2) \times 10^{43} \text{ s}^{-1}$;
6. the bulge-to-disk luminosity ratio lies in the range 3–9.

The bulge dominated 511 keV line emission morphology suggests an old stellar population as the main galactic positron source. In contrast, the faint disk emission is well explained by the release of positrons during the radioactive decay of ^{26}Al that originated from massive stars, with a possible contribution from ^{44}Ti synthesised during supernova explosions.

The extreme bulge-to-disk ratio that is observed in the 511 keV luminosity imposes severe constraints on the principal galactic positron source. Type Ia supernovae, low-mass X-ray binaries or dark matter annihilation may possibly satisfy these constraints, but uncertainties in the knowledge about the spatial distribution of these objects and the positron escape processes

530

J. Knödlser et al.: The all-sky distribution of 511 keV electron-positron annihilation emission

Table A.1. Parameters of the triaxial galactic bulge models used in this work (see text).

Model	α	β	a_x	a_y	a_z	C_\perp	C_\parallel	n	R_c	R_{\max}	a_{\max}
G0	0.0	0.0		0.91	0.51	2	2			∞	
G1	73.8	0.6	3.11	0.76	0.48	2	2			2.40	0.71
G2	70.7	0.8	1.56	0.60	0.45	2	4			2.40	0.71
G3	59.0	0.7	3.78	1.44	1.19	2	2			2.40	0.71
E0	0.0	0.0				2	1			∞	
E1	65.7	0.5	2.23	0.65	0.32	1	1			2.40	0.71
E2	49.0	0.6	0.75	0.19	0.27	2	2			2.40	0.71
E3	49.8	0.7	0.69	0.19	0.28	2	4			2.40	0.71
S _F	76.2	0.02	1.70	0.64	0.44	1.57	3.50			3.13	0.46
E _F	80.5	-0.05	1.89	0.66	0.43	1.61	3.49	1.44		3.57	0.56
P _F	76.8	0.02	1.81	0.65	0.43	1.65	3.02	5.04	1.23	2.71	0.88
S _{PR}	79.4	-0.8	1.87	0.56	0.47	3.49	3.38			3.71	

prevents us from drawing firm conclusions. Novae could probably most easily explain the large B/D ratios, yet an implausibly large positron escape fraction from ^{13}N decay would be required to accommodate the observed annihilation rate. SN Ia could explain the annihilation rate for a modest positron escape fraction, but it is questionable if they have the required large B/D ratio. LMXB could reproduce the observed B/D ratio provided that a substantial fraction of positrons ejected by disk LMXB escape into the halo. Light dark matter is an exciting option, but it remains to be seen if the observed 511 keV emission distribution is compatible with the profile of the galactic dark matter halo.

Future deep observations of individual nearby candidate sources may provide the means to identify the galactic positron source. As such we will soon observe the X-ray binaries Sco X-1 and Cen X-4 with INTEGRAL, and observations of the nearby supernova remnant SN 1006 are already scheduled. We cannot be sure that any of these observations will allow the detection of a 511 keV signal, but were such a signal detected we would gain important new insights in the primary source of positrons in our Galaxy.

Appendix A: Summary of galactic density profiles

Bulge models: we model the galactic bulge as a triaxial stellar bar for which the parameters are summarised in Table A.1. The apparent intensity distribution on the sky is computed in the galactic frame which we define by a right-handed cartesian coordinate system where the Sun is located on the negative y -axis, at $-R_\odot = 8.5$ kpc. The transformation from the galactic frame into the bar frame is performed by two consecutive rotations: the first, represented by the matrix $R_X(\alpha)$, is a counter-clockwise rotation by an angle α around the z -axis; the second, represented by the matrix $R_Y(-\beta)$, is a clockwise rotation by an angle β around the new y -axis, i.e.

$$\mathbf{r}' = R_Y(-\beta)R_X(\alpha)\mathbf{r}. \quad (\text{A.1})$$

The effective bar radius is defined by

$$R_s = \left(\left[\left(\frac{|x'|}{a_x} \right)^{C_\perp} + \left(\frac{|y'|}{a_y} \right)^{C_\perp} \right]^{\frac{C_\parallel}{C_\perp}} + \left(\frac{|z'|}{a_z} \right)^{C_\parallel} \right)^{\frac{1}{C_\parallel}} \quad (\text{A.2})$$

where a_x , a_y , and a_z are the scale lengths and C_\perp and C_\parallel are the face-on and the edge-on shape parameters. The radial dependencies of the bar density are given by various density profiles that we designate by labels:

$$\text{G} : \rho_G = \rho_0 \times f_{\max}(R_{xy}) \times \exp(-0.5R_s^2) \quad (\text{A.3})$$

