



**HAL**  
open science

# Etude des émissions gazeuses UV/X et des phénomènes d'échange de charge dans l'Héliosphère : application à des systèmes astrophysiques analogues.

Dimitra Koutroumpa

► **To cite this version:**

Dimitra Koutroumpa. Etude des émissions gazeuses UV/X et des phénomènes d'échange de charge dans l'Héliosphère : application à des systèmes astrophysiques analogues.. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2007. Français. NNT: . tel-00260160

**HAL Id: tel-00260160**

**<https://theses.hal.science/tel-00260160>**

Submitted on 3 Mar 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.



**THESE DE DOCTORAT DE  
L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité

**ASTROPHYSIQUE**

Présentée par

**Dimitra KOUTROUMPA**

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR de l'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE**

Sujet de la thèse :

**Étude des émissions gazeuses UV/X et des phénomènes  
d'échange de charge dans l'Héliosphère : application à des  
systèmes astrophysiques analogues**

Soutenue le 29 novembre 2007

devant le jury composé de :

M.	Patrick BOISSÉ	Président
Mme	Rosine LALLEMENT	Directeur de thèse
M.	Pierre-Louis BLELLY	Rapporteur
Mme	Katia FERRIÈRE	Rapporteur
Mme	Nicole MEYER-VERNET	Examineur
M.	John RAYMOND	Examineur

*Laboratoire d'accueil :*

**Service d'Aéronomie**

*Route forestière de Verrières, 91371 VERRIERES-LE-BUISSON*



## Remerciements

Tout d'abord, je désire exprimer ma profonde gratitude à Rosine Lallement pour avoir accepté de me diriger patiemment dans mes travaux de recherche durant les trois mois de mon stage de DEA et les trois années de ma thèse. Quand elle a décidé de m'accepter en stage de DEA, elle ne savait de moi que mes notes du premier trimestre de cours de DEA, qui n'étaient pas 'terribles', comme on dirait en langage parlé. Je voulais, alors, la remercier d'avoir su faire abstraction de ce détail, et de m'avoir déployé ses connaissances tout en me guidant vers des chemins scientifiques nouveaux qu'on a explorés ensemble. Je voulais, aussi, la remercier énormément de m'avoir soutenue de sa présence et ses mots reconfortants pendant les moments difficiles, et de m'avoir appris à prendre du recul pour regarder à nouveau les choses et trouver les solutions. J'aimerais croire que le travail final, présenté dans ce manuscrit, donne raison à sa décision de m'avoir acceptée comme son étudiante.

Je voudrais, ensuite, adresser quelques remerciements aux membres du jury ici présents. A Patrick Boissé, qui m'a honorée en acceptant d'être Président de ce jury, mais également pour tous ses conseils toujours pertinents et attentifs sur mon parcours depuis qu'il m'accueillie au sein du DEA d'Astrophysique et Instrumentations Associées en 2003. A mes Rapporteurs, Katia Ferrière et Pierre-Louis Blelly qui ont consacré une grande partie de leur temps à lire attentivement ce manuscrit et l'évaluer. A Nicole Meyer et John Raymond qui ont accepté d'être Examineurs dans ce jury et d'être présents ici aujourd'hui. Enfin, merci à Vasili Kharchenko d'avoir assisté à ma soutenance en tant que membre invité du jury.

Je tiens spécialement à remercier toute l'équipe SWAN du Service d'Aéronomie qui m'ont accueillie pour ma thèse et qui m'ont souvent aidée. Jean-Loup Bertaux et Eric Quemérais, PI consécutifs de l'instrument SWAN et collaborateurs précieux, qui ont toujours été présents avec des remarques attentives sur mon travail et des idées novatrices pour l'exploitation et analyse des données SWAN. Plus particulièrement, je voudrais remercier Stéphane Ferron, ami et colocataire de bureau depuis 3 ans, pour l'excellent travail de traitement des données SWAN qui ont servi à mes études, et aussi pour sa très grande aide sur tous les problèmes et 'incompétences' informatiques que j'aie pu rencontrer au cours de ma thèse. A Eric et Rosine, aussi, un grand merci de s'être penchés sur mon manuscrit et l'avoir corrigé dans tous ses détails, en matière de contexte scientifique mais aussi de présentation, de grammaire et de syntaxe.

Durant ma thèse, j'ai eu la grande chance de collaborer avec diverses personnes qui m'ont offert une partie de leurs connaissances et savoir faire. Sans leur aide mon travail n'aurait pas pu être aussi approfondi, et je tiens à remercier pour cela Ronan Modolo, Gérard Chanteur et Jean-Yves Chaufray, ainsi que Fabio Acero et Jean Ballet.

If you would excuse my english interruption, I would like to adress an enormous thanks to all the non-french speaking colleagues, who have supported my work and made it evolve in spectacular ways, with their valuable data, advice and discussions. My true respect and appreciation goes to Vasili Kharchenko, Vlad Izmodenov, John Raymond and Dan McCammon. I need to express a special thanks to John Raymond for initiating me into the flying trapeze thrilling experience. I really hope I can have the chance to practice more in the future.

Pour clore enfin cette page avec quelques remerciements plus personnels, je ne pourrais jamais oublier le soutien et l'aide des personnes chères de ma famille ; mes parents Athanase et Olga, ma soeur Fotini et mon frère Georges de m'avoir couverte de leur amour et m'avoir soutenue et respectée dans mon parcours et mes choix professionnels et personnels. Je veux enfin adresser un grand merci à tous mes amis, en Grèce, en France et ailleurs dans le monde, qui sont toujours présents pour des bonnes rigolades et pour les moments difficiles et qui sont essentiels dans ma vie.

## Résumé

L'échange de charge est un processus de couplage très efficace lorsqu'un gaz ionisé interagit avec un gaz neutre. Le but de ma thèse était d'étudier l'occurrence de ce phénomène et ses effets dans l'héliosphère et d'autres systèmes astrophysiques.

J'ai en premier lieu déterminé les paramètres du flot d'hydrogène atomique interstellaire autour du soleil et mis en évidence sa déflexion à l'entrée dans l'héliosphère. Cette déflexion, due à la création d'une population d'atomes secondaires lors des échanges de charge atomes H-protons, est la conséquence de la distorsion de l'héliosphère sous l'effet du champ magnétique interstellaire. L'étude était basée sur l'analyse et la modélisation des données de l'instrument SWAN sur SOHO, qui mesure l'émission de rétro-diffusion résonnante du rayonnement solaire à Lyman- $\alpha$  (121.6nm) par les atomes d'hydrogène dans l'espace interplanétaire et sa ré-absorption par une cellule montée devant les photomètres.

Dans une deuxième phase, j'ai étudié les émissions EUV/X (0.1-1 keV) dues aux échanges de charge entre les ions lourds du vent solaire et les atomes d'hydrogène et d'hélium. J'ai développé un modèle statique et une variante dynamique pour calculer les émissions X dans l'héliosphère en tenant compte des variations de l'activité solaire à grande (cycle de 11 ans) et courte (sursauts de vent solaire) échelle. J'ai appliqué mon modèle à une série d'observations X avec les télescopes XMM, Chandra et Suzaku. L'étude a montré que l'héliosphère est responsable de toute l'émission entre 0.3 et 1 keV attribuée auparavant à la Bulle Interstellaire Locale, une structure de 100 parsecs environ, supposée remplie de gaz très chaud. Les résultats préliminaires dans le domaine 0.1-0.3 keV montrent également que la contribution héliosphérique est du même ordre que celle attribuée à la Bulle Locale.

Finalement, en utilisant des modèles existants de l'interface entre le vent solaire et l'exosphère de Mars, j'ai calculé les émissions X dues aux échanges de charge entre les ions lourds du vent solaire et les atomes planétaires, montré comment elles révèlent les structures magnétiques autour de la planète, et les ai comparées aux observations récentes Chandra/XMM.

**Mots-clés :** Milieu Interstellaire - Halo Galactique - Soleil & Vent Solaire - Planètes & Exosphères Planétaires - Milieu Interplanétaire - Fond Diffus UV, EUV & X.

## Abstract

Charge-exchange is a very efficient phenomenon whenever an ionized gas interacts with a neutral gas. My thesis included a thorough analysis of the occurrence of this phenomenon and its effects in the heliosphere and other astrophysical systems.

At first, I used interstellar (IS) H distributions in order to model the backscattered Lyman- $\alpha$  emission observed with the SOHO/SWAN instrument and finally constrain the IS hydrogen parameters. This study allowed to demonstrate the deflection of the IS hydrogen flow with respect to the IS helium flow. This deflection is due to the coupling of IS hydrogen atoms to IS protons in the heliospheric interface and the creation of a secondary population of hydrogen, which is heated, decelerated and deviated with respect to primary IS atoms. The deflection of this secondary population with respect to the primary flow is the direct proof that the structure of the heliosphere is not axisymmetric, but tilted under the pressure of an inclined local IS magnetic field.

In a second part, I modeled the EUV and soft X-ray emissions in the heliosphere due to charge-exchange between heavy solar wind ions and IS hydrogen and helium. I have built the first time-dependent model of heliospheric X-ray emission in response to solar wind composition and flux temporal variations, taking into account the solar rotation and the solar wind radial propagation. I applied the model to X-ray data obtained with XMM, Chandra and Suzaku telescopes. I have demonstrated that in the 0.3-1 keV range the heliospheric X-ray emission is responsible for all the diffuse emission previously attributed to hot gas in the so-called Local Interstellar Bubble (100 parsecs wide). A preliminary analysis of the lower energy emission (0.1-0.3 keV) during the last months of my thesis shows that the heliospheric contribution may very well explain most of the supposed Local Bubble emission at these energy ranges too.

Finally, I have used a hybrid model of the Martian plasma environment to model the charge-exchange induced soft X-ray emission from the Martian exosphere. I have used input exosphere parameters from Lyman- $\alpha$  measurements of Mars Express/SPICAM instrument and compared my results with recent X-ray observations of Mars with XMM and Chandra satellites.

**Keywords :** Interstellar Medium - Galactic Halo - Sun & Solar Wind - Planets & Planetary Exospheres - Interplanetary Medium - Diffuse UV, EUV & X-ray Background.

## Glossaire-Acronymes

- ◇ *BL* : Bulle interstellaire Locale, volume (cavité) de  $\sim 100$  pc autour le système solaire, rempli de gaz très ténu
- ◇ *BS* : Bow Shock, choc de décélération du vent interstellaire en avant de l'héliopause, ou choc de décélération du vent solaire devant une planète (p.ex. Mars)
- ◇ *CW* : CrossWind, la direction perpendiculaire à l'axe d'arrivée du vent interstellaire
- ◇ *CX* : Charge-eXchange, processus d'échange de charge entre un ion et une particule neutre
- ◇ *DW* : DownWind, la direction aval ou 'sous le vent' pour le vent interstellaire
- ◇ *HDFN* : Hubble Deep Field North, champ d'observations profond du télescope spatial Hubble
- ◇ *HDP* : Hydrogen Deflection Plane, le plan de déflexion du flot d'hydrogène à l'entrée de l'héliosphère
- ◇ *IP* : InterPlanétaire
- ◇ *IS* : InterStellaire
- ◇ *LB ou LHB* : Local (Hot) Bubble, voir aussi *BL*
- ◇ *LIC* : Local Interstellar Cloud, le Nuage Interstellaire Local que le système solaire traverse actuellement
- ◇ *LOS* : Line Of Sight, ligne de visée pour une observation
- ◇ *LTEs* : Long-Term Enhancements, longues périodes d'augmentation de l'intensité X diffuse mesurée par ROSAT
- ◇ *LU* : Line Unit, unité d'intensité utilisée fréquemment en astronomie X, définie en photons  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$
- ◇ *Ly- $\alpha$*  : Lyman- $\alpha$ , raie spectrale de résonance de l'hydrogène neutre, ou en général des ions à un seul électron, à la longueur d'onde 121.6 nm (pour l'hydrogène), issue de la transition électronique entre les niveaux orbitaux  $n=2$  et  $n=1$
- ◇ *MBM 12* : Magnani + Blitz + Mundy, Magnani et al., *Astrophys. J.*, 295, 402-421 (1985), nuage moléculaire à hautes latitudes galactiques
- ◇ *MPB* : Magnetic Pile-up Boundary, barrière d'empilement magnétique dans l'environnement plasma de Mars
- ◇ *pc - parsec* : contraction de 'parallaxe-seconde', unité de longueur en astronomie,  $1 \text{ pc} \sim 3.085 \cdot 10^{16} \text{ m} \sim 206 \cdot 265 \text{ UA}$
- ◇ *ROSAT* : abréviation de ROntgenSATellit
- ◇ *RU* : ROSAT Units, unité d'intensité en astronomie X, introduite pour les mesures du satellite ROSAT (Snowden et al. (1995)), définie en  $10^{-6} \text{ counts s}^{-1} \text{ arcmin}^{-1}$
- ◇ *SGF* : acronyme de South Galactic Filament, introduit dans mon manuscrit pour désigner simplement le Filament dense à haute latitude sud galactique observé par XMM-Newton et Suzaku
- ◇ *SOHO* : Solar and Heliospheric Observatory
- ◇ *SPICAM* : SPectroscopy for Investigation of Characteristics of the Atmosphere of Mars
- ◇ *SWAN* : Solar Wind ANisotropies
- ◇ *SWCX* : Solar Wind Charge-eXchange, échanges de charge dans le vent solaire, voir *CX*
- ◇ *SXRB* : Soft X-Ray Background, le fond diffus aux rayons X 'mous'
- ◇ *TS* : Termination Shock, choc terminal du vent solaire où ce dernier commence à sentir l'obstacle du gaz du milieu interstellaire et est décéléré ; transition supersonique-subsonique
- ◇ *XMM-Newton* : X-ray Multi-Mirror Mission - Newton
- ◇ *UA* : Unité Astronomique, unité de longueur en astronomie qui correspond approximativement à la longueur du demi-grand axe de l'orbite terrestre (la distance Soleil-Terre),  $1 \text{ UA} \sim 1.50 \cdot 10^{11} \text{ m} \sim 4.85 \cdot 10^{-6} \text{ pc}$
- ◇ *UW* : UpWind, la direction face à l'arrivée du vent interstellaire, ou amont
- ◇ *ZDSC* : Zero Doppler Shift Circle/Cone, ensemble de lignes de visée pour lesquelles le décalage Doppler entre l'observateur (cellule d'hydrogène sur SWAN) et les atomes H interplanétaires est nul à une date d'observation donnée

# Table des matières

<b>Préface</b>	<b>15</b>
<b>I Introduction</b>	<b>17</b>
<b>1 L'Héliosphère et l'environnement galactique du Soleil</b>	<b>19</b>
1.1 Le milieu interstellaire local et le vent interstellaire . . . . .	19
1.1.1 Le Nuage Interstellaire Local . . . . .	20
1.1.2 La Bulle Interstellaire Locale . . . . .	22
1.2 Le vent solaire : origine de l'héliosphère . . . . .	23
1.2.1 Structure de la couronne et du vent solaire pendant le cycle solaire . . . . .	24
1.2.2 Composition des deux types de vent solaire . . . . .	26
1.2.3 Le vent solaire dans l'espace interplanétaire . . . . .	27
1.3 L'héliosphère . . . . .	28
1.3.1 L'interface héliosphérique . . . . .	28
1.3.2 L'héliosphère interne . . . . .	30
<b>2 Les échanges de charges</b>	<b>31</b>
Le mécanisme . . . . .	31
2.1 L'échange de charge protons - atomes hydrogène . . . . .	31
2.2 L'échange de charge avec des ions solaires lourds . . . . .	32
2.2.1 Spectres hydrogénoïdes . . . . .	33
2.2.2 Spectres héliumoïdes . . . . .	35
2.2.3 Comparaison des émissions EUV/X thermique et dues aux échanges de charges . . . . .	36
<b>II Détection indirecte des processus d'échanges de charge</b>	<b>39</b>
<b>3 Emissions Lyman-<math>\alpha</math> de l'hydrogène Interplanétaire</b>	<b>41</b>
3.1 L'hydrogène interstellaire dans l'héliosphère interne . . . . .	41
3.2 L'instrument SOHO/SWAN . . . . .	43
3.2.1 Caractéristiques générales et cartes d'intensité . . . . .	44
3.2.2 La cellule à absorption d'hydrogène . . . . .	45
3.3 Modélisation de la raie Lyman- $\alpha$ IP dans les données SWAN . . . . .	49
3.4 La méthode de localisation du Zero Doppler Shift Circle . . . . .	49
3.4.1 Variations du Zero Doppler Shift Circle . . . . .	49
3.4.2 Sélection des régions Zero Doppler Shift Circle . . . . .	51
3.4.3 Comparaison du modèle aux données SWAN . . . . .	52
3.4.4 Sensibilité de la méthode et simplifications apportées . . . . .	54
3.5 Résultats . . . . .	57
3.5.1 Résultats sur l'année 1996-1997 : minimum solaire . . . . .	57
3.5.2 Résultats préliminaires sur l'année 2001-2002 : maximum solaire . . . . .	59

3.6	Résultats sommaires sur la vitesse $V_o$ du vent interstellaire et la pression de radiation à Ly- $\alpha$ . . . . .	62
3.7	Discussion . . . . .	63
<b>III Détection directe des processus d'échanges de charge (1)</b>		
<b>Héliosphère</b>		<b>69</b>
<b>4</b>	<b>Etude générale des émissions EUV/X dans l'héliosphère</b>	<b>72</b>
4.1	Description du modèle statique . . . . .	72
4.1.1	Distributions des neutres interstellaires . . . . .	73
4.1.2	Distributions des ions lourds du vent solaire . . . . .	74
4.1.3	Calcul de l'émission X . . . . .	76
4.2	Résultats . . . . .	77
4.2.1	Cartes d'émissivité . . . . .	77
4.2.2	Cartes de brillances monochromatiques . . . . .	78
4.2.3	Spectres EUV/X de l'émission héliosphérique . . . . .	85
4.2.4	Le terme-source des échanges de charge secondaires . . . . .	87
4.3	Discussion . . . . .	88
<b>5</b>	<b>Emissions X héliosphériques (0.5- 0.7 keV)</b>	<b>90</b>
5.1	Description du modèle dynamique . . . . .	92
5.1.1	Distributions des neutres . . . . .	92
5.1.2	Raies utilisées . . . . .	93
5.1.3	Recherches dans les bases de données de vent solaire . . . . .	94
5.1.4	Hypothèses simplificatrices . . . . .	94
5.1.5	Calcul de l'augmentation de l'émission . . . . .	94
5.2	Sélection et analyse des données . . . . .	97
5.2.1	Critères de sélection . . . . .	97
5.2.2	Analyse des données XMM . . . . .	98
5.3	Résultats sur différentes régions du ciel et étude des "ombres" de nuages . . . . .	100
5.3.1	Vers le nuage moléculaire MBM12 . . . . .	100
5.3.2	Vers un filament absorbant à haute latitude sud . . . . .	108
5.3.3	Vers le champ profond Hubble Deep Field North . . . . .	111
5.3.4	Vers le champ profond dit : Marano Field . . . . .	115
5.3.5	Région de Virgo . . . . .	116
5.3.6	Vers la cavité dite : Lockman Hole . . . . .	117
5.4	Discussion . . . . .	118
5.4.1	Régions hors ombres . . . . .	118
5.4.2	Observations d'ombres . . . . .	121
5.4.3	La carte ROSAT à 3/4 keV . . . . .	122
5.5	Conclusions et perspectives . . . . .	124
<b>6</b>	<b>Emissions EUV/X Héliosphériques (0.1- 0.3 keV)</b>	<b>125</b>
6.1	Description de la simulation . . . . .	126
6.2	Résultats . . . . .	127
6.2.1	Contribution de l'héliosphère externe à l'intensité totale due à l'héliosphère . . . . .	127
6.2.2	Le gradient de température au 1/4 keV : une signature spectrale de la structure de l'héliosphère ? . . . . .	130
6.3	Comparaison des spectres simulés aux résultats d'observations à 1/4 keV . . . . .	137
6.3.1	Les résultats du sondage Wisconsin . . . . .	137
6.3.2	Les résultats des observations du satellite ROSAT . . . . .	138
6.3.3	Intensités absolues de l'émission post-échanges de charge . . . . .	139