$$\text{G3} : \rho_{G3} = \rho_0 \times f_{\max}(R_{xy}) \times R_s^{-1.8} \exp(-R_s^3) \quad (\text{A.4})$$

$$\text{E} : \rho_E = \rho_0 \times f_{\max}(R_{xy}) \times \exp(-R_s^n) \quad (\text{A.5})$$

$$\text{E3} : \rho_{E3} = \rho_0 \times f_{\max}(R_{xy}) \times K_0(R_s) \quad (\text{A.6})$$

$$\text{S} : \rho_S = \rho_0 \times f_{\max}(R_{xy}) \times \text{sech}^2(R_s) \quad (\text{A.7})$$

$$\text{P} : \rho_P = \rho_0 \times f_{\max}(R_{xy}) \times [1 + (R_s/R_c)]^{-1} \quad (\text{A.8})$$

where

$$f_{\max}(R_{xy}) = \begin{cases} 1.0 & \text{for } R_{xy} \leq R_{\max} \\ \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{R_{xy}-R_{\max}}{a_{\max}}\right)^2\right) & \text{for } R_{xy} > R_{\max} \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

is a cutoff function and

$$R_{xy} = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (\text{A.10})$$

is the distance from the galactic centre in the xy -plane.

Model D0: for the young disk population we use the model proposed by Robin et al. (2003) to describe the young (age < 0.15 Gyr) stellar disk population of the Galaxy:

$$\rho(x, y, z) = \rho_0(\exp(-(a/R_0)^2) - \exp(-(a/R_i)^2)) \quad (\text{A.11})$$

where

$$a^2 = x^2 + y^2 + z^2/\epsilon^2. \quad (\text{A.12})$$

This model presents a truncated exponential disk profile with a fixed disk axis ratio of $\epsilon = 0.014$, a fixed disk scale radius of $R_0 = 5$ kpc, and a fixed inner disk truncation radius of $R_i = 3$ kpc. The vertical exponential scale height of the disk is $z_0 = 70$ pc.

Model D1: for the old disk population we use the model proposed by Robin et al. (2003) to describe the old (age 7–10 Gyr) stellar disk population of the Galaxy:

$$\rho(x, y, z) = \rho_0 \left(\exp \left(- \left(0.25 + a^2 / R_0^2 \right)^{1/2} \right) - \exp \left(- \left(0.25 + a^2 / R_i^2 \right)^{1/2} \right) \right). \quad (\text{A.13})$$

This model presents a truncated exponential disk profile with a fixed disk axis ratio of $\epsilon = 0.0791$, a fixed disk scale radius of $R_0 = 2.53$ kpc, and a fixed inner disk truncation radius of $R_i = 1.32$ kpc. The vertical exponential scale height of the disk is $z_0 = 200$ pc.

Model H: to model the stellar halo we use the general model proposed by Robin et al. (2003):

$$\rho(R, z) = \rho_0 (a/R_\odot)^{-n} \quad (\text{A.14})$$

where a is defined by Eq. (A.12) (the flatness of the model is set by the value of the axis ratio ϵ in Eq. (A.12)), and $a \geq a_c$, avoiding a singularity at the galactic centre. n determines the slope of the density profile.

Model S: a set of galactocentric nested spherical shells of constant density. The radii of the shells and their number has been varied in order to maximise the MLR, while using the minimum number of shells required to satisfactorily describe the data.

Acknowledgements. 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 support.

References

Bartunov, O. S., Makarova, I. N., & Tsvetkov, D. Yu. 1992, A&A, 264, 428
 Binney, J. J., & Evans, N. W. 2001, MNRAS, 327, L27
 Bissantz, N., & Gerhard, O. E. 2002, MNRAS, 330, 591
 Blais-Ouellette, S., Carignan, C., Amram, P., & Coté, S. 1999, AJ, 118, 2123
 Boehm, C., Hooper, D., Silk, J., et al. 2004, Phys. Rev. Lett., 92, 1301
 Brown, B. L., & Leventhal, M. 1987, ApJ, 319, 637
 Caldwell, J. A. R., & Ostriker, J. P. 1981, ApJ, 251, 61
 Capaccioli, M., della Valle, M., Rosino, L., & D'Onofrio, M. 1989, AJ, 97, 1622
 Cappellaro, E., Turatto, M., Tsvetkov, D. Yu., et al. 1997, A&A, 322, 431
 Cash, W. 1979, ApJ, 228, 939
 Cassé, M., Cordier, B., Paul, J., & Schanne, S. 2004, ApJ, 602, 17
 Chen, B., Stoughton, C., Smith, J., et al. 2001, ApJ, 553, 184
 Cheng, L. X., Leventhal, M., Smith, D. M., et al. 1997, ApJ, 481, L43
 Churazov, E., Sunyaev, R., Sazonov, S., Revnivtsev, M., & Varshalovich, D. 2005, MNRAS, 357, 1377
 Ciardullo, R., Ford, H. C., Neill, J. D., et al. 1987, ApJ, 318, 520
 Clayton, D. D. 1973, Nature Phys. Sci., 244, 137
 Clayton, D. D., & Hoyle, F. 1974, ApJ, 187, 101
 Cordier, B., Attié, D., Cassé, M., et al. 2004, Proc. 5th INTEGRAL workshop, Munich, ESA SP-552, 581
 Dearborn, D. S. P., & Blake, J. B. 1985, ApJ, 288, 21

Della Valle, M., & Duerbeck, H. W. 1993, A&A, 271, 175
 Della Valle, M., & Livio, M. 1994a, A&A, 286, 786
 Della Valle, M., & Livio, M. 1994b, ApJ, 423, L31
 Dermer, C. D., & Murphy, R. J. 2001, Proc. 4th INTEGRAL workshop, Alicante, ESA SP-459, 115 [arXiv:astro-ph/0107216]
 Dwek, E., Arendt, R. G., Hauser, M. G., et al. 1995, ApJ, 445, 716
 Ferrière, K. 1998, ApJ, 503, 700
 Forman, M., Ramaty, R., & Zweibel, E. 1986, in Physics of the Sun, ed. P. Sturrock, 249
 Freudenreich, H. T. 1998, ApJ, 492, 495
 Gómez-Gomar, J., Hernanz, M., José, J., & Jean, P. 1998, MNRAS, 296, 913
 Grimm, H. J., Gilfanov, M., & Sunyaev, R. 2002, A&A, 391, 923
 Guessoum, N., Ramaty, R., & Lingenfelter, R. E. 1991, ApJ, 378, 170
 Harris, M. J., Teegarden, B. J., Cline, T. L., et al. 1998, ApJ, 501, L55
 Hatano, K. 1997, MNRAS, 290, 113
 Hatano, K., Branch, D., & Deaton, J. 1998, ApJ, 502, 177
 Hernanz, M., Gómez-Gomar, J., & José, J. 2002, New Astron. Rev., 46, 559
 Hernanz, M., & José, J. 2004, New Astron. Rev., 48, 35
 Hooper, D., Ferrer, F., Boehm, C., et al. 2004, Phys. Rev. Lett., 93, 1302
 Howell, D. A., Wang, L., & Wheeler, J. C. 2000, ApJ, 530, 166
 Howell, D. A. 2001, ApJ, 554, L193
 Hughes, J. P. 2000, ApJ, 545, L53
 Jean, P., Knödlser, J., Lonjou, V., et al. 2003a, A&A, 407, L55
 Jean, P., Vedrenne, G., Roques, J.-P., et al. 2003b, A&A, 411, L107
 Johnson, W. N., & Haymes, R. C. 1973, ApJ, 184, 103
 Kaufman, L. 1987, IEEE Trans. Med. Img., 6, 37
 Kinzer, R. L., Purcell, W. R., Johnson, W. N., et al. 1996, A&AS, 120, 317
 Kinzer, R. L., Milne, P. A., Kurfess, J. D., et al. 2001, ApJ, 559, 282
 Kleyna, J. T., Wilkinson, M. I., Gilmore, G., & Evans, W. 2003, ApJ, 588, L21
 Klypin, A., Zhao, H., & Somerville, R. S. 2002, ApJ, 573, 597
 Knödlser, J. 1997, Ph.D. Thesis, Univ. Paul Sabatier, Toulouse
 Knödlser, J., Dixon, D., Bennett, K., et al. 1999a, A&A, 345, 813
 Knödlser, J., Bennett, K., Bloemen, H., et al. 1999b, A&A, 344, 68
 Knödlser, J., Lonjou, V., Jean, P., et al. 2004, A&A, 411, 457
 Laming, J. M., Raymond, J. C., McLaughlin, B. M., & Blair, W. P. 1996, ApJ, 472, 267
 Leahy, D. A., Nousek, J., & Hamilton, A. J. S. 1991, ApJ, 374, 218
 Leising, M. D., & Clayton, D. D. 1987, ApJ, 323, 159
 Leising, M. D., & Share, G. H. 1994, ApJ, 424, 200
 Leventhal, M., MacCallum, C. J., & Stang, P. D. 1978, ApJ, 225, L11
 Lingenfelter, R. E., & Hueter, G. J. 1984, in High-Energy Transients in Astrophysics, ed. S. E. Woosley, AIP Conf. Proc., 558
 Liu, Q. Z., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J. 2001, A&A, 368, 1021
 Lonjou, V., Knödlser, J., Roques, J.-P., et al. 2004, Proc. 5th INTEGRAL workshop, Munich, ESA SP-552, 129
 Lucy, L. B. 1974, AJ, 79, 745
 Mannucci, F., Della Valle, M., Panagia, N., et al. 2005, A&A, 433, 807
 Milne, P. A., The, L.-S., & Leising, M. 1999, ApJS, 124, 503
 Milne, P. A., Kurfess, J. D., Kinzer, R. L., Leising, M. D., & Dixon, D. D. 2000, AIP Conf. Proc., 510, 21
 Milne, P. A., Kurfess, J. D., Kinzer, R. L., & Leising, M. D. 2001, AIP Conf. Proc., 587, 11
 Milne, P. A. 2004, New Astron. Rev., 48, 93
 Norgaard, H. 1980, ApJ, 236, 895
 Picaud, S., & Robin, A. C. 2004, A&A, 428, 891
 Prantzos, N. 2004, Proc. 5th INTEGRAL workshop, Munich, ESA SP-552, 15