6.3.4	Méthode de déduction des proportions des émissions de l'héliosphère et de la Bulle Locale . . . . .	143
6.4	Discussion et Perspectives . . . . .	147
<b>IV</b>	<b>Détection directe des processus d'échanges de charge (2)</b>	
	<b>Mars</b>	<b>149</b>
<b>7</b>	<b>Emissions EUV/X dans l'exosphère Martienne</b>	<b>151</b>
7.1	L'environnement Martien . . . . .	152
7.1.1	Cas simplifié d'une exosphère en équilibre hydrostatique, de symétrie sphérique	153
7.1.2	Couronne H basée sur des mesures Mars-Express/SPICAM, couronne O asphérique	153
7.1.3	Le modèle hybride de G. Chanteur/R. Modolo . . . . .	154
7.2	Les émissions X de Mars dues aux échanges de charge . . . . .	157
7.2.1	Le modèle particule-test . . . . .	157
7.2.2	Résultats des simulations avec une exosphère hydrostatique . . . . .	158
7.2.3	Résultats des simulations avec une exosphère réaliste . . . . .	161
7.2.4	Contribution des échanges de charge secondaires . . . . .	161
7.3	Comparaison avec les observations . . . . .	163
7.3.1	L'observation de Mars du 20 novembre 2003 avec XMM-Newton . . . . .	165
7.3.2	Comparaison morphologique de l'émission . . . . .	165
7.3.3	Comparaison spectrale . . . . .	168
7.3.4	Luminosités totales du disque et du halo . . . . .	171
7.3.5	Diagnostics des émissions d'échange de charge . . . . .	173
7.4	Résumé et perspectives . . . . .	175
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>179</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>182</b>
	<b>Annexes</b>	<b>193</b>
<b>A</b>	<b>Impact des électrons du vent solaire sur les neutres interstellaires</b>	<b>193</b>
<b>B</b>	<b>Liste des modèles des données SWAN</b>	<b>196</b>
B.1	Années minimum 1996-1997 . . . . .	197
B.2	Années maximum 2001-2002 . . . . .	202
<b>C</b>	<b>Tables des cascades radiatives</b>	<b>211</b>
<b>D</b>	<b>Spectres des cascades radiatives dans l'Héliosphère</b>	<b>221</b>
<b>E</b>	<b>Liste des publications</b>	<b>229</b>

# Table des figures

1.1	<i>L'environnement solaire à différentes échelles (1).</i>	21
1.2	<i>Cartographie de la Bulle Locale Interstellaire. (Lallement et al. (2003))</i>	23
1.3	<i>Champ magnétique et origine du vent solaire lent et rapide.</i>	24
1.4	<i>Vitesse moyenne du vent solaire en fonction de la latitude héliographique. (McComas et al. (2003))</i>	25
1.5	<i>Variations de composition du vent solaire, lent et rapide (SWICS/ULYSSES, von Steiger et al. (2000)).</i>	26
1.6	<i>Expansion du vent : Spirale de Parker et nappe de courant</i>	27
1.7	<i>Vue schématique de l'héliosphère.</i>	28
1.8	<i>Distribution des particules plasma et neutres dans et autour l'héliosphère. Izmodenov et al. (2005a)</i>	29
2.1	<i>Section efficace de CX pour les états de charge élevés de Fe<sup>9+</sup>. (Wargelin et al. (2007))</i>	33
2.2	<i>Diagramme des niveaux d'énergie pour un ion hydrogénoïde. (Wargelin et al. (2007))</i>	35
2.3	<i>Rapport de dureté des spectres des ions hydrogénoïdes en fonction de l'énergie de collision. (Beiersdorfer et al. (2001))</i>	35
2.4	<i>Diagramme schématique des niveaux d'énergie pour un ion héliumoïde. (Wargelin et al. (2007))</i>	36
2.5	<i>Emission d'un plasma chaud en fonction de sa température T. (McCammon et Sanders (1990))</i>	37
2.6	<i>Emissions EUV/X héliosphériques dues aux CX. (Pepino et al. (2004))</i>	38
3.1	<i>Trajectoires des atomes H dans le système solaire.</i>	43
3.2	<i>Distribution de la densité H et du fond Ly-<math>\alpha</math> interplanétaires.</i>	44
3.3	<i>Montage et configuration optique de l'unité de détecteur SWAN.</i>	45
3.4	<i>Carte d'intensité SWAN du 02/02/1996.</i>	46
3.5	<i>Profil de transmission par une cellule d'absorption pour différents décalages Doppler.</i>	47
3.6	<i>Carte de transmission SWAN avec et sans masquage des étoiles chaudes de la Galaxie.</i>	48
3.7	<i>Variation simplifiée du plan ZDS selon la position de la Terre.</i>	50
3.8	<i>Variation du plan ZDS calculée dans le modèle.</i>	50
3.9	<i>Cartes de transmission SWAN pour deux dates d'observation.</i>	51
3.10	<i>Principe de sélection des LOS stratégiques dans les cartes SWAN.</i>	52
3.11	<i>Sécantes du ZDSC dans les cartes SWAN.</i>	53
3.12	<i>Ajustement du modèle aux données.</i>	54
3.13	<i>Sensibilité du ZDSC aux paramètres du modèle.</i>	56
3.14	<i>Détermination d'arrivée du flot H. Année 1996-1997.</i>	57
3.15	<i>Biais de la méthode de reconstitution des profils de raie.</i>	58
3.16	<i>Comparaison du modèle chaud et de la méthode de reconstitution du profil de la raie Ly-<math>\alpha</math>. (Lallement et al., 2005)</i>	59
3.17	<i>Détermination d'arrivée du flot H. Année 2001-2002.</i>	60
3.18	<i>Fit de la raie d'émission Ly-<math>\alpha</math> par 3 gaussiennes.</i>	61
3.19	<i>Définition de la vitesse Doppler projetée en fonction de la position du ZDSC.</i>	62
3.20	<i>Ajustement du rapport <math>\mu</math> en période de minimum et de maximum d'activité solaire.</i>	63
3.21	<i>Vue schématique de l'héliosphère tordue par le champ B<sub>IS</sub> (Lallement et al., 2005).</i>	64
3.22	<i>Propagation des particules du choc terminal vers les sondes Voyager 1 et 2 en fonction de l'orientation du champ magnétique IS. (Opher et al., 2007)</i>	66

4.1	<i>Distributions des densités H &amp; He dans l'héliosphère interne</i> . . . . .	74
4.2	<i>Géométrie des lignes de visée équatoriales et polaires pour des conditions de minimum solaire.</i> . . . .	77
4.3	<i>Cartes de contours iso-émissivité pour des conditions de minimum solaire.</i> . . . . .	78
4.4	<i>Cartes FULL-SKY monochromatiques, modèle statique. Observateur à 75°.</i> . . . . .	80
4.5	<i>Cartes FULL-SKY monochromatiques, modèle statique. Observateur à 121°.</i> . . . . .	81
4.6	<i>Cartes FULL-SKY monochromatiques, modèle statique. Observateur à 165°.</i> . . . . .	82
4.7	<i>Cartes FULL-SKY monochromatiques, modèle statique. Observateur à 211°.</i> . . . . .	83
4.8	<i>Cartes FULL-SKY monochromatiques, modèle statique. Observateur à 251°.</i> . . . . .	84
4.9	<i>Spectres calculés avec le modèle statique.</i> . . . . .	86
4.10	<i>Contribution des échanges de charge secondaires.</i> . . . . .	87
5.1	<i>Modélisation simplifiée de la corrélation de l'émission X due aux CX avec le vent solaire. Cravens et al. (2001)</i> . . . . .	90
5.2	<i>Courbe de lumière et spectres de l'observation HDFN avec XMM. Snowden et al. (2004)</i> . . . . .	91
5.3	<i>Spectres de l'observation HDFN avec XMM. Snowden et al. (2004)</i> . . . . .	91
5.4	<i>Géométries d'observation générales pour les simulations dynamiques.</i> . . . . .	95
5.5	<i>Géométries des observations MBM 12</i> . . . . .	101
5.6	<i>Série d'images du CME du 12/08/2000 10 :35UT obtenues avec le coronographe LASCO/C3.</i> . . . .	103
5.7	<i>Comparaison modèle-données pour l'observation Chandra/MBM 12 le 17/08/2000.</i> . . . . .	104
5.8	<i>Comparaison modèle-données pour l'observation Suzaku/MBM 12 entre le 3-8 février 2006.</i> . . . .	107
5.9	<i>Comparaison simulations-données pour l'observation XMM/HDFN le 01/06/2001.</i> . . . . .	114
5.10	<i>Comparaison modèle-données pour les observations XMM/Marano dans la période 22-27/08/2000.</i> . . . .	116
5.11	<i>Comparaison modèle-données pour les observations XMM/Virgo dans la période 04-12/07/2002.</i> . . . .	117
5.12	<i>Comparaison modèle-données pour les observations XMM/Lockman dans la période 15-28/10/2002.</i> . . . .	118
5.13	<i>Analyse des données XMM : Emission SXR <b>totale</b> vs le modèle SWCX</i> . . . . .	121
5.14	<i>Analyse d'ombres : Composante SXR <b>locale</b> vs le modèle SWCX</i> . . . . .	122
5.15	<i>Carte ROSAT 3/4 keV. Wang (1998)</i> . . . . .	123
6.1	<i>Structure des 'streamlines' du vent solaire.</i> . . . . .	126
6.2	<i>Contribution de l'héliosphère externe pour des LOS UW, CW &amp; DW.</i> . . . . .	128
6.3	<i>Variation de l'abondance des ions Mg<sup>Q+</sup> le long des 'streamlines' UW &amp; DW.</i> . . . . .	131
6.4	<i>Exemple de spectre dans le domaine 0.1-0.3 keV.</i> . . . . .	132
6.5	<i>Zoom sur le spectre dans le domaine 0.1-0.3 keV.</i> . . . . .	133
6.6	<i>Comparaison des spectres CX vers les LOS UW et DW, dans le domaine 0.1-0.3 keV. Normalisation à la raie Mg<sup>8+</sup> (199.5 eV).</i> . . . . .	135
6.7	<i>Comparaison des spectres CX vers les LOS UW et DW, dans le domaine 0.1-0.3 keV. Normalisation à la raie C<sup>5+</sup> (367.4 eV).</i> . . . . .	136
6.8	<i>Réponses instrumentales de Wisconsin et ROSAT.</i> . . . . .	137
6.9	<i>Rapport d'intensité des bandes spectrales Wisconsin et ROSAT.</i> . . . . .	138
6.10	<i>Exemple d'observation d'une ombre dans le domaine 0.1-0.3 keV. (Snowden et al., 2000)</i> . . . . .	139
6.11	<i>Intensité et spectre du modèle CX pour la direction DW convolué aux réponses Wisconsin et ROSAT.</i> . . . .	140
6.12	<i>Intensité et spectre du modèle CX pour la direction UW convolué aux réponses Wisconsin et ROSAT.</i> . . . .	141
6.13	<i>Intensités absolues mesurées (et calculées) dans les bandes spectrales ROSAT.</i> . . . . .	142
6.14	<i>Intensités absolues mesurées (et calculées) dans les bandes spectrales Wisconsin.</i> . . . . .	143
6.15	<i>Intensité et spectre du modèle MEKAL convolués aux réponses Wisconsin et ROSAT.</i> . . . . .	145
6.16	<i>Comparaison de calibration ROSAT et Wisconsin.</i> . . . . .	146
7.1	<i>Les exosphères de Mars utilisées</i> . . . . .	154
7.2	<i>L'interface électromagnétique autour de Mars</i> . . . . .	156
7.3	<i>Emission X de Mars avec l'exosphère hydrostatique : angle de phase 90°</i> . . . . .	159
7.4	<i>Rapport des émissions X de différents ions : angle de phase 90°</i> . . . . .	160
7.5	<i>Emission X de Mars avec l'exosphère réaliste : angle de phase 90°</i> . . . . .	162
7.6	<i>Comparaison des productions des primaires et secondaires</i> . . . . .	163
7.7	<i>Définition de la grille pour des géométries d'observation variables.</i> . . . . .	164

7.8	<i>Cartes d'émission totale, angle de phase <math>\sim 40^\circ</math> : modèle (hydrostatique et réaliste) et observations</i>	166
7.9	<i>Comparaison des ions O VII, O VIII et C VI d'après les observations XMM</i>	167
7.10	<i>Section efficace dépendante des champs de vitesse</i>	168
7.11	<i>Cartes d'émission simulées pour des ions individuels : angle de phase <math>\sim 40^\circ</math></i>	169
7.12	<i>Intensités des raies CX observées en fonction des intensités modélisées</i>	171
A.1	<i>Distribution des électrons dans les mesures WIND.</i>	193
A.2	<i>Taux d'ionisation par impact électronique pour les atomes H et He IS.</i>	195
B.1	<i>Table des modèles SWAN pour les données des années '96 - '97.</i>	197
B.2	<i>Table des modèles SWAN pour les données des années '96 - '97. (suite)</i>	198
B.3	<i>Table des modèles SWAN pour les données des années '96 - '97. (suite)</i>	199
B.4	<i>Table des modèles SWAN pour les données des années '96 - '97. (suite)</i>	200
B.5	<i>Table des modèles SWAN pour les données des années '96 - '97. (suite)</i>	201
B.6	<i>Table des modèles SWAN pour les données des années '01 - '02.</i>	202
B.7	<i>Table des modèles SWAN pour les données des années '01 - '02. (suite)</i>	203
B.8	<i>Table des modèles SWAN pour les données des années '01 - '02. (suite)</i>	204
B.9	<i>Table des modèles SWAN pour les données des années '01 - '02. (suite)</i>	205
B.10	<i>Table des modèles SWAN pour les données des années '01 - '02. (suite)</i>	206
B.11	<i>Table des modèles SWAN pour les données des années '01 - '02. (suite)</i>	207
B.12	<i>Table des modèles SWAN pour les données des années '01 - '02. (suite)</i>	208
B.13	<i>Table des modèles SWAN pour les données des années '01 - '02. (suite)</i>	209
B.14	<i>Table des modèles SWAN pour les données des années '01 - '02. (suite)</i>	210

# Liste des tableaux

2.1	<i>Ions lourds du vent solaire</i>	34
3.1	<i>Largeur équivalente de la cellule H pour l'année 2001</i>	62
5.1	<i>Cibles sélectionnées pour l'étude des émissions X à 0.5-0.75 keV.</i>	92
5.2	<i>Raies d'émission O VII et O VIII pour le cas XMM/SGF (Filament)</i>	109
5.3	<i>Paramètres des simulations HDFN</i>	112
5.4	<i>Comparaison spectrale des simulations dynamiques SWCX aux observations XMM-MOS</i>	119
5.5	<i>Comparaison spectrale des simulations SWCX aux observations d'ombres</i>	122
6.1	<i>Contribution (%) de l'héliosphère Externe</i>	129
6.2	<i>Proportions de l'héliosphère et de la Bulle Locale dans le domaine 1/4 keV.</i>	144
7.1	<i>Paramètres des couronnes H et O de Mars</i>	153
7.2	<i>Comparaison spectrale des modèles particule-test aux observations XMM-RGS</i>	170
C.1	<i>Carbon Ions</i>	212
C.2	<i>Nitrogen Ions</i>	213
C.3	<i>Oxygen Ions</i>	214
C.4	<i>Neon Ions</i>	215
C.5	<i>Magnesium Ions</i>	216
C.6	<i>Magnesium Ions (<b>h</b>)</i>	217
C.7	<i>Silicon Ions (<b>h</b>)</i>	218
C.8	<i>Sulfur Ions (<b>h</b>)</i>	219
C.9	<i>Iron Ions (<b>h</b>)</i>	220
D.1	<i>Table des intensités des raies spectrales CX dans l'Héliosphère interne, direction DW</i>	221
D.2	<i>Table des intensités des raies spectrales CX dans l'Héliosphère interne, direction UW</i>	225



# Préface

L'échange de charge est un processus de couplage très efficace lorsqu'un gaz ionisé et un gaz neutre en mouvement relatif rentrent en interaction. En débutant ma thèse au Service d'Aéronomie sous la direction de Rosine Lallement en 2004, pour étudier l'occurrence des échanges de charge et leurs effets dans l'héliosphère, j'étais loin d'imaginer la diversité de toutes les applications du phénomène, et son importance potentielle sur de nombreux systèmes astrophysiques.

Dans ce manuscrit je commencerai par une description rudimentaire de la structure qu'on appelle l'héliosphère et l'interaction du Soleil et du vent solaire avec le milieu interstellaire, ainsi qu'un petit rappel des bases essentielles de la théorie d'échange de charge et des émissions EUV/X qui en découlent. Ensuite, j'essaierai d'exposer de manière la plus claire possible mes travaux de thèse, que je résume ici en guise d'introduction.

Dans une première partie j'ai étudié la rétrodiffusion de la raie solaire de résonance de l'hydrogène (UV, Lyman-alpha) par les atomes d'hydrogène d'origine interstellaire, en analysant les données de l'instrument SWAN sur SOHO pour le cycle solaire complet. Les échanges de charge entre les protons du vent solaire et les atomes d'hydrogène interstellaire à l'interface héliosphérique sont responsables de la création d'une population secondaire d'atomes d'hydrogène dans le milieu interplanétaire qui a perdu partiellement les caractéristiques du gaz interstellaire d'origine et a gagné en compensation certaines des propriétés du gaz interstellaire ionisé perturbé par l'obstacle que constitue l'héliosphère. Ces deux populations étant mises en évidence grâce à leur empreinte sur l'émission solaire qu'elles rétro-diffusent, j'ai pu grâce aux calculs que j'ai développés montrer que le «second» gaz neutre est chauffé, décéléré et aussi dévié par rapport au flot interstellaire primaire. C'est la première fois qu'est mise en évidence la distorsion de l'héliosphère (très probablement sous l'effet du champ magnétique interstellaire) ce qui a des conséquences importantes à la fois pour ses propriétés en général et aussi pour les observations des sondes Voyager.

J'ai ensuite modélisé les émissions EUV/X dues aux échanges de charge entre les ions lourds du vent solaire et les atomes H et He interstellaires. Cette émission diffuse contribue significativement au fond diffus interstellaire dans le domaine des rayons X «mous» et est, jusqu'aujourd'hui, mal comprise et par conséquent quelquefois négligée à tort. Une grande partie du fond diffus entre 0.1 et 1.2 keV est attribuée à une structure interstellaire de 100 parsecs environ, qu'on appelle la Bulle Locale, volume supposé rempli de gaz très chaud émettant un spectre X de raies ressemblant à celui de l'héliosphère. La modélisation que j'ai développée, comprend tout d'abord une description statique de la distribution des atomes neutres H et He interstellaires dans l'héliosphère, basée, pour la composante H, sur l'analyse des données SWAN décrite ci-dessus, puis une simulation stationnaire des processus d'échange de charge entre les ions lourds du vent solaire et les distributions des neutres interstellaires, afin de calculer les émissions EUV/X issues de ces collisions. La modélisation effectuée, bien que stationnaire, prend en compte les variations à grande échelle temporelle de l'activité solaire. Ensuite, j'ai adapté le modèle pour prendre en compte les variations aux échelles temporelles courtes du vent solaire et l'impact de celles-ci sur le profil temporel des émissions X dans l'héliosphère. C'est la première fois qu'une modélisation dynamique complète, tenant compte de la propagation radiale du vent solaire ET de la rotation solaire, est utilisée pour calculer les émissions X issues des échanges de charge dans l'héliosphère. J'ai appliqué mon modèle à une série de données X observées avec les télescopes XMM-Newton, Chandra et Suzaku. Les résultats obtenus montrent que l'émission attribuée à la Bulle Locale entre 0.3 et 1.2 keV provient en fait de l'héliosphère et on propose une méthode pour pouvoir la soustraire correctement des observations

X. La contribution locale modifie aussi l'interprétation de l'émission X du halo galactique.

D'autre part, durant les derniers mois de ma thèse, j'ai prolongé cette étude dans le domaine des X 'mous' ou 'très mous', entre 0.1-0.3 keV. Les résultats préliminaires montrent que dans ce domaine où l'émission de la Bulle Locale est sensée être très majoritaire, l'émission héliosphérique contribue à une grande fraction (et peut-être la totalité) du signal.

Finalement, en utilisant des modèles existants de l'interface entre le vent solaire et l'exosphère Martienne, j'ai calculé les émissions X dues aux échanges de charge entre les ions lourds du vent solaire et les atomes neutres planétaires. J'ai utilisé comme paramètres d'entrée pour l'exosphère martienne les résultats de l'analyse des données de l'instrument SPICAM sur Mars Express, et j'ai comparé mes calculs des émissions X aux observations récentes de Mars avec les télescopes XMM-Newton et Chandra. J'ai montré comment, avec des détecteurs X d'une résolution spatiale et spectrale suffisante, on peut contraindre les positions et les formes des structures magnétiques autour des planètes, et avoir des informations sur les exosphères et l'échappement.

L'ensemble de mon travail de thèse a contribué à une meilleure compréhension du phénomène d'échange de charge dans différents contextes, surtout dans l'héliosphère. Mes résultats sur les émissions EUV/X issues des échanges de charge dans l'héliosphère ont surtout mis l'accent sur l'importance de ce mécanisme en ce qui concerne sa contribution au fond diffus X galactique. Tous les systèmes des vents stellaires en interaction avec le milieu interstellaire, ou d'autres systèmes astrophysiques, doivent émettre des rayons X issus des échanges de charge. L'héliosphère offre, alors, un exemple très intéressant en terme d'observations et de modélisation pour la compréhension de ces phénomènes.

**Première partie**

**Introduction**



# Chapitre 1

## L'Héliosphère et l'environnement galactique du Soleil

Le philosophe grec *Anaxagore* (500-428 av. J.-C.) fut un des premiers occidentaux à proposer une théorie scientifique sur le Soleil, déclarant qu'il s'agissait d'une masse incandescente plus grande que le Péloponnèse. *Aristarque de Samos* (env. 310-230 av. J.-C.) a été le précurseur de la théorie héliocentrique, plaçant le Soleil au centre de l'Univers, et non pas la Terre, ayant calculé (malgré ses erreurs de calcul) que le diamètre de cette dernière était bien inférieur à celui du Soleil.

*« Vous n'êtes pas sans savoir que par l'Univers, la plupart des Astronomes signifient une sphère ayant son centre au centre de la Terre (...). Toutefois, Aristarque de Samos a publié certains écrits sur les hypothèses astronomiques. Les présuppositions qu'on trouve dans ses écrits suggèrent un univers beaucoup plus grand que celui mentionné plus haut. Il commence en fait avec l'hypothèse que les étoiles fixes et le Soleil sont immobiles. Quant à la terre, elle se déplace autour du soleil sur la circonférence d'un cercle ayant son centre dans le Soleil. »*  
(Archimède, Préface du traité *le sablier*.)

Sa théorie, pourtant, sera fortement contestée par ses contemporains (ex. Archimède, 287-212 av. J.-C.) qui soutenaient toujours les théories d'Aristote (384-322 av. J.-C.). Au XVI<sup>e</sup> siècle, la reprise de la théorie héliocentrique par *Copernic* commence à percer le 'voile' géocentrique du statu-quo aristotélicien et religieux. Au début du XVII<sup>e</sup> siècle *Galilée* inaugura l'observation télescopique du Soleil en observant les taches solaires, tandis que près de cent ans plus tard, *Newton* décomposa la lumière solaire au moyen d'un prisme, révélant le spectre visible.

Depuis ce temps d'évolution lente des études et théories solaires, nul ne peut contester que non seulement l'Univers n'est pas géocentrique, mais le Soleil aussi a perdu son statut d'astre parfait et inusable. Il se retrouve actuellement 'rétrogradé' en étoile naine de type spectral G2-V. « G2 » signifie qu'il a une température de surface d'environ 5 770 Kelvins, avec une couleur jaune tirant sur le blanc. Le suffixe « V » indique qu'il évolue actuellement, comme la majorité des étoiles, sur la séquence principale du diagramme de Hertzsprung-Russell : il tire son énergie de réactions de fusion nucléaire qui transforment, dans son noyau, l'hydrogène en hélium, et se trouve dans un état d'équilibre hydrostatique, ne subissant ni contraction, ni dilatation continues. Il gravite, comme environ 200-400 milliards d'étoiles et une masse considérable de matière interstellaire, autour du centre de la Galaxie et se situe à une distance de 8600 pc (environ 25000 années-lumière) de celui-ci.

Dans ce chapitre d'introduction, j'essaierai de décrire, de manière rudimentaire, le milieu interstellaire qui entoure actuellement le système solaire et comment le Soleil avec son activité (magnétisme, vent solaire) interagît avec son environnement galactique.

### 1.1 Le milieu interstellaire local et le vent interstellaire

Le Soleil, une étoile ordinaire de type avancé se situe actuellement dans le Bras d'Orion dans les parties externes de la Galaxie (fig.1.1, panneau supérieur). Le voisinage galactique du Soleil, aux échelles

de  $\sim 500$  pc, consiste en un système typique de cavités chaudes et ténues, soufflées par des vents stellaires et de supernovae, dont la Bulle Locale (Local Hot Bubble, LHB, fig.1.1, panneau du milieu) d'une taille de 100 pc et supposée contenir du gaz très raréfié ( $\sim 0.002 \text{ cm}^{-3}$ ) et très chaud ( $\sim 10^6$  K). Les 'murs' de la cavité sont formés de nuages denses et froids, alors que, enclavés dans le gaz chaud de la cavité, se trouvent plusieurs petits nuages diffus et 'tièdes' (par rapport à la température du gaz de la Bulle). Le Soleil traverse actuellement un tel nuage de quelques parsecs de taille, appelé le Nuage Interstellaire Local (Local Interstellar Cloud, LIC, fig.1.1 panneau inférieur).

### 1.1.1 Le Nuage Interstellaire Local

Le Nuage Interstellaire Local fait partie d'un groupe de nuages, qui contiennent principalement de l'hydrogène et de l'hélium partiellement ionisés, avec des températures de l'ordre de 5000 - 10000 K et des densités de l'ordre de  $0.1 \text{ cm}^{-3}$ . La distribution de ces nuages dans un espace de 10-20 pc a été étudiée en utilisant la méthode de 'triangulation Doppler' (Crutcher (1982); Lallement et al. (1990); Lallement et Bertin (1992)). La méthode consiste à mesurer le décalage Doppler des raies d'absorption dans les spectres des étoiles proches qui se situent par préférence derrière un nuage. L'hypothèse principale étant que le gaz dans le nuage se déplace comme un corps solide, alors le décalage Doppler des raies d'absorption dans la direction de chaque cible est la projection directe du vecteur vitesse du nuage. Pour séparer les différents nuages-absorbeurs, il est nécessaire de choisir des lignes de visée courtes, c'est à dire des étoiles très proches.

Les études de Lallement et al. (1990) et Lallement et Bertin (1992) concernaient des étoiles-cibles dans deux hémisphères opposés. Les résultats obtenus ne concordaient pas entre eux, et montraient que, sauf erreur d'analyse, le Soleil se trouvait entre deux nuages différents, que l'on appela Galactique (G) et Anti-galactique (AG) selon la direction dans laquelle ils étaient observés. Le nuage G se déplace à une vitesse de  $29.3 \text{ km s}^{-1}$  relative au Soleil, dans la direction  $(l, b) = (184.5^\circ, -20.5^\circ)$  qui se traduit en  $(\lambda, \beta) = (70.5^\circ, -8.5^\circ)$  en coordonnées héliocycliques, et le gaz qu'il contient se trouve à une température de 5400 K. D'autre part, le nuage AG a une température de 6500 K et se déplace à une vitesse de  $25.7 \text{ km s}^{-1}$  relative au Soleil, dans la direction  $(l, b) = (186.1^\circ, -16.4^\circ)$  ou  $(\lambda, \beta) = (74.9^\circ, -7.8^\circ)$ .

L'ambiguïté des résultats a été résolue par les mesures *in situ* des atomes d'hélium IS dans le système solaire interne par l'expérience GAS sur le satellite Ulysses. Ces analyses (Witte et al. (1993)) ont déterminé la vitesse du flot He (en vecteur et module) ainsi que sa température et ont trouvé des valeurs qui correspondaient aux valeurs trouvées pour le nuage AG. Ainsi, la conclusion était que le Soleil se trouve quasiment au bord du nuage AG, dorénavant renommé Nuage Local (Local Cloud, LC), et c'est pour cette raison que les deux nuages (AG et G), ne pouvaient être observés en même temps. De plus, les mesures GAS ont confirmé que les atomes neutres du flot He IS pouvaient rentrer librement dans l'héliosphère, sans que leurs propriétés soient modifiées, fait qui était prévu par les modèles de l'interface.

En effet, le mouvement relatif entre le Soleil et le milieu interstellaire local (nuage local) crée un flot permanent de gaz et de poussière interstellaire autour de notre étoile, appelé le Vent Interstellaire. Le milieu interstellaire étant partiellement ionisé, les deux composantes, neutre et ionisée, se comportent différemment en s'approchant du Soleil. Le plasma, d'après les modèles, sera décéléré, chauffé et dévié autour de l'Héliopause, qui est la discontinuité de contact entre les plasmas du Vent Solaire et du Vent Interstellaire. La partie neutre du Vent IS ne perçoit pas la présence du Vent Solaire et, en une première approximation, s'écoule librement à travers l'interface. Le comportement des particules neutres est dû à leur libre parcours moyen qui est très grand : quelques dizaines de UA pour les interactions neutres-ions (et électrons) et quelques centaines de UA pour les collisions entre neutres.

L'écoulement libre des neutres IS à travers l'interface héliosphérique est surtout vrai pour le flot He, qui traverse l'interface sans être filtré et préserve ses propriétés IS. Par contre, les neutres H du flot IS sont couplés par échanges de charge avec les protons qui contournent l'Héliopause et, d'après les modèles, seulement 1/3 environ des atomes H IS traversent l'interface inaltérés. Cette propriété des neutres He, a permis d'établir un état de 'perturbation zero' pour le flot IS, qui sert de référence pour les études qui ont suivi.

La caractéristique qui reste à définir pour le nuage local est la densité des atomes H et He. Les

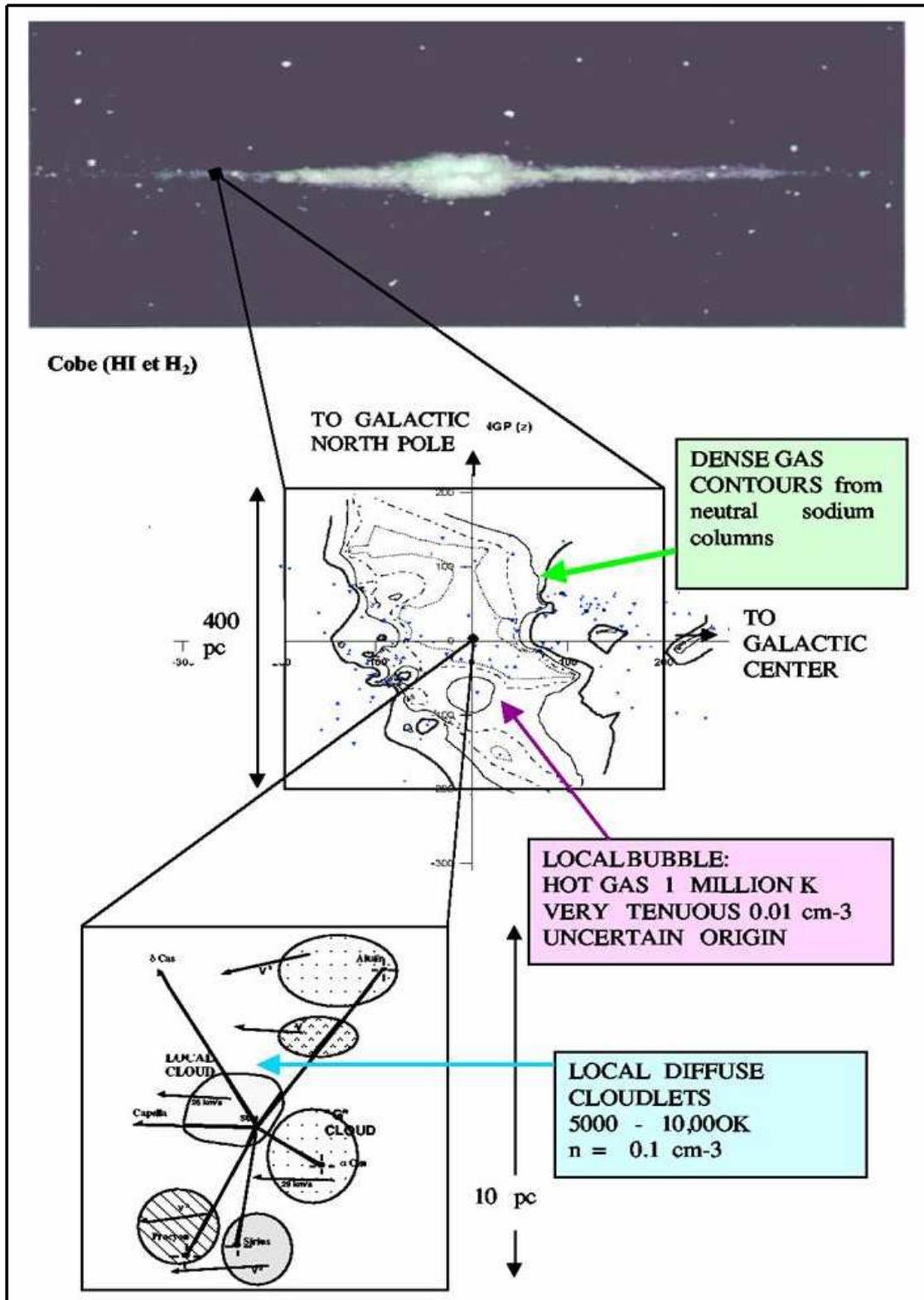


FIG. 1.1 – L'environnement solaire à différentes échelles : la Galaxie (résultats du satellite COBE, Hauser et al. (1995)), le bras local (les contours de la Bulle Locale à partir de résultats sur l'absorption du sodium, Sfeir et al. (1999)), et les nuages locaux interstellaires (résultats de mesures d'absorption vers des étoiles très proches, Lallement et al. (1995)).

mesures *in situ* des neutres He avec GAS et des ions 'pick-up' d'hélium (ions 'pick-up' sont appelés les neutres IS qui sont ionisés près du Soleil) avec SWICS sur Ulysses, ont contraint avec une très bonne précision la densité des neutres He,  $n(\text{He}^0) = 0.014 \text{ cm}^{-3}$  (Gloeckler (1996) ; Mobius (1996) ; Witte et al. (1996)). Puisque l'hélium n'est pas filtré à l'interface, cette densité s'applique dans le nuage local aussi. Le nuage local a été trouvé à 40% ionisé (mesures EUVE, Dupuis et al. (1995) ; Wolff et al. (1999)), ce qui résulte en une densité des ions He de  $n(\text{He}^+) = 0.009 \text{ cm}^{-3}$  et un total de  $0.023$  noyaux d'He  $\text{cm}^{-3}$ .

D'après le rapport d'abondances cosmologiques dans le milieu IS local, la densité d'hydrogène est 10 fois plus importante que celle d'hélium, le nuage local doit, alors, contenir environ  $0.23$  noyaux H  $\text{cm}^{-3}$ . Ainsi avec une densité plasma de  $n(\text{H}^+) = 0.05 \text{ cm}^{-3}$  et une densité de neutres  $n(\text{H}^0) = 0.18 \text{ cm}^{-3}$ , les modèles plasma prévoient un filtrage de  $\sim 40\%$  des atomes H neutres dans l'héliosphère, ce qui est confirmé par les mesures des ions 'pick-up'  $\text{H}^+$  par SWICS sur Ulysses qui calculent  $n(\text{H}) = 0.12 \text{ cm}^{-3}$  (après filtrage).

Les détails sur l'interface entre les plasmas des Vents IS et Solaire et le comportement du flot IS (les deux composantes, H et He) à la traversée de l'interface et à l'intérieur de l'héliosphère seront résumés par la suite dans la section 1.3.1.

### 1.1.2 La Bulle Interstellaire Locale

L'existence de la cavité interstellaire locale a été déduite de deux diagnostics observationnels : les raies d'absorption dans les spectres des étoiles proches et l'émission du fond X diffus. D'abord, les spectres des étoiles proches ont montré que les colonne-densités dans le milieu interstellaire augmentaient brusquement autour des distances 50 - 150 pc, selon la direction d'observation. Ceci a été la preuve principale que le milieu qui entoure la région solaire était dépourvu de gaz dense et froid.

D'autre part, les observations des rayons X avec le satellite ROSAT (Snowden et al. (1998)) indiquaient une émission diffuse dont la nature exigeait une source locale, jusqu'à 100 ou 200 parsecs. En fait, une fraction considérable des émissions X dans le domaine 0.1 - 0.4 keV présentait dans les données ROSAT un manque d'anti-corrélation avec les mesures de colonne-densité, tandis qu'une telle anti-corrélation est attendue si l'émission est générée à distance.

En effet, les émissions X sont fortement absorbées par le gaz interstellaire, d'après la loi d'absorption :

$$I(E) \propto \exp(-\sigma(E)N_H) \quad (1.1)$$

où  $I(E)$  est l'intensité totale sur la ligne de visée à l'énergie  $E$ ,  $\sigma(E)$  est la section efficace de l'absorption photo-électrique à l'énergie  $E$  et  $N_H$  est la colonne-densité de l'hydrogène neutre (H I) le long de la ligne de visée en question. Pour donner un exemple, l'épaisseur optique est égale à 1 à l'énergie  $E = 0.25 \text{ keV}$  pour une colonne-densité  $N_H = 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ . Ainsi, la fraction non-corrélée et par cela non-absorbée, ne doit pas être générée plus loin que 100 - 200 parsecs.

Cette émission diffuse a été pendant longtemps attribuée à la Bulle Locale, ainsi appelée Bulle Locale Chaude (Local Hot Bubble). La température du gaz dans la cavité a été évaluée à partir des modèles d'émission thermique du gaz chaud par le rapport des bandes d'observation ROSAT (bande 1/4 keV = [0.1-0.3] keV et 3/4 keV = [0.5-1.0] keV) et estimée autour de  $10^6 \text{ K}$ . La présence d'une bulle remplie de gaz chaud semble être en accord avec les modèles dynamiques de vents stellaires et d'éjecta de supernovae en expansion. Plus particulièrement, la taille et les propriétés physiques de la Bulle Locale sont très bien reproduites par des modèles d'évolution du milieu local comprenant une série de supernovae anciennes, rechauffées par un événement récent (de Avillez et Breitschwerdt (2005)).

La taille et la forme de la Bulle Locale ont fait l'objet d'une étude détaillée avec des observations des raies d'absorption du sodium utilisant les distances précises des étoiles proches du catalogue Hipparcos (Lallement et al. (2003)). Ceci a permis une cartographie précise de la cavité locale en 3D, par la localisation des nuages denses qui produisent l'absorption. Deux cartes de la Bulle Locale sont présentées dans la figure 1.2, où la structure de la Bulle est révélée. Dans le panneau 1.2(a) qui représente la structure de la cavité dans le plan galactique, on voit les 'murs' des nuages denses aux limites de la Bulle, ainsi que sa connexion aux cavités voisines par des tunnels moins denses. Dans le panneau 1.2(b) qui représente la structure perpendiculaire au plan galactique, la Bulle est connectée aux halos galactiques (nord et sud) par deux 'cheminées'.