532

J. Knödlser et al.: The all-sky distribution of 511 keV electron-positron annihilation emission

- Purcell, W. R., Grabelsky, D. A., Ulmer, M. P., et al. 1994, in Proc. Second Compton Symp., ed. C. Fichtel, N. Gehrels, & J. Norris (New York: AIP), 403
- Purcell, W. R., Cheng, L.-X., Dixon, D. D., et al. 1997, ApJ, 491, 725
- Ramaty, R., Stecker, F. W., & Misra, D. 1970, J. Geophys. Res., 75, 1141
- Ramaty, R., & Lingenfelter, R. E. 1979, Nature, 278, 127
- Richardson, W. H. 1972, J. Opt. Soc. Am., 62, 55
- Robin, A. C., Reylé, C., & Crézé, M. 2000, A&A, 359, 103
- Robin, A. C., Reylé, C., Derrière, S., & Picaud, S. 2003, A&A, 409, 523
- Roques, J.-P., Schanne, S., von Kienlin, A., et al. 2003, A&A, 411, 107
- Rudaz, S., & Stecker, F. W. 1988, ApJ, 325, 16
- Shafter, A. W. 1997, ApJ, 487, 226
- Shafter, A. W., Ciardullo, R., & Pritchett, C. J. 2000, ApJ, 530, 193
- Shafter, A. W., & Irby, B. K. 2001, ApJ, 563, 749
- Skinner, G., & Connell, P. 2003, A&A, 411, 123
- Sollerman, J., Lindhal, J., Kozma, C., et al. 2004, A&A, 428, 555
- Strong, A. W. 1985, A&A, 150, 273
- Sturrock, P. A. 1971, ApJ, 164, 529
- Tammann, G. A., Löffler, W., & Schröder, A. 1994, ApJS, 92, 487
- Teegarden, B., Jean, P., Weidenspointner, G., et al. 2004, Proc. 5th INTEGRAL workshop, Munich, ESA SP-552, 819
- Teegarden, B., Watanabe, K., Jean, P., et al. 2005, ApJ, 621, 296
- Tueller, J., Gehrels, N., Leventhal, M., Smith, D. M., & Purcell, W. R. 1996, A&AS, 120, 369
- Van den Bergh, S. 1988, Comm. Astrophys., 12, 131
- Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schönfelder, V., et al. 2003, A&A, 411, 63
- Wang, L., Höflich, P., & Wheeler, J. C. 1997, ApJ, 483, L29
- Weidenspointner, G., Lonjou, V., Knödlser, J., et al. 2004, Proc. 5th INTEGRAL workshop, Munich, ESA SP-552, 133

Annexe F

Courbe de lumière des positrons

La courbe de lumière de l'émission d'annihilation électron-positron dans chaque phase du milieu interstellaire est calculée avec le programme de simulation Monte-Carlo présenté dans le Chapitre 6. Le programme permet d'enregistrer le temps mis par les positrons pour s'annihiler (annihilation directe en vol ou formation de positronium en vol) pendant les périodes de perte en énergie et de thermalisation.

Les positrons ayant survécu aux périodes de perte en énergie et de thermalisation sont thermalisés au bout d'un temps t_0 . Ils s'annihilent après un temps caractéristique τ égal à leur vie moyenne dans le milieu considéré. La variation du nombre de positrons dans le milieu est alors donnée par

$$\frac{dN_{e^+}}{dt} = -\frac{N_{e^+}(t_0)}{\tau} \exp\left[-\frac{(t-t_0)}{\tau}\right] , \quad (\text{F.1})$$

avec $\tau = 1/\sum_{i,j} r_{i,j}n_j$, $r_{i,j}$ le taux d'annihilation des positrons thermalisés donné par l'Eq. [5.25]. Le temps de thermalisation t_0 de chacun des positrons est estimé à partir de la fonction de distribution temporelle $F_{e^+}(t_0)$ des positrons qui viennent d'être thermalisés.