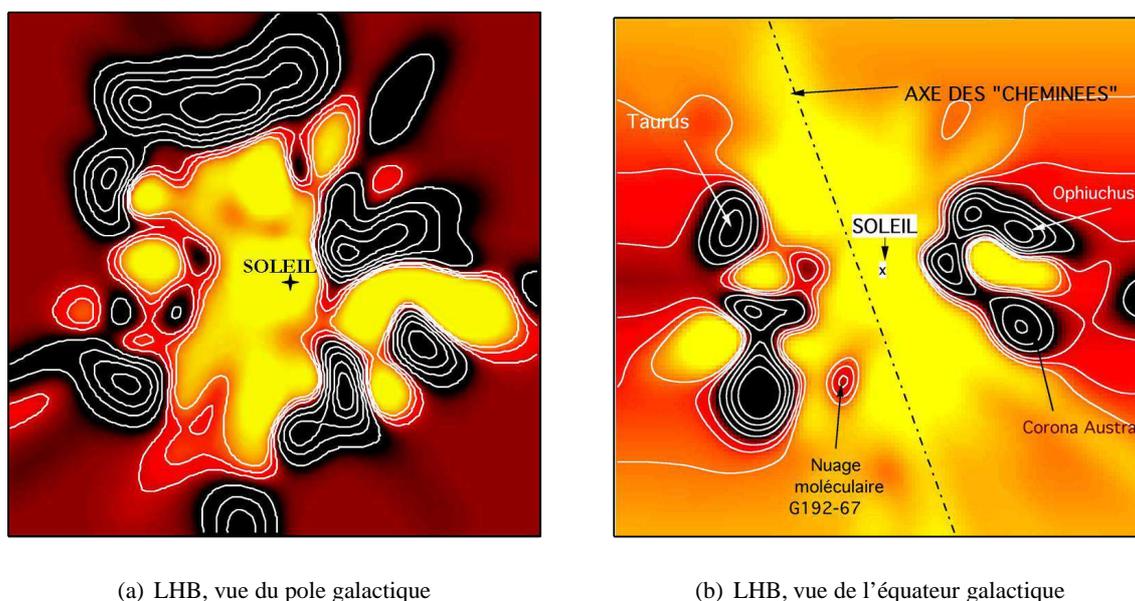


FIG. 1.2 – Cartographie de la Bulle Locale Interstellaire par des mesures des raies d'absorption sur des étoiles proches. (a) Structure fermée dans le plan galactique, le centre galactique se trouve vers la droite de la figure. (b) Structure ouverte dans le plan perpendiculaire au plan de la Galaxie, le centre galactique se trouve vers la droite et le pôle Nord galactique vers le haut. Figure adaptée de Lallement et al. (2003).

L'axe des cheminées apparaît nettement dans les cartes ROSAT d'émission diffuse à 0.25 keV, ce qui est en accord avec une plus faible colonne-densité du gaz, qui laisse pénétrer plus d'émission X provenant du halo galactique et des sources extragalactiques. D'autre part, la fraction non-absorbée de l'émission paraît plus intense dans la direction des cheminées d'un facteur 2 par rapport aux directions dans le plan galactique (Snowden et al. (1998)). Par conséquent, la Bulle Locale est considérée plus étendue en distance, également d'un facteur 2, dans les directions polaires.

Cependant, l'émission X diffuse de la Bulle Locale, et par conséquent, la température du gaz dans celle-ci, doivent être révisées pour inclure dans l'analyse des mesures des raies spectrales X la contribution du processus d'échange de charge dans l'héliosphère. Comme nous expliquerons par la suite dans le chapitre 2, les réactions d'échange de charge entre les ions lourds du vent solaire et les neutres interstellaires entrant dans l'héliosphère, induisent des cascades radiatives dans le même domaine spectral que l'émission thermique attribuée au gaz de la Bulle Locale.

## 1.2 Le vent solaire : origine de l'héliosphère

L'idée de l'héliosphère définie comme la sphère de contrôle du Soleil a été introduite en 1955 par Davis, qui a basé ce concept sur la modulation des rayons cosmiques à contre-phase avec le cycle de l'activité solaire. Cette modulation ne pouvait être expliquée qu'en admettant que le milieu enveloppant le Soleil et le système solaire subit des changements entre le minimum et le maximum d'activité solaire, qui affectent la propagation des rayons cosmiques, leur permettant d'arriver plus facilement sur Terre pendant le minimum. Les rayons cosmiques étant des particules électriquement chargées, ces changements devaient impliquer des champs magnétiques qui varient en fonction du cycle solaire. Aussi, puisque les rayons cosmiques sont très énergétiques, le volume dans lequel les variations ont lieu devait être très vaste. L'image de ce milieu magnétisé qui entoure le Soleil a été complétée par la découverte, à la même époque, d'une sorte de radiation 'corporelle' émise par le Soleil, c'est à dire, des particules chargées qui déclenchaient des effets géomagnétiques. Dans cette notion de radiation corporelle on reconnaît facilement le vent solaire.

L'existence du vent solaire en tant que flot constant de plasma écoulant de la couronne solaire a été évoquée par Biermann en 1951 pour expliquer la direction radiale anti-solaire des queues de plasma des

comètes. A l'époque, il était aussi connu que la couronne solaire était très chaude, à une température qui dépassait le million de degrés. En 1958, *Eugene Parker* a posé les bases théoriques pour l'étude du vent solaire, expliquant qu'il fallait un flot supersonique ( $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$ ) de plasma coronal pour maintenir l'équilibre avec le gaz du milieu interstellaire, exercer la force nécessaire sur les queues-plasma des comètes et transmettre les perturbations solaires au champ électromagnétique terrestre. Quatre ans seulement après les prédictions de Parker, l'existence du vent solaire a été confirmée par les premières missions spatiales.

Ainsi, l'héliosphère est définie comme l'espace vaste qui entoure le Soleil et le système solaire et qui est remplie par le vent solaire. Sa limite interne est l'atmosphère externe du Soleil, la couronne solaire, où le vent solaire est généré et accéléré. Sa limite extérieure peut être définie, en première approximation, comme la surface d'équilibre de pression entre le vent solaire et le milieu interstellaire local.

La raison principale de l'existence de l'héliosphère est le vent solaire et il est, alors, nécessaire de résumer ses caractéristiques générales qui sont importantes pour comprendre la structure interne de l'hélio-sphère. A l'origine de la définition du vent solaire, celui-ci était supposé s'écouler radialement avec une vitesse asymptotique constante et supersonique depuis une couronne solaire uniforme et isotherme. Mais à présent, après presque 50 ans de mesures du vent solaire, nous sommes en position de connaître et de comprendre beaucoup mieux ses caractéristiques.

Si le vent solaire est un phénomène omniprésent et continu, il n'est pas sans structure pour autant. Sa densité, vitesse, température, composition élémentaire et états de charge ioniques sont quelques unes de ses propriétés qui varient en fonction du temps et de la position dans l'espace interplanétaire avec des échelles de temps variant de quelques minutes à quelques décennies.

Sans être en position, ni en nécessité dans le contexte de ma thèse, de définir exactement les mécanismes d'accélération du vent solaire dans la couronne solaire, il est évident que les structures du champ magnétique et de la couronne sont étroitement liées à l'accélération et la propagation des deux types principaux de vent solaire : le vent équatorial lent et le vent polaire rapide.

### 1.2.1 Structure de la couronne et du vent solaire pendant le cycle solaire

Le vent solaire lent avec ses propriétés moyennes (mesurées à 1 UA)  $V_{SW} \approx 400 \text{ km s}^{-1}$ ,  $n_p \approx 9 \text{ cm}^{-3}$  et  $T \approx 4 \times 10^4 \text{ K}$  semblait concorder avec les premiers résultats des modèles théoriques (Parker (1958)). Ceci a souvent conduit à associer le vent lent à un état 'calme' du vent solaire et considérer chaque flux de vent rapide ( $V_{SW} \approx 700 \text{ km s}^{-1}$ ,  $n_p \approx 3 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T \approx 10^5 \text{ K}$ ) comme des perturbations de cet état calme.

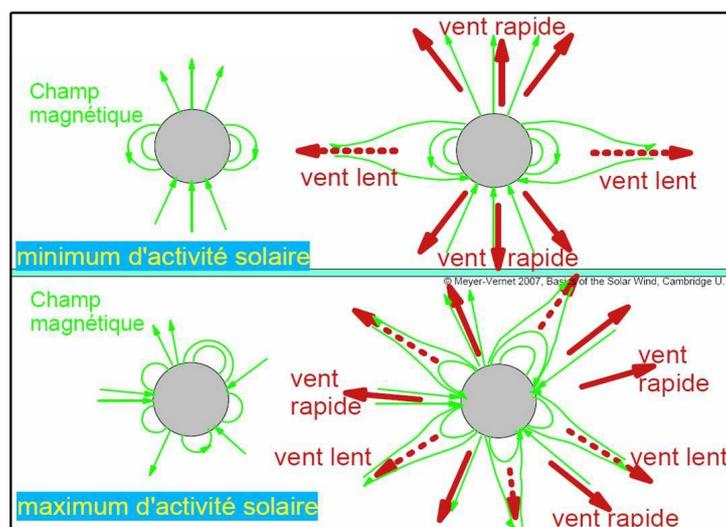


FIG. 1.3 – Structure simplifiée du champ magnétique solaire pendant le minimum et le maximum d'activité solaire. Les régions d'origine du vent solaire lent et rapide sont présentées. Figure extraite de N. Meyer-Vernet 2007, *Basics of the Solar Wind*, Cambridge U. P.

Ce n'est qu'à partir de l'époque de *Skylab* en 1973/74 que l'on a compris la véritable origine du vent rapide. *Skylab* a obtenu des images de la couronne solaire en rayons X de basse énergie et a découvert des régions sombres, de densité et température plus faibles que la moyenne, qu'on appela trous coronaux (Krieger et al. (1973) ; Neupert et Pizzo (1974) ; Nolte et al. (1976)) et les associa aux courants de vent rapide détectés déjà par des mesures *in situ* dans l'espace interplanétaire. Les trous coronaux se situent au dessus des régions 'inactives' du Soleil, où les lignes ouvertes du champ magnétique sont prédominantes (fig. 1.3). Des régions vastes de trous coronaux se forment dans l'atmosphère solaire surtout pendant les phases décroissantes et minimales du cycle d'activité solaire et sont essentiellement centrées autour des pôles solaires. Néanmoins, souvent, elles présentent de larges extensions jusqu'aux latitudes héliographiques basses, qui sont les sources des courants rapides près du plan de l'écliptique que l'on retrouve dans les mesures *in situ*.

Le vent lent, au contraire, est originaire des régions plus actives du Soleil, associées à des structures magnétiques fermées comme les systèmes de boucles bipolaires (fig. 1.3). Ces régions beaucoup plus actives en termes de présence de taches solaires et de fréquence des phénomènes plus énergétiques (éruptions solaires, protubérances éruptives) se trouvent, pendant le minimum d'activité, en majeure partie dans une zone de  $\pm 20^\circ$  équatoriale du Soleil. En dehors de cette zone, il n'y a que du vent rapide, avec des limites extrêmement nettes par rapport à la région de vent lent. Les régions 'tumultueuses' confèrent au vent lent des propriétés beaucoup plus variables, ce qui fait que le nom d'état 'calme' du vent solaire correspondrait plutôt au vent rapide, ce dernier ayant des caractéristiques beaucoup plus stables.

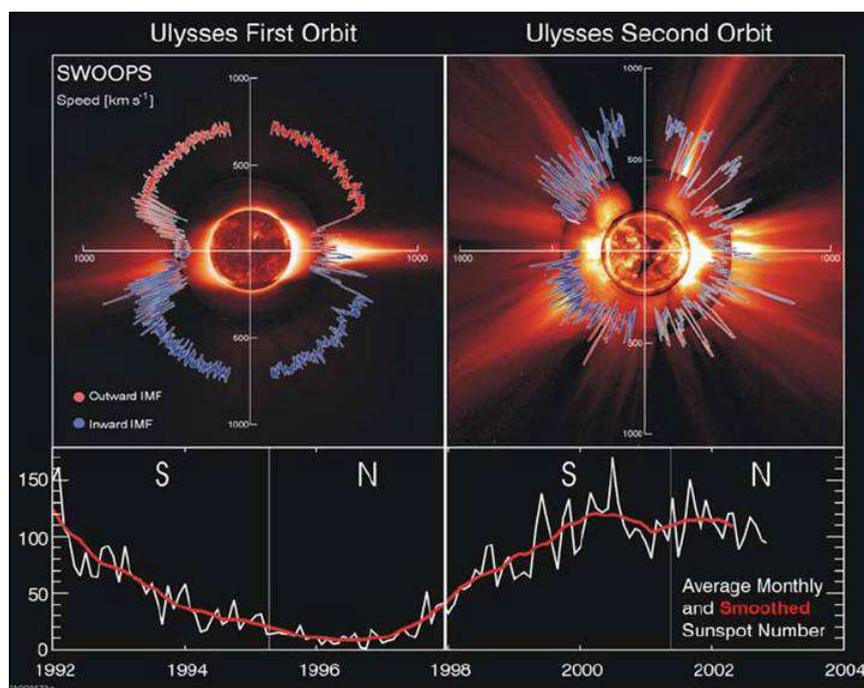


Fig. 1.4 – Graphique en coordonnées polaires de la vitesse moyenne du vent solaire en fonction de la latitude héliographique mesurée par Ulysses/SWOOPS. Le code de couleurs montre la polarité magnétique. Figure extraite de McComas et al. (2003).

Pendant le maximum d'activité solaire les régions des trous coronaux sur le disque solaire rétrécissent, tandis que les structures magnétiques fermées semblent occuper de plus en plus d'espace sur le disque solaire et à toutes latitudes. Ainsi, la phase maximale du cycle solaire est dominée par le vent lent qui varie continuellement. La repartition en latitude exacte du vent solaire pendant tout le cycle solaire a été joliment mise en évidence par les mesures de l'instrument SWOOPS sur le satellite Ulysses en orbite quasi-polaire autour du Soleil à une distance moyenne de 1 UA (fig.1.4). Dans la figure les graphiques de la variation latitudinale de la vitesse moyenne du vent solaire sont superposés aux photos en UV de la couronne solaire prises par le coronographe SOHO/LASCO et du disque solaire par l'instrument SOHO/EIT. Sur le panneau de gauche on distingue clairement les deux états du vent solaire pendant le

minimum d'activité avec la zone équatoriale étroite de vent lent. Au contraire, dans le panneau de droite, les deux états sont mélangés et il est difficile de les séparer spatialement.

### 1.2.2 Composition des deux types de vent solaire

A part leurs différences basiques en vitesse moyenne, densité et température, les propriétés physiques des deux états du vent solaire sont très différentes, en particulier, en ce qui concerne la composition, la 'teneur' en ions lourds, et aussi les fractions d'états de charge de ces ions lourds. Nous sommes surtout intéressés par ces différences, car elles influencent sensiblement les émissions X issues des échanges de charge entre les ions lourds du vent solaire et les atomes neutres des planètes et de l'héliosphère.

Le premier effet qui caractérise le vent lent et le vent rapide est un biais dans leur composition par rapport au potentiel de première ionisation (FIP, First Ionization Potential) des éléments présents. En général, un enrichissement du vent solaire en éléments qui ont un potentiel de première ionisation faible (Si, Fe, Mg, S) est observé par rapport à la photosphère. L'enrichissement en éléments lourds est beaucoup plus important dans le vent lent que dans le vent rapide, ce qui constitue l'effet FIP (fig.1.5(a) ; von Steiger et al. (2000)).

D'autre part, la distribution des états de charge des éléments est aussi très dépendante du type de vent. Il est constaté qu'il y a un fléchissement vers les états de charge les plus élevés dans le vent lent, particulièrement net dans les éléments légers, tels C ou O (fig.1.5(b)). En ce qui concerne les ions avec une large distribution d'états de charge, tels Si ou Fe, dans le vent lent on observe une augmentation des états de charge aux deux extrémités de la distribution (fig.1.5(b)).

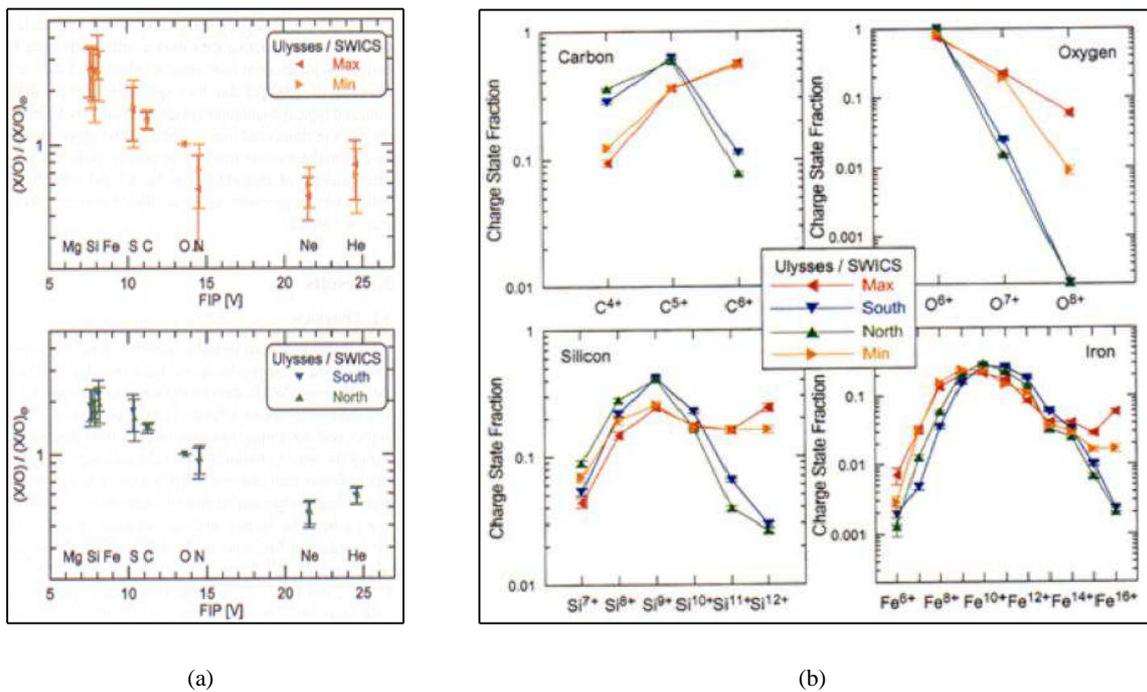


FIG. 1.5 – Variations de composition entre les deux types de vent solaire à partir des données SWICS/ULYSSES, pour les quatre périodes d'observations ULYSSES : passage équatorial pendant le maximum solaire (Max-1992), passage par le pôle solaire sud (South-1994), et le pôle solaire nord (North-1996) et passage par l'équateur solaire pendant le minimum solaire (Min-1998). Les périodes Max et Min correspondent aux mesures de vent lent, tandis que les périodes North et South aux mesures de vent rapide. (a) Rapports moyens des abondances relatives à l'oxygène, (b) Fractions d'état de charge moyen pour les ions lourds C, O, Si, et Fe. Figures extraites de von Steiger et al. (2000).

Tout ceci indique une température 'freezing-in' plus faible dans les trous coronaux où est accéléré le vent rapide. La température 'freezing-in' est la température de la couronne à l'altitude où l'échelle de temps caractéristique d'expansion du vent solaire est plus courte que l'échelle de temps des processus d'ionisation et recombinaison. Ces altitudes se situent à environ 1.2 - 3.5  $R_{\odot}$  (rayons solaires) selon les

états de charge considérés. Le processus de 'freezing-in' s'effectue plus rapidement pour le plasma dans le vent rapide qui s'étend librement.

Par contre, dans le vent lent, si la température de 'freezing-in' est clairement plus élevée, les processus thermiques que subit le plasma apparaissent beaucoup plus complexes, comme le démontre la distribution des états de charge des ions lourds (Si, Fe). Cette complexité s'explique par des modèles de champ magnétique solaire, où plusieurs boucles magnétiques fermées, d'âge, taille et température différents peuvent s'ouvrir par les différents processus de reconnection.

En tout cas, l'ensemble des différences trouvées renforce l'idée générale perçue pour le vent solaire comme un phénomène en deux états, avec des limites nettes entre eux, qui commencent dès la chromosphère et la basse couronne pour être retrouvés dans l'espace interplanétaire et dans leur impact sur l'héliosphère.

### 1.2.3 Le vent solaire dans l'espace interplanétaire

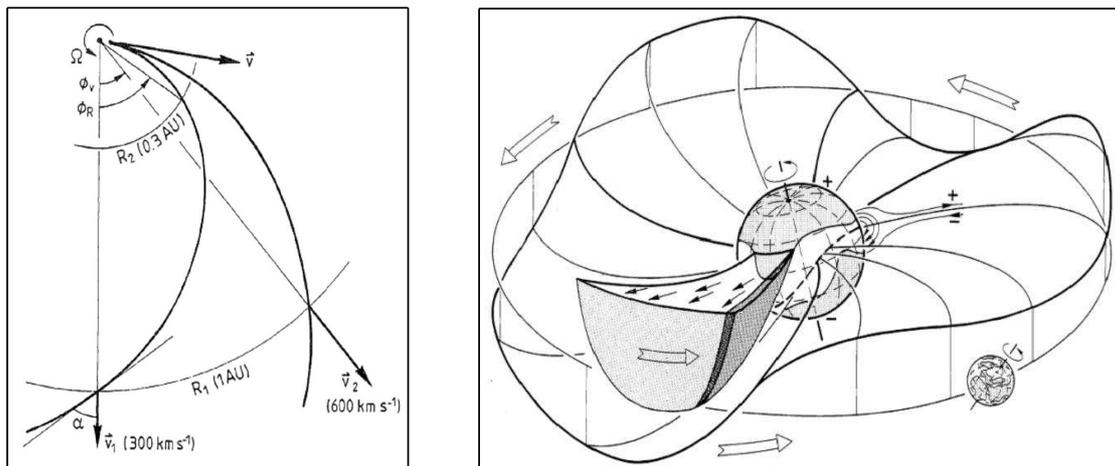
Les particules du vent solaire émergent radialement de la région de leur accélération, mais le vent solaire subit globalement les effets de la rotation solaire aussi. A cause de la combinaison du mouvement radial des particules et de la rotation de leur point-source sur le disque solaire, les 'tubes' de flux remplis de plasma forment une spirale d'Archimède en expansion dans l'espace interplanétaire (fig.1.6(a), 'spirale de Parker'). L'angle  $\alpha$  du tube de flux par rapport à la direction radiale à une distance R est exprimée par :

$$\tan \alpha = \Omega R / V_{SW} \quad (1.2)$$

où  $\Omega$  est la vitesse angulaire du Soleil ( $\Omega = 1.543 \times 10^{-4} \text{ deg s}^{-1}$ , ou  $\sim 13.5 \text{ deg j}^{-1}$ ) et  $V_{SW}$  la vitesse moyenne du vent solaire, radiale et perpendiculaire à l'axe de rotation du Soleil. Cette équation 1.2, pour un flot non-équatorial, est valable pour les projections de  $V_{SW}$  et R sur le plan équatorial. Par conséquence, le décalage longitudinal d'un tube de flux de la distance  $R_1$  à la distance  $R_2$  est :

$$\phi_R = \Omega (R_1 - R_2) / V_{SW} \quad (1.3)$$

et il est à noter que, par exemple, une source équatoriale de vent lent ( $300 \text{ km s}^{-1}$ ) a tourné presque jusqu'au limbe ouest, avant que le plasma émis n'arrive à 1 UA.



(a) spirale de Parker

(b) la jupe de ballerine

FIG. 1.6 – (a) La spirale de Parker (projetée sur le plan équatorial solaire) pour deux tubes de flux de vent solaire à vitesses  $300 \text{ km s}^{-1}$  et  $600 \text{ km s}^{-1}$ . (b) Vue d'artiste de la nappe de courant qui sépare les polarités opposées du champ magnétique solaire (jupe de ballerine) dans l'espace interplanétaire.

Le vent solaire étant un plasma, il conduit l'électricité et il est couplé au champ magnétique qu'il entraîne avec lui dans l'espace interplanétaire. La figure 1.6(b) présente un schéma d'artiste de la structure

de l'héliosphère interne pendant la phase minimum du cycle solaire. Sur la figure, les pôles sont couverts de trous coronaux, de polarité opposée : positive pour le pôle Nord (lignes de champ sortantes) et négative pour le pôle Sud (lignes de champ entrantes). L'extension des trous coronaux vers les latitudes héliographiques équatoriales est due à l'inclinaison de l'axe du dipôle magnétique solaire par rapport à l'axe de rotation du Soleil. Dans la zone équatoriale, au dessus des régions actives et des boucles fermées, les streamers s'étendent loin dans la couronne. La caractéristique 'jupe de ballerine' qui définit la nappe de courant séparant les lignes de polarité opposée se forme sur la zone des streamers et est entraînée par le vent solaire dans l'espace interplanétaire.

Un observateur placé sur le plan de l'écliptique (à la Terre) perçoit des courants de vent lent et de vent rapide qui s'alternent dans les plis de la nappe de courant dans l'espace interplanétaire. Cette alternance des courants aux vitesses différentes provoque des déformations de la structure du vent solaire dans l'espace IP, qui sont observées dans les mesures *in situ*.

## 1.3 L'héliosphère

### 1.3.1 L'interface héliosphérique

Comme nous l'avons mentionné plus haut, la frontière externe de l'héliosphère est définie au premier ordre comme la surface où il y a équilibre de pression entre le milieu interstellaire et le vent solaire supersonique. Cette surface se situe à une distance  $R$  (UA) qui peut être calculée en première approximation par l'équation

$$\frac{\rho_{sw} V_{sw}^2}{[R(\text{UA})/1 \text{UA}]^2} = P_{IS} \quad (1.4)$$

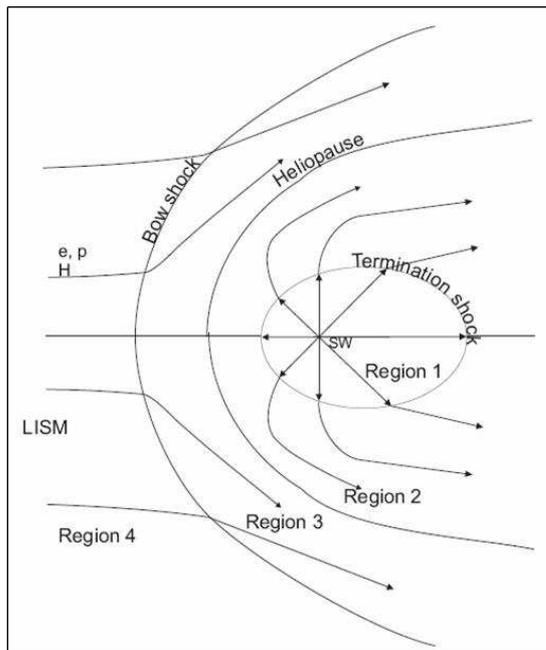


FIG. 1.7 – Vue schématique de l'héliosphère et des lignes d'écoulement des neutres et des ions solaires et interstellaires.

où  $\rho_{sw}$  et  $V_{sw}$  sont la densité et la vitesse moyennes du vent solaire (rapportées à 1 UA) et  $P_{IS}$  est la pression totale du milieu interstellaire. Dans cette pression totale du milieu IS local on compte les contributions de la pression interne du gaz, la pression magnétique liée au champ magnétique IS local, la pression dynamique due au mouvement relatif de  $25 \text{ km s}^{-1}$  entre le système solaire et le nuage local et enfin la pression due aux rayons cosmiques. En ce qui concerne la pression du vent solaire, puisque celui-ci est hautement supersonique, on n'a besoin de considérer que sa pression dynamique, qui est dominante.

La nature supersonique du vent solaire implique d'autres effets qui rendent la structure de l'interface héliosphérique plus complexe qu'une surface simple de discontinuité entre les plasmas solaire et interstellaire (fig.1.7). En effet, la présence du milieu interstellaire partiellement chargé constitue un obstacle pour le vent solaire supersonique, lui aussi ionisé. Au voisinage de l'obstacle, il y a une transition supersonique-subsonique, préalable à l'équilibre de pression, et donc création

d'un choc. Ce choc est appelé Choc Terminal du vent solaire et l'équation 1.4 donne, alors, une estimation grossière de la distance à laquelle se situe le Choc Terminal.

L'héliopause est la surface de contact entre les plasmas interstellaire et solaire. Cette surface laisse passer les particules neutres du milieu interstellaire mais empêche les ions interstellaires de pénétrer dans l'espace du vent solaire et vice-versa. Le plasma du vent solaire qui a été décéléré déjà au niveau du choc terminal est obligé de s'arrêter au niveau de l'héliopause et est dévié vers les flancs et la queue

de l'héliosphère. Parallèlement le plasma interstellaire est dévié avant d'atteindre l'héliopause. Dans certains modèles de l'interface héliosphérique, comme le modèle à deux chocs de Baranov et al. (1976), le flot interstellaire à une vitesse de 26 km/s, pour une température de 6000 K, est aussi supersonique et doit être décéléré par un deuxième choc (bow shock, fig.1.7). Ces modèles négligent le champ magnétique interstellaire. L'existence probable d'un champ magnétique pourrait modifier la nature supersonique du flot interstellaire. Dans ce cas, et selon l'amplitude du champ magnétique, il est possible qu'il n'y ait pas de choc interstellaire. Ceci ne change pas l'existence d'une région où le plasma interstellaire est décéléré et chauffé. De plus, le champ magnétique IS peut influencer la symétrie axiale de l'héliosphère autour de l'axe du vent IS selon son inclinaison par rapport à ce dernier. Cette configuration est, en fait, une des conclusions principales de l'étude menée en première partie dans ma thèse, que je présenterai dans le chapitre 3.

Comme nous avons noté plus haut, les neutres IS et plus précisément les atomes He neutres du milieu IS traversent librement la surface de l'héliopause. Par contre, même si l'héliopause est perméable au flot de neutres interstellaires, le processus d'échange de charge entre les atomes H et les protons IS dans la région de compression en amont de l'héliopause modifie sensiblement la distribution de l'hydrogène dans l'héliosphère externe. Les neutres créés par les échanges de charge dans les zones de plasma comprimé vont avoir une distribution de vitesse proche de celle du plasma local, c'est à dire une vitesse plus faible et une température plus élevée. Ces neutres, appelés neutres secondaires (par opposition aux neutres IS, non-affectés par les échanges de charge, que l'on appelle primaires) forment le 'mur d'hydrogène', un excès de densité au niveau de l'héliopause. Le mur d'hydrogène a été prédit par les modèles d'interface (Baranov et al. (1991)) et détecté dans les observations UV avec le télescope spatial Hubble (HST) vers l'étoile  $\alpha$  Cen (Linsky et Wood (1996)). Le flot de neutres dans l'héliosphère étant non-collisionnel, les modifications de la distribution des neutres induites au niveau de l'interface héliosphérique vont se propager jusqu'à l'héliosphère interne.

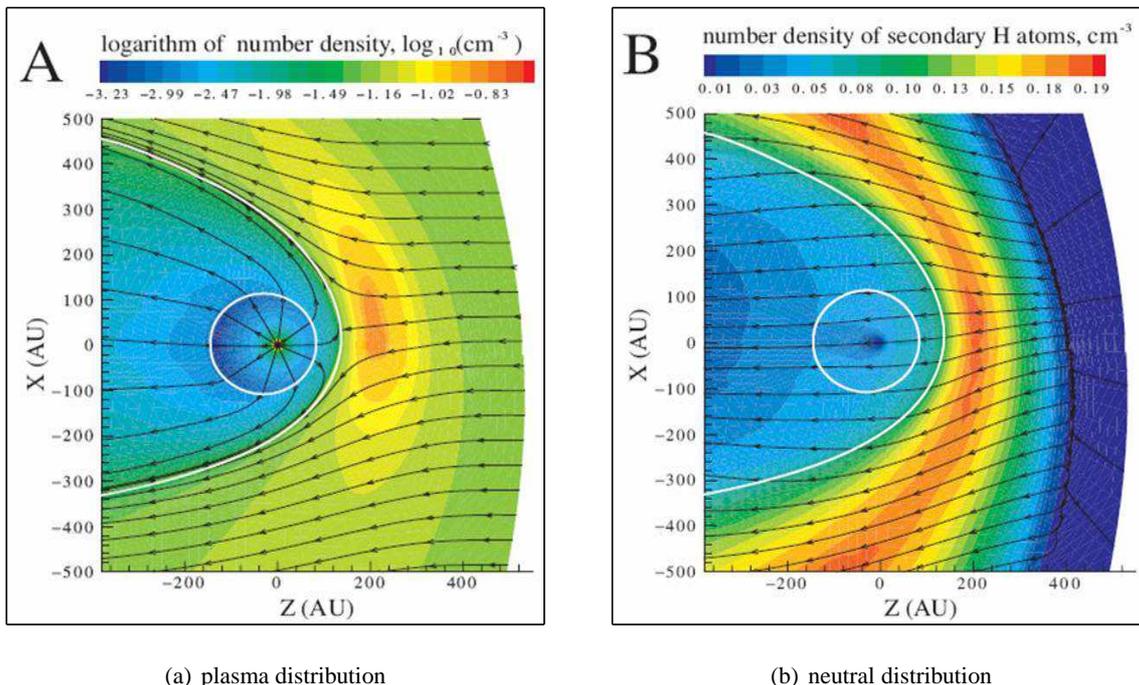


FIG. 1.8 – (a) Distribution des populations plasma à proximité et à l'intérieur de l'héliosphère. (b) Distribution des populations neutres de l'héliosphère. Figures extraites de Izmodenov et al. (2005a).

Un exemple des populations plasmas et neutres à l'interface héliosphérique est présenté dans la figure 1.8, extraite de Izmodenov et al. (2005a). A gauche, la densité du plasma est présentée où on voit la compression du plasma IS juste avant l'héliopause et l'augmentation de la densité du plasma solaire sur les flancs de l'héliosphère par rapport à la densité à l'intérieur du choc terminal. A droite on voit nettement le mur d'hydrogène créé par les neutres IS secondaires, juste avant l'héliopause. Il faut noter

que les deux figures ont été calculées dans un modèle avec un champ magnétique incliné par rapport à l'axe du vent (Izmodenov et al. (2005a)), sachant que si le champ magnétique était absent, parallèle ou vertical à l'axe du vent, la structure de l'héliosphère, et le mur d'hydrogène seraient symétriques autour de l'axe du vent IS.

### 1.3.2 L'héliosphère interne

Les neutres IS qui rentrent dans le système solaire interne, peuvent s'approcher suffisamment pour diffuser par résonance la lumière UV des raies solaires : la raie Ly- $\alpha$  (121.6 nm) pour l'hydrogène et la raie à 58.4 nm pour l'hélium. Cette rétrodiffusion crée le fond diffus interplanétaire qui permet de détecter les atomes H et He depuis la Terre et étudier leurs distributions et leurs caractéristiques respectives.

Les atomes d'hydrogène subissent principalement trois types d'influence liés à l'environnement solaire. Ce sont l'attraction gravitationnelle de la masse du soleil, la pression de radiation et enfin les effets d'ionisation dus au flux Extrême UltraViolet (EUV) ( $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$ ) et au flux de masse de protons qui échangent des charges avec l'hydrogène neutre. Les deux forces sont toutes deux proportionnelles à l'inverse du carré de la distance au Soleil, mais sont de sens opposé. Si on note  $\mu$  le rapport du module de la pression de radiation sur le module de la force gravitationnelle, la force est répulsive si  $\mu$  est supérieur à 1 et attractive dans le cas contraire.

Pour les atomes d'hélium, la pression de radiation est négligeable, alors que l'attraction gravitationnelle focalise les atomes derrière le Soleil, dans la direction où se dirige le flot (DownWind). La focalisation crée un cône caractéristique où la densité d'hélium atteint son maximum dans l'héliosphère (à environ 1 UA). Le cône de focalisation est symétrique autour de l'axe du flot He IS, et clairement visible dans le fond diffus à 58.4 nm, comme un drapeau dans le vent.

Les atomes He sont principalement détruits par photoionisation par le flux EUV solaire et par impact électronique. En revanche, la photoionisation représente, avec les électrons du vent solaire, 10 à 20% du taux d'ionisation de l'hydrogène. Le mécanisme principal de 'destruction' des atomes H est, en effet, l'échange de charge avec les protons du vent solaire. Il faut noter que l'échange de charge avec les protons du vent solaire produit des atomes neutres dont la vitesse est radiale par rapport au Soleil, et de l'ordre de 400 km/s (c'est à dire la vitesse du vent solaire). Cette vitesse représente un décalage spectral par rapport au centre de la raie Ly- $\alpha$  solaire de l'ordre de 1.6 Å, c'est à dire en dehors du spectre éclairé par le Soleil suivant le profil mesuré par Lemaire et al. (1978). Cette composante neutre ne participe donc pas à l'émission interplanétaire et par conséquent est négligée dans les modèles. Pour cette raison, l'échange de charge avec les protons solaires est considéré comme un mécanisme de perte pour la population H IS. L'efficacité de l'ionisation subie par les atomes près du Soleil est caractérisée par le taux d'ionisation à une unité astronomique du Soleil. L'inverse de ce taux est la durée de vie à 1 UA d'un atome d'hydrogène.

Les processus d'ionisation, d'autant plus efficaces près du Soleil, laissent un volume vide de neutres que l'on appelle Cavité d'ionisation. La cavité est dissymétrique avec une extension sous le vent. Cette cavité est beaucoup plus importante pour l'hydrogène (5 à 10 UA) que pour l'hélium (moins de 1 UA).

## Chapitre 2

# Les échanges de charges

### Le mécanisme

L'échange de charge est le processus de transfert semi-résonant d'un ou plusieurs électrons depuis un atome ou une molécule neutre vers un ion. Par convention, l'ion est rapporté comme 'projectile' car, souvent, il se déplace plus vite que la 'cible' neutre. Pendant la collision, les champs électriques du noyau et des électrons du projectile et de la cible se superposent et leurs niveaux d'énergie finissent par se confondre. A une certaine distance inter-nucléaire les niveaux d'énergie de la cible et du projectile se chevauchent de telle manière qu'un électron de la cible neutre peut être transporté sans émission de rayonnement à l'ion. L'efficacité de ce processus peut être très importante avec une section efficace de l'ordre de  $10^{-14}$  cm<sup>2</sup>.

### 2.1 L'échange de charge protons - atomes hydrogène

Dans le chapitre précédent, nous avons souvent mentionné les réactions d'échange de charge entre protons (solaires ou interstellaires) et atomes H et leur impact important sur la distribution de l'hydrogène IS à l'entrée et à l'intérieur de l'héliosphère. Le processus est décrit par la réaction :



où le moment cinétique est conservé. Le nouvel atome neutre créé a les caractéristiques cinétiques de l'ion projectile et, de même, le nouveau proton conserve les caractéristiques de l'atome cible.

Quand la collision se produit à l'interface héliosphérique, elle résulte en la création d'une population secondaire d'atomes H qui ont les propriétés du plasma (protons IS) comprimé, chauffé et ralenti. D'autre part, les nouveaux ions créés sont rapidement obligés de contourner l'héliopause.

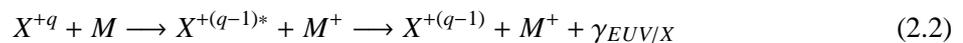
A l'intérieur de l'héliosphère, le processus d'échange de charge protons solaires - atomes H est responsable de la création de la cavité d'ionisation, le volume vide de neutres capables de diffuser la raie Ly- $\alpha$  solaire. Dans ce cas les nouveaux atomes créés se propagent radialement avec la vitesse du vent solaire, ce qui les rend inobservables par les spectrographes UV (SWAN, HST). En revanche, le nouvel ion conserve les caractéristiques de l'atome IS lent et devient un ion 'pick-up', détectable dans les mesures *in situ*.