A partir de l'Eq. [F.1] et de la fonction de distribution temporelle, on déduit le taux d'annihilations pendant la période où les positrons sont thermalisés

$$N_{\text{ann}}(t) = F_{e^+}(t) \otimes \left\{ \frac{1}{\tau} \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right] u(t) \right\} , \quad (\text{F.2})$$

avec \otimes le produit de convolution et $u(t)$ la fonction échelon de Heaviside.

Le nombre de photons émis au cours de la vie du positron est donné par

$$L_\gamma(t) = 2N_{\text{ad,if}}(t) + 2.75N_{\text{ps,if}}(t) + (2 + 0.75f'_{\text{ps}})N_{\text{ann}}(t) , \quad (\text{F.3})$$

avec $N_{\text{ad,if}}$ le taux d'annihilations directes en vols, $N_{\text{ps,if}}$ le taux de positroniums formés en vols et f'_{ps} la fraction de positroniums formés pendant le période thermalisé. La Fig. F.1 montre les courbes de lumière dans les différentes phases du milieu interstellaire pour des positrons injectés avec une énergie initiale de 1 MeV au temps $t = 0$. La Fig. F.2 montre les courbes de lumière dans les différentes phases du milieu interstellaire pour des positrons injectés avec les énergies initiales $\{0.005, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1.\}$ MeV.

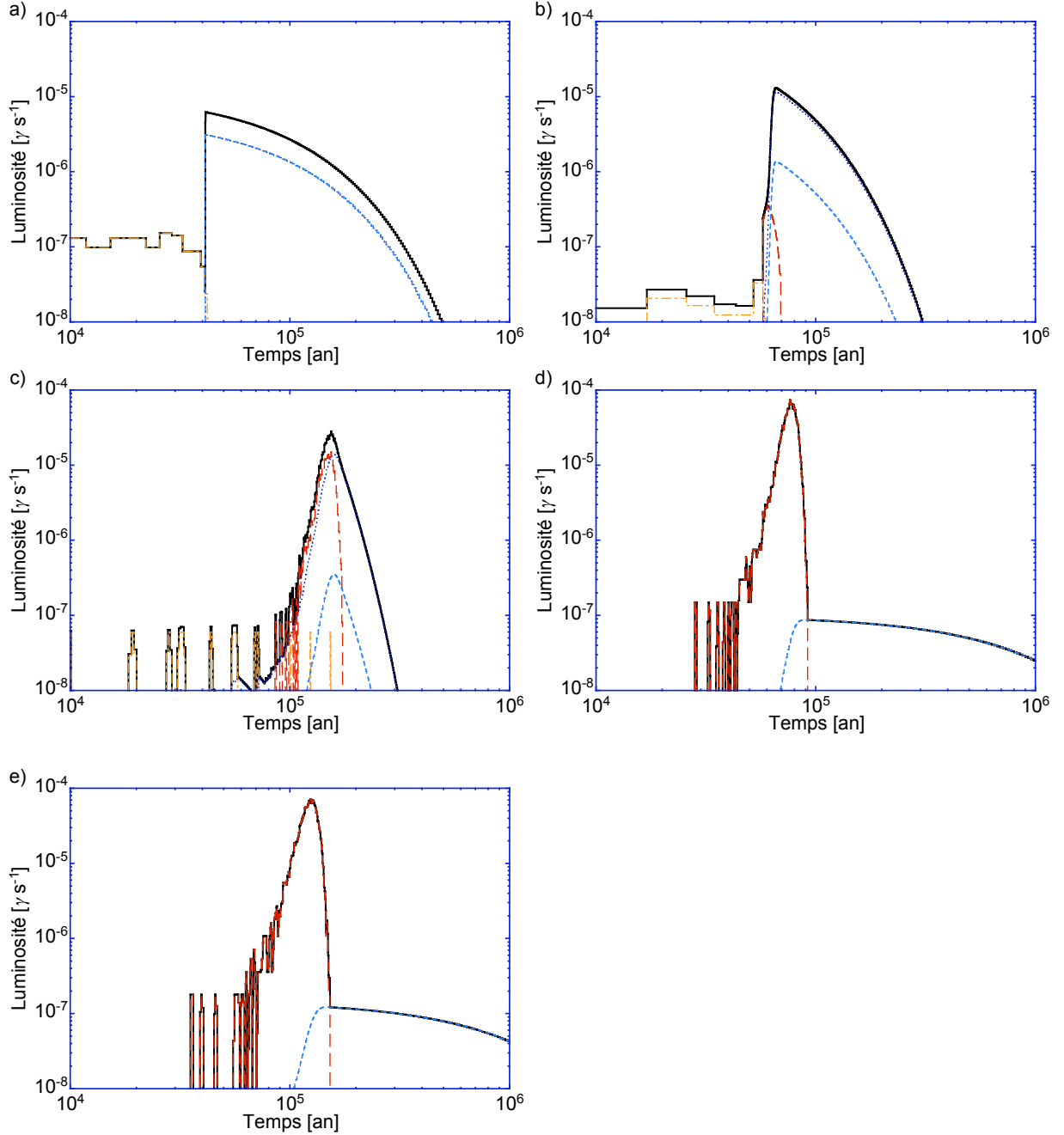


FIG. F.1: Courbe de lumière (normalisée à 1) de l'émission d'annihilation des positrons initialement de 1 MeV (trait continu) injectés dans **(a)** la phase chaude avec $f_{\text{ion}} = 1$, **(b)** la phase tiède ionisée avec $f_{\text{ion}} = 0.9$, **(c)** la phase tiède atomique avec $f_{\text{ion}} = 0.1$, **(d)** la phase froide avec $f_{\text{ion}} = 0.001$ et **(e)** la phase moléculaire avec $f_{\text{ion}} = 10^{-4}$. La densité numérique en noyau d'hydrogène de chaque phase est fixée à $n_{\text{H}}=1 \text{ cm}^{-3}$. Pour chaque courbe de lumière, on a représenté la contribution de l'annihilation directe en vols (*trait tireté-pointillé*), de la formation de positronium en vols (*trait tireté long*), de l'annihilation directe après thermalisation (*trait tireté court*) et l'annihilation d'un positronium formé après thermalisation (*trait pointillé*).