Les protons nouvellement créés, dits 'pick-up', comme toutes les particules chargées, suivent les lignes de courant magnétiques et remontent vers l'héliosphère externe et l'interface héliosphérique. Des modèles récents de l'interface héliosphérique (Malama et al. (2006)) suggèrent que les différents types de protons 'pick-up' qui sont créés dans les différentes régions d'interaction de l'héliosphère soient aussi inclus dans les modèles, puisqu'ils sont identifiables par rapport aux protons solaires primaires. Les résultats sont très intéressants surtout dans l'aspect de positionnement des différentes frontières de l'héliosphère, mais ne rentrent pas dans le cadre de l'étude principale menée pendant ma thèse.

## 2.2 L'échange de charge avec des ions solaires lourds

Les rayons X issus des échanges de charge entre ions de degré élevé et neutres ont été découverts seulement depuis une dizaine d'années dans un contexte astrophysique (dans les comas des comètes, Lisse et al. (1996)), et depuis ils se sont révélés d'une grande importance dans différents environnements (exosphères planétaires, héliosphère). Pourtant, le phénomène était connu dans les études de laboratoire ; les expérimentateurs dans des laboratoires de fusion où des faisceaux de neutres sont introduits dans des environnements plasmas étaient familiers du phénomène. Dans cette section, je résume les connaissances acquises dans les études théoriques et expérimentales sur le phénomène d'émissions X issues des échanges de charge. Ce résumé est inspiré par une revue sur les expériences EBIT (electron beam ion traps) par Wargelin et al. (2007).

Quand le projectile est un ion hautement chargé, ce sont les niveaux d'énergie supérieurs qui se chevauchent avec les niveaux du neutre. Ainsi, la réaction d'échange de charge résulte en une capture d'un électron dans un niveau de nombre quantique  $n$  élevé, d'où l'électron peut se désexciter en émettant un photon X, soit par une cascade radiative de plusieurs étapes soit par une seule étape vers le niveau fondamental. Ce processus est décrit par la réaction suivante :



Si le neutre-cible a plus d'un électron, c'est à dire tout neutre autre que H, la capture électronique peut être multiple. L'ion créé est alors plusieurs fois excité et peut se stabiliser par cascade radiative ou par auto-ionisation. Les échanges de charge multiples ont des sections efficaces beaucoup plus faibles dans le cas des ions et des énergies de collision qui nous intéressent, qui donnent naissance à l'émission X, et ne seront plus considérés dans les études présentées dans ce manuscrit.

Le niveau d'énergie  $n_{max}$  qui a la probabilité la plus forte d'accueillir l'électron dans le nouvel ion, après un échange de charge avec un atome H, peut être calculé approximativement par :

$$n_{max} \sim q \left( 1 + \frac{q-1}{\sqrt{2q}} \right)^{-1/2} \sim q^{3/4} \quad (2.3)$$

où  $q$  est la charge de l'ion parent (Janev et Winter (1985)). Pour les captures simples par des neutres autres que H,  $n_{max}$  peut être ajusté en ajoutant le facteur  $\sqrt{I_H/I_n}$ , où  $I_H$  et  $I_n$  sont les potentiels d'ionisation pour H et la cible neutre respectivement.

Pour les énergies de collision faibles, la distribution des états  $n$  est étroite autour de  $n_{max}$ . Si l'énergie de collision augmente, la distribution  $n$  s'élargit jusqu'à ce que l'énergie de collision atteigne une valeur critique  $E_{crit}$  estimée à :

$$E_{crit} \sim 25 \sqrt{q} \text{ keV/amu} \quad (2.4)$$

Pour des énergies encore plus élevées que  $E_{crit}$ ,  $n_{max}$  est graduellement réduit et la distribution rétrécit à nouveau (Ryufuku et Watanabe (1979)).

Dans le cas de l'échange de charge entre  $O^{8+}$  et H, le niveau le plus probable où l'électron arrive est le niveau  $n_{max} \sim 5$  de l'ion  $O^{7+}$  créé. Ceci peut paraître surprenant, puisque l'énergie de liaison de cet électron à  $n = 5$  est 35 eV, ce qui est beaucoup plus élevé que l'énergie de liaison de l'atome H (13.6 eV) par lequel il a été capturé. En fait, l'électron 'voit' les champs électriques des deux noyaux combinés en une valeur plus haute lorsqu'ils s'approchent l'un de l'autre. Le chevauchement des niveaux d'énergie se produit, alors, quand l'énergie totale de liaison de l'électron est beaucoup plus large que les 35 eV de l'ion O isolé.

Pour les ions qui sont d'intérêt pour les astronomes X (ions nus, ions hydrogénoïdes, ions héliumoïdes du C au Fe), l'énergie critique monte jusqu'à environ 100 keV/amu. Pour cerner ces énergies, voici quelques exemples : une température de plasma  $10^6$  K, d'après la relation  $(1/2)mv^2 = (3/2)kT$ , correspond à 162 eV/amu pour les ions O et 46 eV/amu pour les ions Fe. Le vent solaire, d'autre part, peut être divisé en deux états : le vent lent d'une vitesse 200-600 km/s qui correspond à 0.2-1.9 keV/amu et le vent rapide de vitesse 600-800 km/s qui correspond à 1.9-3.3 keV/amu (Smith et al. (2003)).

Les sections efficaces globales pour les échanges de charge sont relativement peu dépendantes de l'énergie de collision. Pour des énergies qui s'étendent entre 1 keV/amu jusqu'à  $E_{crit}$ , la section efficace

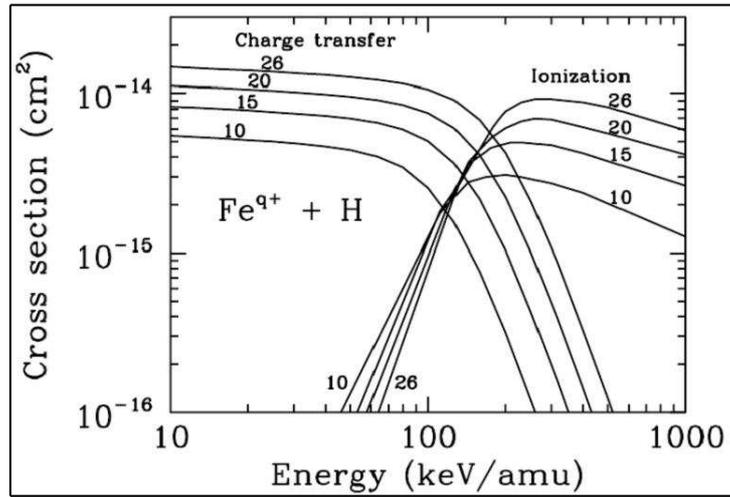


Fig. 2.1 – Section efficace de CX et d'ionisation pour les états de charge élevées de  $Fe^{q+}$ . Figure extraite de Wargelin et al. (2007), d'après les résultats théoriques de Katsonis et al. (1991).

peut être approximée par la relation :

$$\sigma_{CX} \sim q \times 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad (2.5)$$

Pour des énergies supérieures à  $E_{crit}$ , la section efficace décroît rapidement, contrairement à la section efficace d'ionisation du projectile qui croît graduellement et ensuite décroît (fig.2.1). Pour les énergies très basses en dessous de 1 eV/amu, où les collisions sont très lentes, les sections efficaces peuvent être, également, très différentes des approximations calculées en théorie. Les sections efficaces dépendent aussi faiblement du neutre-cible. Pour les principaux ions du vent solaire, je résume dans la table 2.1 les abondances relatives à O dans le vent lent et le vent rapide (Schwadron et Cravens (2000)) ainsi que les sections efficaces pour les échanges de charge avec H, He et O (distinctes quand disponibles). Ces sections efficaces sont basées sur des calculs théoriques et expérimentaux effectués par les équipes citées dans l'entête de la table.

Contrairement aux sections efficaces et à la distribution  $n$ , la distribution du moment angulaire  $l$ , elle, a une très forte dépendance en fonction de l'énergie de collision. Pour les énergies basses ( $\sim 100$  eV/amu) la distribution  $l$  présente un pic autour de la valeur  $l_{max} = 1$ . En revanche, pour les énergies plus hautes que 1 keV/amu, la distribution  $l$  est statistique avec des poids attribués en  $2l+1$ . Le moment angulaire qui a le poids le plus élevé est estimé à  $l_{max} = n - 1$ . Cette dépendance est décisive pour la forme du spectre d'émission et les rapports des raies de l'ion en désexcitation. Les spectres les plus caractéristiques sont ceux des ions hydrogénoïdes (l'ion a un seul électron :  $C^{5+}$ ,  $N^{6+}$ ,  $O^{7+}$ ,  $Ne^{9+}$ ) et des ions héliumoïdes (l'ion a deux électrons :  $C^{4+}$ ,  $N^{5+}$ ,  $O^{6+}$ ,  $Ne^{8+}$ ).

### 2.2.1 Spectres hydrogénoïdes

Les ions hydrogénoïdes sont créés à partir de l'échange de charge d'un ion dénudé avec un neutre. Pour les énergies de collision basses, l'électron capturé aura une probabilité très grande de se poser dans un état  $p$  ( $l = 1$ ), duquel il pourra se désexciter directement au niveau zero  $1s$  en émettant un photon Lyman de haut nombre quantique  $n$  ( $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$  etc., fig. 2.2(a)).

En revanche, si l'énergie de collision est élevée, l'électron va peupler préférentiellement les états à moment angulaire  $l$  élevé, sans pouvoir se désexciter directement au niveau zero, à cause des règles de sélection ( $\Delta l = \pm 1$ ). Dans ce cas, l'électron va cascader de préférence vers le niveau  $n$  le plus bas permis par les règles de sélection (fig. 2.2(b)). D'habitude, la première cascade du niveau  $n$  sera vers un niveau  $l$  où  $l = l_{max} = n - 1$ . A la fin, après une série de pas vers les niveaux plus bas  $l_i = l_{max} = n_i - 1$ , il émettra un photon Lyman- $\alpha$  (transition  $n = 2 \rightarrow 1$ ).

TAB. 2.1 – Table des principaux ions lourds du vent solaire.

[Beijers et al. (1994); Bliman et al. (1992); Bonnet et al. (1985); Dijkkamp et al. (1985b); Dijkkamp et al. (1985a); Fritsch et Lin (1996); Greenwood et al. (2001); Harel et Jouin (1992); Harel et al. (1998); Ishii et al. (2004); Iwai et al. (1982); Lee et al. (2004); Liu et al. (2005); Phaneuf et al. (1987), Richter et Solov'ev (1993); Shimakura et al. (1992); Suraud et al. (1991); Wu et al. (1994)]

<sup>a</sup> Schwadron et Cravens (2000).

Ion	Paramètres de l'ion parent		Sections efficaces de CX ( $10^{-15} \text{ cm}^2$ )					
	q / m	Abondance [ $\frac{X^{Q+}}{O^+}$ ] <sup>a</sup>		$\sigma_{(H,X^{Q+})}$		$\sigma_{(He,X^{Q+})}$		$\sigma_{(O,X^{Q+})}$
		Slow	Fast	Slow	Fast	Slow	Fast	
C <sup>6+</sup>	6 / 12	0.318	0.085	4.16	4.63	1.50	1.50	5.00
C <sup>5+</sup>	5 / 12	0.210	0.440	2.00	2.90	1.40	1.11	2.00
N <sup>7+</sup>	7 / 14	0.006	0.000	5.67	5.55	2.00	2.00	12.00
N <sup>6+</sup>	6 / 14	0.058	0.011	3.71	3.32	1.26	1.49	5.00
N <sup>5+</sup>	5 / 14	0.065	0.127	2.27	2.92	1.41	1.07	2.00
O <sup>8+</sup>	8 / 16	0.070	0.000	5.65	6.16	2.80	2.80	6.00
O <sup>7+</sup>	7 / 16	0.200	0.030	3.40	3.70	1.80	1.97	12.00
O <sup>6+</sup>	6 / 16	0.730	0.970	3.67	3.91	0.96	1.31	5.00
Ne <sup>9+</sup>	9 / 20	0.030	0.006	7.20	7.20	2.40	2.40	
Ne <sup>8+</sup>	8 / 20	0.084	0.102	3.70	3.00	1.30	1.10	6.00
Mg <sup>11+</sup>	11 / 24	0.035	0.001	7.5	7.5	2.60	2.60	
Mg <sup>10+</sup>	10 / 24	0.098	0.029	3.73	2.5	1.00	0.90	8.00
Mg <sup>9+</sup>	9 / 24	0.052	0.044	13.00	13.00	13.00	13.00	
Mg <sup>8+</sup>	8 / 24	0.041	0.028	6.00	6.00	6.00	6.00	
Mg <sup>7+</sup>	7 / 24	0.017	0.007	12.00	12.00	12.00	12.00	
Mg <sup>6+</sup>	6 / 24	0.009	0.003	5.00	5.00	5.00	5.00	
Mg <sup>5+</sup>	5 / 24	0.000	0.000	2.00	2.00	2.00	2.00	
Mg <sup>4+</sup>	4 / 24	0.000	0.000	4.00	4.00	4.00	4.00	
Si <sup>10+</sup>	10 / 28	0.021	0.024	8.00	8.00	8.00	8.00	
Si <sup>9+</sup>	9 / 28	0.049	0.045	13.00	13.00	13.00	13.00	
Si <sup>8+</sup>	8 / 28	0.057	0.022	6.00	6.00	6.00	6.00	
Si <sup>7+</sup>	7 / 28	0.000	0.002	12.00	12.00	12.00	12.00	
Si <sup>6+</sup>	6 / 28	0.000	0.000	5.00	5.00	5.00	5.00	
Si <sup>5+</sup>	5 / 28	0.000	0.000	2.00	2.00	2.00	2.00	
S <sup>11+</sup>	11 / 32	0.000	0.001	13.00	13.00	13.00	13.00	
S <sup>10+</sup>	10 / 32	0.005	0.008	10.00	10.00	10.00	10.00	
S <sup>9+</sup>	9 / 32	0.016	0.027	12.00	12.00	12.00	12.00	
S <sup>8+</sup>	8 / 32	0.019	0.023	9.00	9.00	9.00	9.00	
S <sup>7+</sup>	7 / 32	0.006	0.005	12.00	12.00	12.00	12.00	
S <sup>6+</sup>	6 / 32	0.002	0.001	8.00	8.00	8.00	8.00	
S <sup>5+</sup>	5 / 32	0.000	0.000	4.00	4.00	4.00	4.00	
Fe <sup>13+</sup>	13 / 52	0.005	0.008	17.00	17.00	17.00	17.00	
Fe <sup>12+</sup>	12 / 52	0.005	0.008	24.00	24.00	24.00	24.00	
Fe <sup>11+</sup>	11 / 52	0.005	0.008	15.00	15.00	15.00	15.00	
Fe <sup>10+</sup>	10 / 52	0.005	0.008	8.00	8.00	8.00	8.00	
Fe <sup>9+</sup>	9 / 52	0.016	0.027	13.00	13.00	13.00	13.00	
Fe <sup>8+</sup>	8 / 52	0.019	0.023	6.00	6.00	6.00	6.00	
Fe <sup>7+</sup>	7 / 52	0.006	0.005	12.00	12.00	12.00	12.00	

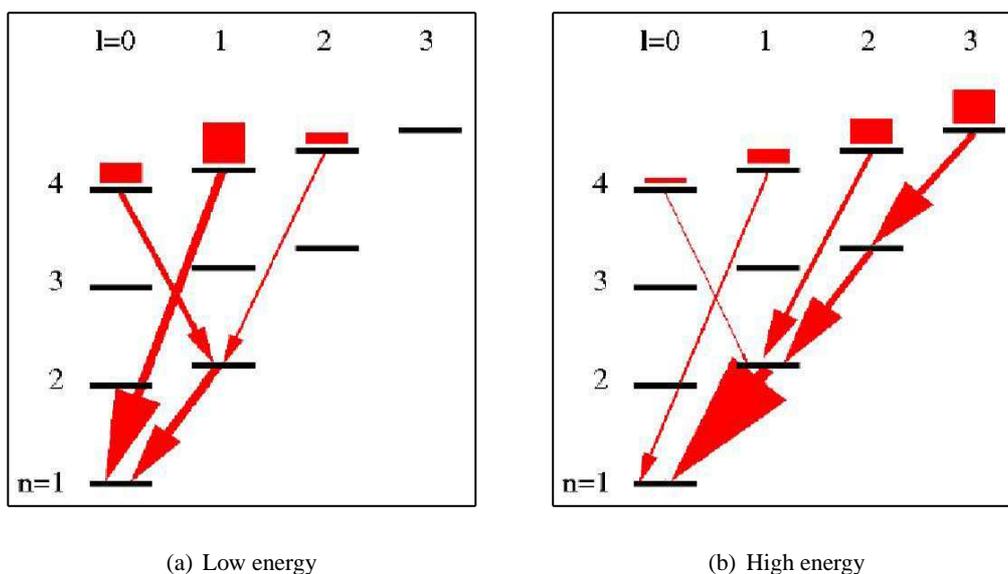


FIG. 2.2 – Diagramme des niveaux d'énergie pour un ion hydrogénoïde, suivant l'échange de charge d'un ion dénudé avec un neutre. (a) Collision de basse énergie, (b) Collision de haute énergie. Figures extraites de Wargelin et al. (2007).

La dépendance des spectres des ions hydrogénoïdes en fonction de l'énergie de collision est présentée dans les graphiques 2.3(a) et 2.3(b) pour les ions  $O^{7+}$  et  $Ne^{9+}$  respectivement, pour des vitesses entre 10 et 1000 km/s (Beiersdorfer et al. (2001)). Le rapport de dureté  $H = (Ly\beta + Ly\gamma + Ly\delta + Ly\epsilon + \dots) / Ly\alpha$  des transitions à  $n$  élevé sur la transition à  $n = 2$ , qui représente cette dépendance, baisse quand l'énergie de collision augmente et en plus, il baisse beaucoup plus vite pour les éléments à  $Z$  élevé. Ce rapport peut être utilisé dans les spectres observés pour des diagnostics sur l'énergie de collision.

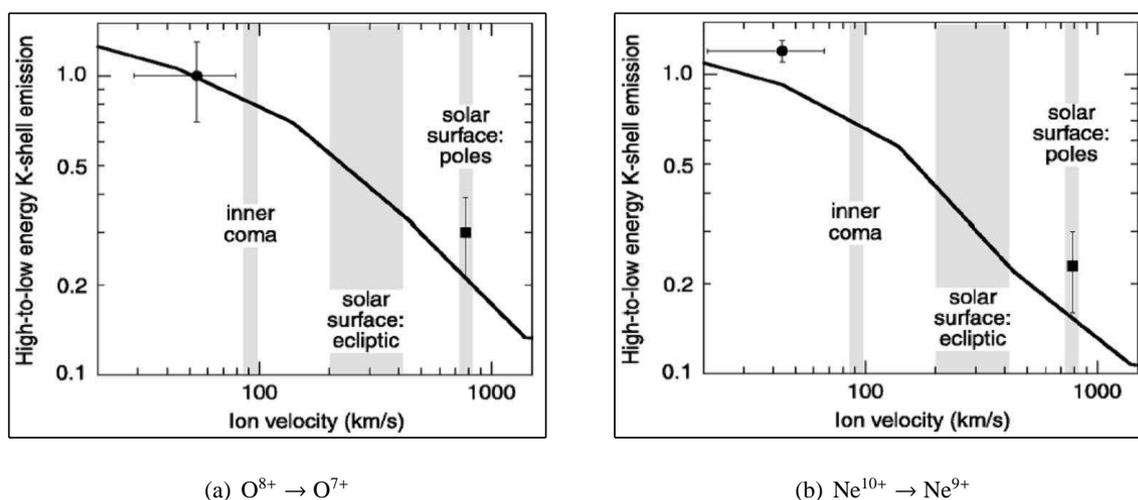


FIG. 2.3 – Rapport de dureté des spectres pour des ions hydrogénoïdes en fonction de l'énergie de collision. (a) Réaction  $O^{8+} + M \rightarrow O^{7+} + M^+$ , (b) Réaction  $Ne^{10+} + M \rightarrow Ne^{9+} + M^+$ . Figures extraites de Beiersdorfer et al. (2001).