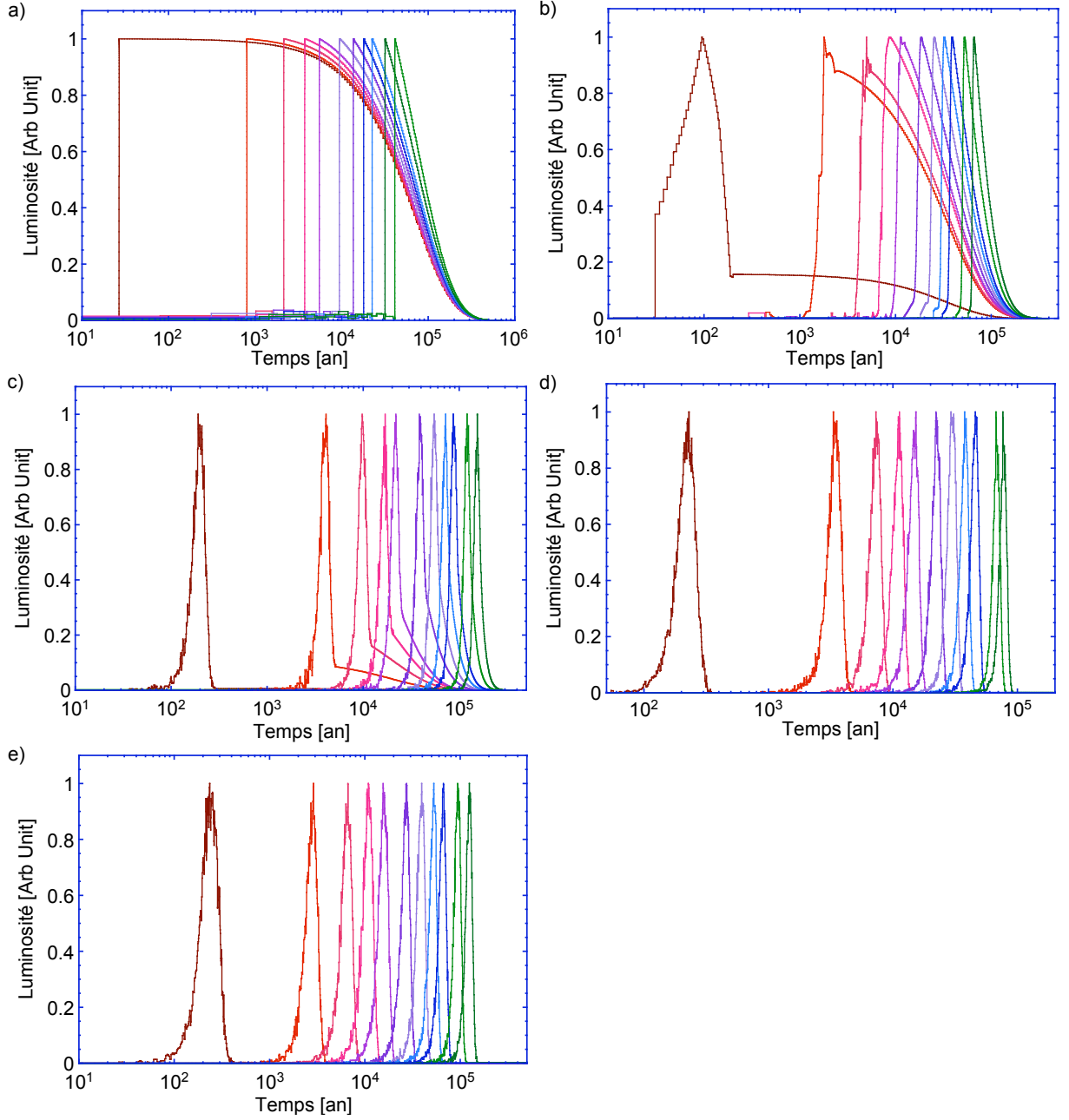


FIG. F.2: Courbes de lumière de l'émission d'annihilation des positrons injectés avec les énergies initiales $\{0.005, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1.\}$ MeV (du marron au vert) dans (a) la phase chaude avec $f_{\text{ion}} = 1$, (b) la phase tiède ionisée avec $f_{\text{ion}} = 0.9$, (c) la phase tiède atomique avec $f_{\text{ion}} = 0.1$, (d) la phase froide avec $f_{\text{ion}} = 0.001$ et (e) la phase moléculaire avec $f_{\text{ion}} = 10^{-4}$. La densité numérique en noyau d'hydrogène de chaque phase est fixée à $n_{\text{H}=1} \text{ cm}^{-3}$. Pour faciliter la comparaison, le maximum de chaque courbe de lumière a été arbitrairement fixé à 1.

Annexe G

Liste des acronymes

ad	:	Annihilation Directe
B/D	:	rapport entre deux quantités mesurées dans le bulbe et le disque
CM	:	<i>Cold Medium</i> (milieu froid)
CMZ	:	<i>Central Molecular Zone</i> (zone centrale moléculaire)
cr	:	Capture Radiative
DM	:	<i>Dark Matter</i> (Matière noire)
dof	:	<i>Degrees of freedom</i> (nombre de degrés de liberté)
ec	:	Echange de Charges
ev	:	Annihilation en Vol
f_1	:	fraction de positroniums formés en vol
f_{Ps}	:	fraction de positroniums
FWHM	:	<i>Full Width Half Maximum</i> (largeur à mi-hauteur)
gr	:	gros et petit GRains de poussière interstellaire
HM	:	<i>Hot Medium</i> (milieu chaud)
HMXB	:	<i>High Mass X-Ray Binary</i> (binaire X de grande masse)
INTEGRAL	:	INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory
ILR	:	<i>Inner Lindblad Resonant</i> (orbite de résonance interne de Lindblad)
IR	:	InfraRouge
ISM	:	<i>InterStellar Medium</i> (milieu interstellaire)
LMXB	:	<i>Low Mass X-Ray Binary</i> (binaire X de faible masse)
MF	:	<i>Magnetic Field</i> (champ magnétique)
MHD	:	MagnétoHydroDynamique
MLR	:	<i>Maximum Likelihood Ratio</i>
MM	:	<i>Molecular Medium</i> (milieu moléculaire)
OLR	:	<i>Outer Lindblad Resonant</i> (orbite de résonance externe de Lindblad)
ortho-Ps	:	ortho-positronium
para-Ps	:	para-positronium
PAH	:	<i>Polycyclic Aromatic Hydrocarbon</i> (Hydrocarbure Aromatique Polycyclique)
PLE	:	<i>Positive Latitude Excess</i> (excès aux latitudes positive)
Ps	:	Positronium