## 2.2.2 Spectres héliumoides

Les spectres des ions héliumoides, ions à deux électrons, sont aussi très caractéristiques et peuvent être utilisés pour faire des diagnostics sur les mécanismes d'émission et l'énergie de collision. Ils sont plus complexes que les spectres des ions hydrogénoïdes, parce que le spin des deux électrons intervient

pour donner des états excités simples ( $S = 0$ ) ou en triplet ( $S = 1$ ). En général, la statistique favorise les captures en triplet avec un rapport 3 : 1 sur les états simples.

Quand l'électron est capturé dans un état simple ( $S = 0$ , fig. 2.4(a)), les cascades sont semblables avec celles des ions hydrogénoïdes, favorisant la transition  $n = 2 \rightarrow 1$  (résonance line  $w$ ) et certaines raies à  $n$  élevé, surtout dans le cas des basses énergies de collision.

Par contre, quand l'électron est capturé dans un triplet, la cascade est très différente à cause de la règle  $\Delta S = 0$ , qui interdit le mélange ou l'intercombinaison des états simples et triplets. Par conséquent, aucun triplet initial ne peut se désexciter directement au niveau zéro. Par contre, tous les triplets initiaux se désexcitent vers les triplets du niveau  $n = 2$  ( $1s2s^3S_1$ ,  $1s2p^3P_{2,1,0}$ ). De là, ils cascaden au niveau zéro par des transitions interdites (forbidden -  $z$ ) ou quasi-permises (intercombination -  $y$ ) (fig. 2.4(b)).

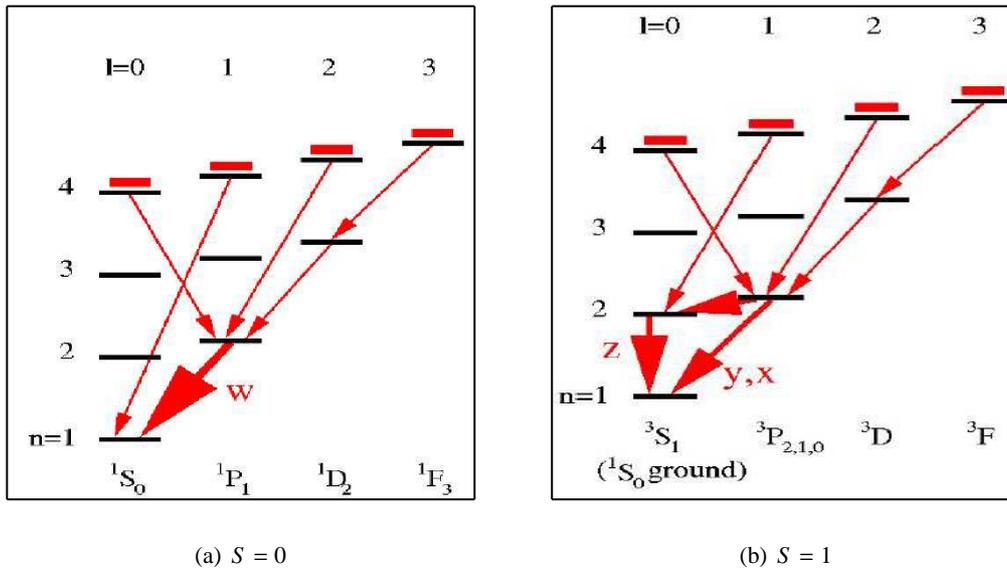


FIG. 2.4 – Diagramme schématique des niveaux d'énergie pour un ion héliumöide, suivant l'échange de charge d'un ion dénudé avec un neutre. (a) électron capturé dans un état de spin simple ( $S = 0$ ), (b) électron capturé dans un état de spin triplet ( $S = 1$ ). Figure extraite de Wargelin et al. (2007).

L'ensemble des raies interdite  $z$  (ou  $f$  : forbidden), d'intercombinaison  $y$  ( $i$  : intercombination), et de résonance  $w$  ( $r$  : resonance), avec la plus faible raie  $x$ , forment le complexe  $K\alpha$ , souvent mentionné comme le triplet de type 'He-like'. Le triplet de ce type le plus connu, et le plus important en terme de diagnostics spectraux pour les études que j'ai menées, est celui de l'ion  $O^{6+}$ . Les raies principales qui le constituent se situent aux énergies : 560.9 eV (O6f), 568.5 (O6i) et 574.0 eV (O6r). Sa valeur diagnostique est représentée par le rapport  $G = (O6f + O6i) / O6r$ . Ce rapport est inférieur à 1 pour les émissions des plasmas chauds, tandis qu'il doit être plus grand que 3 dans le cas des émissions issues des échanges de charge (Kharchenko (2005)).

### 2.2.3 Comparaison des émissions EUV/X thermique et dues aux échanges de charges : Le fond diffus interstellaire local en jeu

Dès la découverte de l'émission diffuse dans le domaine des énergies X à partir des mesures avec des compteurs Geiger sur des fusées au début des années '60 (Giacconi et al. (1962)), la question principale à laquelle les recherches essaient de répondre est "quelles composantes constituent le total du flux X diffus?". A part les émissions extragalactiques dans la bande 2-6 keV qui sont facilement identifiées à cause de leur isotropie et non-absorption (ça ne serait pas le cas si l'émission venait de l'intérieur de la Galaxie), les émissions aux énergies en dessous de 1 keV sont très difficiles à départager. On compte, parmi les sources émettrices potentielles : (i) les sources extragalactiques non-résolues, qui produisent un spectre en loi de puissance, (ii) le halo galactique qui émet un spectre thermique à une température probablement autour de  $2 \times 10^6$  K, (iii) le gaz chaud de la Bulle Locale, supposé à  $T = 10^6$  K et depuis

la fin, seulement, des années '90 (iv) les cascades radiatives issues des échanges de charge entre les ions lourds du Vent Solaire et les neutres (H, He) héliosphériques.

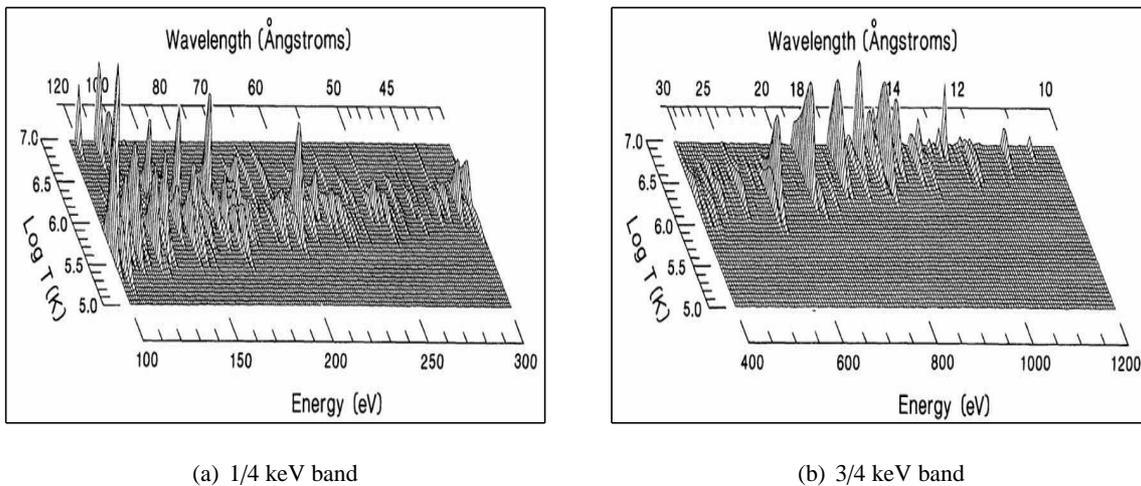


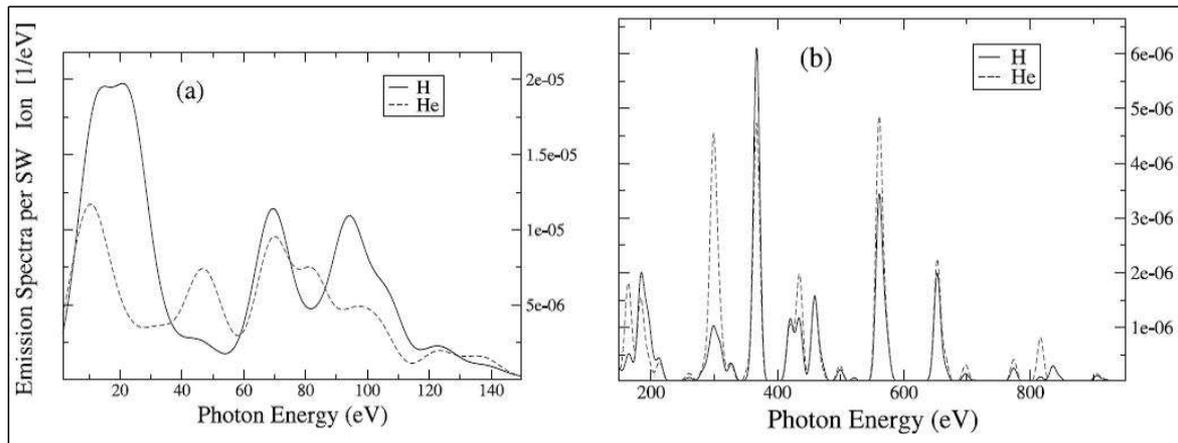
FIG. 2.5 – Emission d'un plasma chaud en fonction de sa température  $T$ . Figure adaptée de McCammon et Sanders (1990).

La complexité du problème provient surtout du fait que les émissions post-CX et les émissions thermiques du plasma (halo, Bulle Locale), bien que générées par deux mécanismes différents, contiennent les mêmes raies caractéristiques dans le domaine  $E \leq 1.5$  keV.

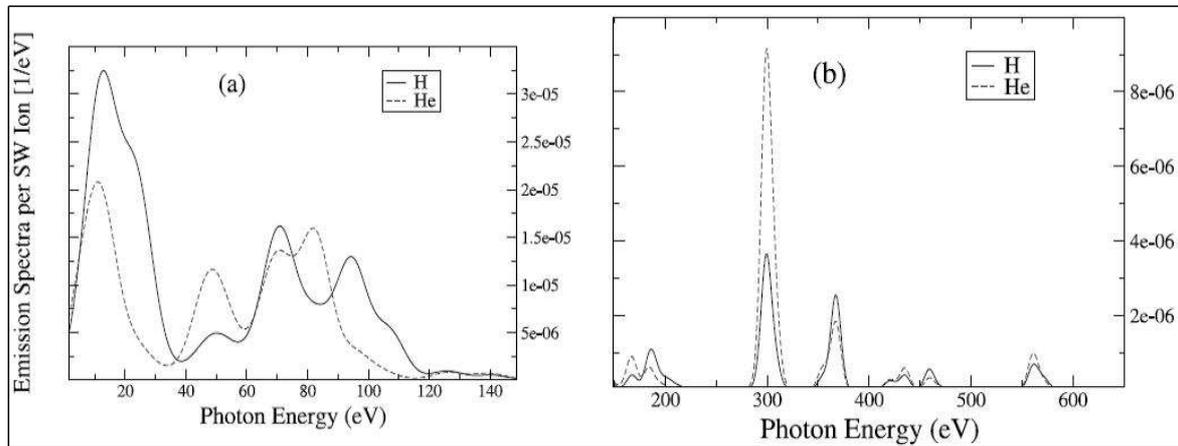
Le rayonnement d'un plasma de température  $0.5 - 4 \times 10^6$  K est dominé par les raies d'émission dues à l'excitation collisionnelle des éléments lourds ( $Z \geq 5$ ) partiellement ionisés. Dans la figure 2.5 nous présentons le spectre d'émission X pour un gaz aux abondances solaires, en équilibre collisionnel à des températures comprises entre  $10^5$  et  $10^7$  K. Le rapport des différentes raies est très sensible à la température (et abondances) du gaz. Par exemple, un gaz à  $10^6$  K peut être la source de toute l'émission diffuse autour de 0.25 keV, tandis qu'à  $2-4 \times 10^6$  K il pourrait être responsable également de toute l'émission galactique entre 0.5 et 1 keV.

En revanche, le rapport des raies issues des échanges de charge dépend exclusivement du type de vent solaire de deux manières : (i) la vitesse du vent solaire (énergie de collision), comme nous avons expliqué dans la section précédente, influe sur le rapport des raies du même ion, et (ii) la composition du vent solaire (les abondances relatives des différents ions) interviennent dans le rapport des raies des différents ions. Dans la figure 2.6, nous présentons un exemple de spectres théoriques issus des échanges de charge dans l'héliosphère, calculés pour des conditions de vent lent (cases supérieures) et vent rapide (cases inférieures) et pour les atomes H et He séparément.

Pour mieux comprendre l'origine de l'émission diffuse X galactique dans le domaine  $E \leq 1.5$  keV, il est essentiel de cerner les limites des deux mécanismes (CX et thermique). C'est le but essentiel de l'étude que j'ai menée pendant la partie la plus importante de ma thèse, présentée dans les chapitres 4, 5 et 6, du moins du côté héliosphérique du problème.



(a) Vent Solaire lent



(b) Vent Solaire rapide

FIG. 2.6 – Emissions EUV/X théoriques, dues aux CX entre ions lourds du vent solaire et neutres héliosphériques. Figures extraites de Pepino et al. (2004).

## **Deuxième partie**

# **Détection indirecte des processus d'échanges de charge**



## Chapitre 3

# Emissions Lyman- $\alpha$ de l'hydrogène Interplanétaire

Dans cette première partie de ma thèse j'ai poursuivi et généralisé l'étude entreprise pendant mon stage de DEA. Cette étude consistait à analyser les caractéristiques du flot d'hydrogène interstellaire dans l'héliosphère en utilisant les données Ly- $\alpha$  de l'instrument SWAN à bord du satellite SOHO. Le but de l'étude est la détermination précise des paramètres initiaux du flot d'hydrogène interstellaire et plus particulièrement, la mesure de la direction d'arrivée du flot, et sa déflexion à l'entrée de l'héliosphère par rapport au flot d'hélium. Une telle différence entre les deux flots serait l'empreinte du champ magnétique interstellaire, dont les modèles montrent qu'il peut distordre l'héliosphère selon son orientation.

Dans une première partie d'introduction je vais présenter un résumé des caractéristiques générales du comportement des atomes d'hydrogène pendant leur traversée de l'héliosphère interne et sous l'influence de l'activité du Soleil (§3.1). Ensuite je vais décrire brièvement l'instrument SWAN, dont j'ai utilisé les données, les objectifs de l'expérience et les principes de fonctionnement et de traitement des données (§3.2). Dans le paragraphe 3.3 je vais exposer le modèle de calcul de la raie Ly- $\alpha$  interplanétaire, utilisé pour l'analyse paramétrique des données SWAN. Surtout dans le paragraphe 3.4, je vais développer la méthode que j'ai mise au point pour extraire le maximum d'informations des données SWAN en minimisant le temps de calcul avec le modèle en question. Ensuite, dans le paragraphe 3.7 je vais présenter les résultats obtenus avec cette méthode pour les années de données de minimum (1996) et maximum (2001) solaire auxquelles elle a été appliquée. Enfin dans le dernier paragraphe du chapitre, je vais discuter les résultats, comparer aux résultats obtenus avec des modèles magnéto-hydrodynamiques (MHD) de l'interface héliosphérique et aux résultats des mesures Voyager 1, avant de résumer les perspectives de l'étude de l'hydrogène interstellaire.

### 3.1 La distribution de l'hydrogène Interstellaire dans l'héliosphère interne

Le fond UV interplanétaire est dominé par la raie de résonance de l'hydrogène Lyman- $\alpha$  à 1215.66Å. Dès sa découverte dans les années 1960 (Thomas et Krassa, 1971; Bertaux et Blamont, 1971), et l'interprétation de la population neutre (atomes H et He) comme étant d'origine interstellaire, le fond diffus interplanétaire a été utilisé pour étudier la distribution de l'hydrogène neutre dans l'héliosphère.

Avant l'interaction avec le système solaire, les distributions des atomes H et He, mêlés au plasma interstellaire, sont caractérisés par leur densité  $n_H$  et température  $T_H$  du milieu IS. Leur mouvement relatif au Soleil, avec une direction d'arrivée ( $\lambda_w, \beta_w$ ) et une vitesse initiale  $\vec{V}_o$ , leur confère la nature de 'vent' IS.

La distribution des atomes H dans l'espace interplanétaire est régie par l'interaction avec le Soleil et son environnement en deux étapes déterminantes. Premièrement, au niveau de l'interface héliosphérique, où les atomes neutres H IS sont couplés par échanges de charge ( $H + H^+$ ) avec les plasmas solaire et interstellaire comprimés à l'interface héliosphérique, comme nous avons déjà expliqué dans les chapitres d'introduction. Le résultat est la création de la composante secondaire de la population H IS, qui a des

caractéristiques différentes du flot principal non perturbé. Le flot d'hélium neutre reste quand à lui non perturbé par la présence de l'interface héliosphérique.

Les deux populations s'écoulent sans collisions internes (neutre-neutre) dans l'héliosphère et se propagent indépendamment l'une de l'autre. Pendant l'écoulement du flot H à travers la cavité héliosphérique c'est l'interaction directe avec le Soleil qui domine la distribution des atomes H. Les mécanismes d'interaction se résument à la force gravitationnelle, l'influence des photons solaires et l'interaction avec les particules du vent solaire.

Les photons solaires dont l'énergie correspond exactement à l'énergie de transition entre le niveau fondamental de l'atome H et le premier niveau excité sont absorbés par résonance par les atomes H et réémis pour être finalement comptés par les détecteurs des instruments UV, qui observent à la longueur d'onde Ly- $\alpha$ . Au cours de cette diffusion résonante, les photons transfèrent une quantité de mouvement aux atomes diffuseurs qui voient leur propre quantité de mouvement légèrement modifiée. Globalement, après un grand nombre de diffusions successives, l'atome recule par rapport au Soleil. Cet effet est à l'origine de la force de pression de radiation qui tend à éloigner les atomes du Soleil.

En effet, chaque fois qu'un photon de longueur d'onde  $\lambda$  est absorbé, la quantité de mouvement de l'atome augmente de  $\Delta\vec{p} = \frac{h}{\lambda} \vec{u}$ , où  $\vec{u}$  est le vecteur unitaire radial. Le photon est réémis dans une direction aléatoire (vecteur unitaire  $\vec{a}$ ) et l'atome perd une quantité de mouvement  $\Delta\vec{p}' = \frac{h}{\lambda} \vec{a}$ . Ainsi, la quantité de mouvement totale acquise par l'atome est :

$$\Delta\vec{p} = \frac{h}{\lambda} \vec{u} + \frac{h}{\lambda} \vec{a} \quad (3.1)$$

En moyenne, sur un grand nombre de diffusions, le second terme de l'équation 3.1 s'annule. S'il se produit en moyenne  $g$  diffusions par seconde, l'atome accumule :

$$\Delta\vec{p}(1s) = g \frac{h}{\lambda} \vec{u} = g_o \left(\frac{r_o}{r}\right)^2 \frac{h}{\lambda} \vec{u} \quad (3.2)$$

où  $g$  est le taux d'excitation Ly- $\alpha$  local à la distance  $r$ , et  $g_o = \sigma F_{121.6nm}$  le taux d'excitation à  $r_o = 1$  UA. En considérant un flux solaire moyen  $F_{121.6nm} = 3.3 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ , et  $\sigma = 0.54 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \text{ \AA}$  pour les atomes d'hydrogène, on obtient  $g_o = 1.8 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  à 1 UA.