RMLR	:	<i>Maximum Likelihood Ratio</i> réduit
SPI	:	SPECTrometer of INTEGRAL
SNIa	:	Supernova de type Ia
SNIb	:	Supernova de type Ib
SNIc	:	Supernova de type Ic
SNIId	:	Supernova de type II
UV	:	Ultra-Violet
WIM	:	<i>Warm Ionized Medium</i> (milieu tiède ionisé)
WNM	:	<i>Warm Neutral Medium</i> (milieu tiède neutre)
Z	:	Charge d'un noyau (d'une molécule)
Z_{eff}	:	Charge effective d'un noyau (d'une molécule)
Ba92	:	Bartunov <i>et al.</i> [1992]
Br92	:	Bronfman [1992]
DJ974	:	Dawson & Johnson [1994]
HF87	:	Higdon & Fowler [1987]
KDF91	:	Kent <i>et al.</i> [1991]
NE2001	:	Cordes & Lazio [2002, 2003]
NFW	:	Navarro <i>et al.</i> [1997]
VDK90	:	van der Kruit <i>et al.</i> [1990]
c	=	2.99792458×10^8 m : Vitesse de la lumière dans le vide
h	=	$6.6260755 \times 10^{-34}$ J s : } Constante de Planck
\hbar	=	$h/(2\pi)$: }
m_e	=	$9.1093897 \times 10^{-31}$ kg : Masse de l'électron et du positron
e	=	$1.60217733 \times 10^{-19}$ C : Charge élémentaire
α	=	$1/137.0359895$: Constante de structure fine
r_0	=	$2.81794092 \times 10^{-15}$ m : Rayon classique de l'électron
k_b	=	1.380658×10^{-23} J K ⁻¹ : Constante de Boltzmann
\mathcal{N}_a	=	6.0221367×10^{23} mol ⁻¹ : Nombre d'Avogadro
ϵ_0	=	$8.8541879 \times 10^{-12}$ C ² J ⁻¹ m ⁻¹ : Permittivité électrique du vide
M_\odot	=	1.989×10^{31} kg : Masse solaire
$\rho_\odot; r_\odot$	=	8.5 kpc : Rayon Galactocentrique de l'orbite solaire
β	=	v/c : Vitesse relative
γ	=	$1/\sqrt{1-\beta^2}$: Facteur de Lorentz

AUTHOR : William GILLARD
TITLE : Modelling of the $e^+ - e^-$ annihilation emission in our Galaxy
PHD SUPERVISORS : Katia FERRIÈRE & Pierre JEAN

Abstract :

Positrons annihilate in the central region of our Galaxy. This has been known since the detection of a strong emission line centered on an energy of 511 keV in the direction of the Galactic center. This gamma-ray line is emitted during the annihilation of positrons with electrons from the interstellar medium. The spectrometer SPI, onboard the INTEGRAL observatory, performed spatial and spectral analyses of the positron annihilation emission.

This thesis presents a study of the Galactic positron annihilation emission based on models of the different interactions undergone by positrons in the interstellar medium. The models are based on our present knowledge of the properties of the interstellar medium in the Galactic bulge, where most of the positrons annihilate, and of the physics of positrons (production, propagation and annihilation processes). To obtain constraints on the positron sources and physical characteristics of the annihilation medium, we compared the results of the models to measurements provided by the SPI spectrometer.

Keywords :

Gamma ray, spectrum, Spectral analyses, Annihilation, Positron, Interstellar Medium, Modelling

Field : High energies astrophysics

AUTEUR : William GILLARD
TITRE : Modélisation de l'émission d'annihilation des positrons
Galactiques
DIRECTEURS DE THÈSE : Katia FERRIÈRE & Pierre JEAN
DATE DE SOUTENANCE : 29 Janvier 2008
LIEU DE SOUTENANCE : Université TOULOUSE III – Paul SABATIER

Résumé :

Des positrons s'annihilent dans les régions centrales de notre Galaxie. Ce fait est établi depuis la détection d'une forte émission de la raie à 511 keV en direction du centre Galactique. Cette raie gamma est émise lors de l'annihilation de positrons avec des électrons. Grâce à SPI, le spectro-imageur de l'observatoire spatial INTEGRAL, nous pouvons maintenant caractériser précisément cette raie d'émission.

Cette thèse présente une étude de l'émission d'annihilation des positrons basée sur la modélisation des interactions entre les positrons et les différentes composantes du milieu interstellaire. Les modèles présentés s'appuient sur les récents développements de nos connaissances des caractéristiques du milieu interstellaire dans les régions centrales de la Galaxie, où la majorité des positrons semblent s'annihiler, et la physique des positrons (production, propagation, annihilation). Afin d'obtenir des contraintes sur les sources des positrons et les sites d'annihilation, les résultats des modèles sont comparés aux données fournies par SPI.

Mots-clés :

Astrophysique nucléaire, Rayonnement gamma, Annihilation, Spectroscopie, Analyse spectrale, Positron, Milieu interstellaire, modélisation

Discipline : Astrophysique des hautes énergies

CESR
CENTRE D'ÉTUDE SPATIALE DES RAYONNEMENTS
9, avenue du Colonel Roche
BP 4346
31028 TOULOUSE CEDEX 4