Donc, la force moyenne appliquée sur les atomes, que, par abus de langage, on appellera pression de radiation :

$$\vec{F}_p = g_o \left(\frac{r_o}{r}\right)^2 \frac{h}{\lambda} \vec{u} \quad (3.3)$$

est proportionnelle au flux Ly- $\alpha$  et varie en  $1/r^2$ .

La rivalité entre la pression de radiation  $\vec{F}_p$  et la force gravitationnelle  $\vec{F}_g$  du Soleil est exprimée par le rapport  $\mu = \frac{\vec{F}_p}{\vec{F}_g}$ , qui définit le type de trajectoire pour les atomes H : convergentes, si  $\mu < 1$ , et divergentes, si  $\mu > 1$ . Le milieu étant non-collisionnel, la trajectoire des atomes d'hydrogène est décrite par des coniques dont les caractéristiques sont fixées par la vitesse de l'atome à grande distance du Soleil (fig.3.1).

Les échanges de charge entre les atomes H et les protons solaires sont le mécanisme dominant pour les 'pertes' des atomes H IS. Comme nous avons expliqué dans le chapitre précédent, ce mécanisme n'est pas vraiment un mécanisme d'ionisation, mais est considéré comme tel, car les nouveaux atomes H formés à partir des protons incidents conservent l'essentiel de l'énergie du proton et s'éloignent à la vitesse du vent solaire. Leur grande vitesse les exclut de la raie Ly- $\alpha$  solaire, et ils deviennent, alors, invisibles pour les instruments d'observation à Ly- $\alpha$ . L'efficacité du mécanisme d'échanges de charge décroît en  $1/r^2$ , suivant la décroissance de la densité des protons solaires, à cause de l'expansion radiale du vent solaire.

D'autre part, quand l'énergie des photons solaires est supérieure au potentiel d'ionisation des atomes H, ces derniers sont ionisés et deviennent aussi invisibles aux instruments Ly- $\alpha$ . La photoionisation décroît aussi spatialement en  $\frac{1}{r^2}$ . Enfin, le dernier mécanisme d'ionisation est dû aux collisions avec les électrons énergétiques du vent solaire. J'ai calculé le taux d'ionisation des atomes H et He par impact

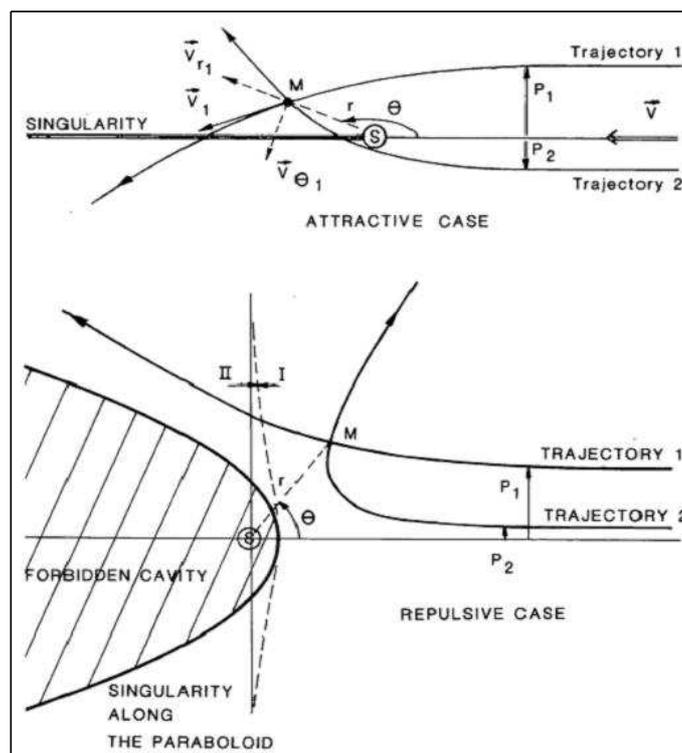


FIG. 3.1 – Trajectoires des atomes H dans le système solaire selon le rapport de la pression de radiation sur la force de gravité  $\mu$ . Figure extraite de Lallement et al. (1985a).

électronique à partir des données de bruit thermique de l'instrument WAVES sur le satellite Wind (Issautier et al., 2005). Le calcul est présenté dans l'annexe A, et nous avons trouvé que l'impact électronique a un rôle ionisant minoritaire par rapport aux échanges de charge pour les atomes H IS.

Tous ces mécanismes d'ionisation sont exprimés par le taux d'ionisation  $\beta_i$  global des atomes H qui est l'inverse de la durée de vie  $T_d$  des atomes. Les phénomènes d'ionisation se traduisent par une perte des atomes H, plus prononcée pour les atomes lents, et leur efficacité décroît toujours en  $1/r^2$  (sauf pour l'impact électronique, qui est de toute façon négligé).

La distribution de l'hydrogène dans l'héliosphère interne et l'émissivité du fond IP Ly- $\alpha$  qui résultent de toutes ces interactions sont présentées dans les figures 3.2(a), 3.2(b), respectivement. On distingue clairement la cavité d'ionisation (fig. 3.2(a)) autour du Soleil et son étirement sous le vent. Par équivalence, l'émissivité primaire Ly- $\alpha$  (fig. 3.2(b)) présente un maximum dans la direction upwind et un creux sous le vent, qui induisent des effets importants de parallaxe.

Les résultats des observations en Ly- $\alpha$ , ainsi que la comparaison aux modèles de l'interaction des atomes d'hydrogène IS dans l'héliosphère avec le Soleil, fournissent des informations sur les paramètres du flot H IS, mais seulement après la traversée de l'interface héliosphérique et les interactions avec celle-ci. Cette approche détermine les paramètres de la population globale moyenne des atomes H ( $\lambda_w, \beta_w, V_o, T_H$ ) juste après la traversée de l'interface héliosphérique et peut tenir compte des effets directs (proches) de l'activité solaire (effets d'ionisation et des trajectoires des atomes) en déterminant les paramètres qui les caractérisent ( $\mu, \beta_i$ ). Par contre, elle ne suffit pas pour quantifier les effets d'interaction du milieu IS avec l'héliosphère. Ce type d'interaction est pris en compte dans des modèles magnéto-hydrodynamiques (MHD) de l'héliosphère sur lesquels nous reviendrons dans le paragraphe 3.7.

## 3.2 L'instrument SOHO/SWAN

L'instrument SWAN dont le nom constitue un acronyme des mots Solar Wind ANisotropies, à bord du satellite SOHO, a été conçu pour mesurer la distribution du vent solaire et ses anisotropies en latitude héliographique dans l'héliosphère (Bertaux et al., 1995, 1997). L'instrument a été construit en collabo-

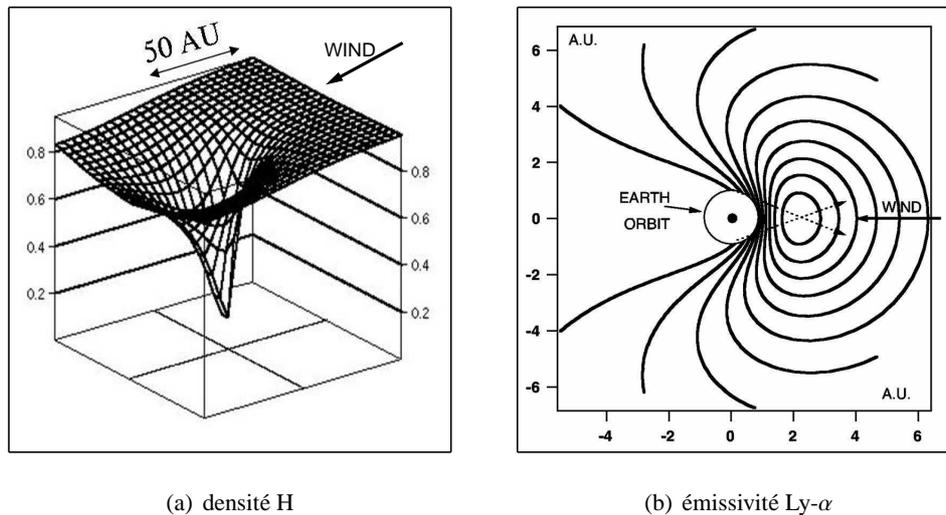


FIG. 3.2 – Distribution de la densité  $H$  (a) et du fond  $Ly-\alpha$  (b) interplanétaires.

ration entre la France (Service d'Aéronomie) et la Finlande (Finnish Meteorological Institute, FMI). Les opérations ont commencé en janvier 1996. Depuis, SWAN est resté actif, à l'exception de deux courtes périodes entre juin et octobre 1998 et en janvier 1999.

### 3.2.1 Caractéristiques générales et cartes d'intensité

SWAN est un photomètre UV avec une bande passante entre 110 et 160 nm. L'instrument est constitué de deux détecteurs identiques (fig.3.3), montés sur les faces opposées de SOHO, +Z et -Z, orientées vers l'hémisphère écliptique nord et sud respectivement. Chaque unité est équipée d'un mécanisme périscopique avec deux miroirs à 45° d'incidence. Ceci permet d'orienter le champ de vue du détecteur vers n'importe quelle direction de l'hémisphère sur lequel pointe l'unité. Le champ de vue total instantané de chaque détecteur est de  $5^\circ \times 5^\circ$  divisé en 25 ( $5 \times 5$ ) pixels de  $1^\circ \times 1^\circ$  chacun. Les photons UV de la raie  $Ly-\alpha$  ( $1215.66 \text{ \AA}$ ) IP sont enregistrés pendant 13s, avant de répéter la procédure vers une autre direction du ciel.

Sur la figure 3.4 je présente un exemple d'une carte d'intensité SWAN pour la date du 2 février 1996. Les cartes sont présentées en coordonnées écliptiques avec l'axe des longitudes croissant vers la gauche de  $0^\circ$  à  $360^\circ$ . Le code de couleur correspond aux différentes valeurs d'intensité, en général entre 200 à 800 coups par seconde et par pixel de  $1^\circ \times 1^\circ$ . La moitié nord de la carte est essentiellement observée par le détecteur orienté vers l'axe +Z dans le système de coordonnées SOHO, tandis que la partie sud de la carte est observée par le détecteur -Z. Pourtant, il y a une zone étroite au niveau de l'écliptique qui est simultanément observée par les deux détecteurs. Ceci sert à inter-calibrer les mesures, puisque les deux détecteurs ne sont pas tout à fait identiques.

Sur la partie gauche de la carte se trouve la région face au vent (amont ou upwind-UW) où l'intensité est beaucoup plus élevée. De l'autre côté, sur la partie droite de la carte, le détecteur observe le gaz qui se trouve sous le vent (aval ou downwind-DW), où l'intensité du rayonnement  $Ly-\alpha$  est beaucoup plus faible, puisque les lignes de visée traversent la cavité d'ionisation. Les taches brillantes sur toute la carte et surtout sur l'hémisphère sud sont les étoiles chaudes de la Galaxie qui émettent dans la bande passante des senseurs (110 - 160 nm). Ces étoiles sont par la suite enlevées grâce à un 'masque' mis en place pendant le traitement des données des cartes, comme j'expliquerai par la suite dans la figure 3.6(b).

Sur la carte 3.4, deux régions où il n'y a pas de mesures ressortent clairement. La tache vide de données, aux coordonnées ( $310^\circ, 0^\circ$ ) environ, correspond au Soleil. En fait, les écrans qui ont été placés devant les détecteurs +Z et -Z pour occulter le Soleil qui mettrait en danger les instruments sensibles du détecteur, diffuse un peu de la lumière UV solaire, ce qui gêne les observations. Dans cette région-là, les détecteurs n'enregistrent pas d'observations. Le détecteur -Z qui se trouve plus loin de l'écran reçoit beaucoup moins de lumière diffusée et la région contaminée est plus petite. Les données contaminées

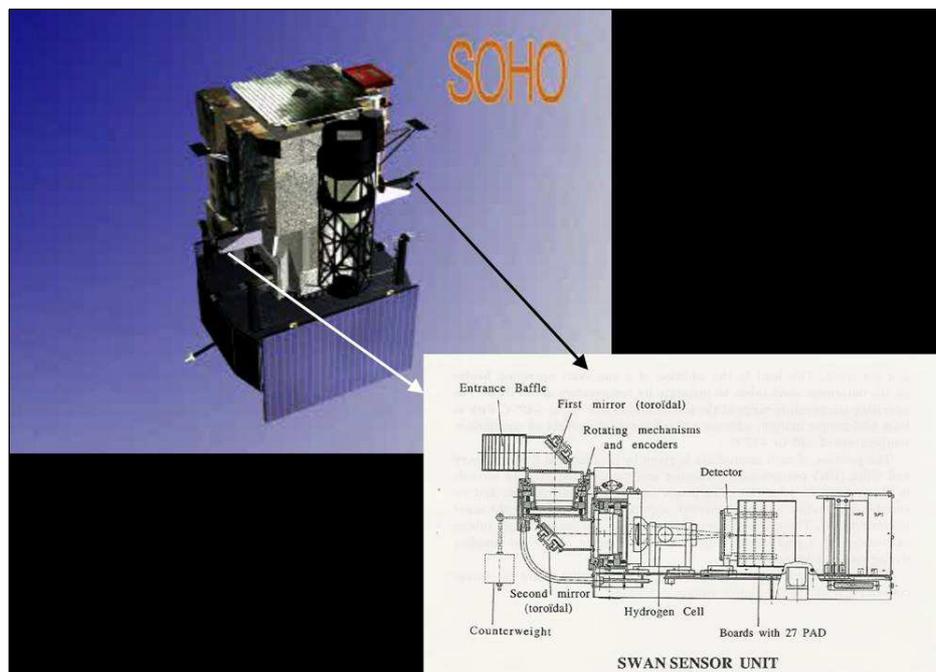


FIG. 3.3 – Configuration optique de l'unité de détecteur SWAN et montage sur les faces opposées du satellite SOHO.

à cause de cette lumière diffusée par l'écran sont, finalement, effacées des cartes. Une deuxième région d'absence de données dans la direction opposée au Soleil est produite par la réflexion de la lumière solaire sur quelques parties du satellite. Dans cette région non plus il n'y a pas d'enregistrement pour éviter que le rayonnement intense n'abîme les détecteurs.

Les cartes d'intensité sont utilisées pour l'objectif primaire de SWAN, c'est à dire les mesures du flux de masse du vent solaire. Comme nous avons expliqué dans la section précédente (3.1), les effets de l'activité solaire : pression de radiation/gravité, photoionisation, impact électronique et principalement les échanges de charge avec les protons solaires laissent leur empreinte sur la distribution de l'hydrogène IP et par conséquent sur l'intensité Ly- $\alpha$  mesurée dans les cartes photométriques SWAN. Les structures de la concentration des atomes H dans la direction d'arrivée du vent IS et de la cavité d'ionisation en aval, après la destruction des atomes H près du Soleil sont évidentes dans les cartes SWAN.

En modélisant 10 années de données d'intensité Ly- $\alpha$  mesurées avec SWAN, Quémerais et al. (2006b) ont calculé les taux d'ionisation absolus de l'hydrogène IP et aussi leur dépendance latitudinale. Ils ont mis en évidence la variation de l'anisotropie latitudinale entre le minimum et le maximum solaire.

### 3.2.2 La cellule à absorption d'hydrogène

#### Principe de fonctionnement

Sur le chemin optique de chaque détecteur, une cellule à hydrogène est placée, afin d'obtenir des informations sur le profil spectral de la raie Ly- $\alpha$  IP, avec une résolution spectrale de  $\sim 3 \times 10^5$ . En effet, la cellule, fabriquée avec du pyrex, est remplie d'hydrogène moléculaire ( $H_2$ ) à une pression de quelques centaines de Pa. Deux filaments de tungstène traversent la cellule et permettent, quand ils sont parcourus par un courant, de dissocier partiellement les molécules  $H_2$  en H atomique. Tandis que  $H_2$  est transparent à la raie Ly- $\alpha$ , le petit nuage des atomes H créé quand les filaments sont allumés, absorbe par résonance une fraction des photons Ly- $\alpha$  incidents. Ainsi les photons sont diffusés vers les parois de la cellule où ils sont absorbés, ce qui les empêche d'arriver jusqu'au détecteur. Les observations sont faites en mode alterné : cellule OFF, cellule ON, pour chaque direction de visée.

Le rapport R des intensités mesurées dans une certaine direction quand la cellule est allumée (ON : absorption) et quand la cellule est désactivée (OFF : pas d'absorption) est appelé facteur de réduction (ou

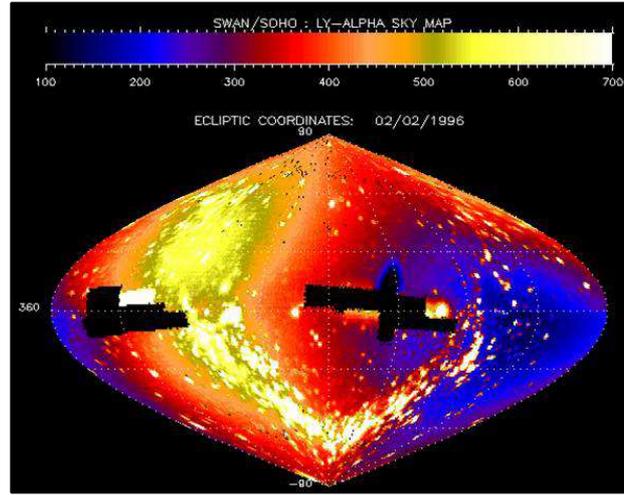


FIG. 3.4 – Carte d'intensité SWAN du 02/02/1996.

transmission) et est une grandeur sans dimension. Si l'intensité de la raie Ly- $\alpha$  entrant dans le système est  $I(\lambda)$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde dans le référentiel de la cellule et si on note  $T(\lambda)$  la fonction de transmission dans la cellule, le facteur de réduction peut être défini par l'équation :

$$R = \frac{I_{on}}{I_{off}} = 1 - A = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I(\lambda)T(\lambda + \Delta\lambda_D)d\lambda}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(\lambda)d\lambda} \quad (3.4)$$

où  $A = 1 - R$  est la fraction absorbée de l'intensité entrante et  $\Delta\lambda_D$  le décalage Doppler dû au mouvement du récepteur dans le repère héliocentrique. La fonction de transmission  $T(\lambda)$  de la cellule est donnée par la relation :

$$T(\lambda) = \exp(-\tau_c H(\alpha, x)) \quad (3.5)$$

où  $H(a, x)$  est une fonction de Voigt, qui prend en compte le rapport  $\alpha = \delta/\Delta\nu_c$  de la largeur naturelle de la raie  $\delta$  sur la largeur Doppler  $\Delta\nu_c$ , et est exprimée :

$$H(\alpha, x) = \frac{\alpha}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{\alpha^2 + (x-y)^2} dy \quad (3.6)$$

La variable  $x$  est définie comme la fréquence normalisée :

$$x = \frac{\nu - \nu_o}{\Delta\nu_c} = -\left(\frac{\lambda - \lambda_o}{\Delta\lambda_c}\right) \quad (3.7)$$

Les variables  $\nu$  et  $\lambda$  représentent la fréquence et la longueur d'onde respectivement. Le paramètre  $\lambda_o$  est la longueur d'onde de la transition Ly- $\alpha$  à 1215.66Å. L'élargissement Doppler de la cellule,  $\Delta\lambda_c$ , dépend de la température ( $T_c$ ) ou la vitesse thermique des atomes dans la cellule :

$$\Delta\lambda_c = \frac{\lambda_o}{c} \cdot V_{thc} = \frac{\lambda_o}{c} \sqrt{\frac{2kT_c}{m_H}} \quad (3.8)$$

Pour des conditions typiques de fonctionnement, la cellule H agit comme un filtre absorbant, bloquant tout photon dans une bande de longueurs d'onde  $\approx \pm 20$  mÅ (ou de décalage Doppler de 5 km/s) par rapport à  $\lambda_o$ . Les valeurs typiques de température et d'épaisseur optique dans les cellules de SWAN sont 300-350 K et 3-5 respectivement. Pour des épaisseurs optiques  $\tau < 10$ , ce qui est le cas des cellules SWAN, la fonction de transmission est très bien approximée par :

$$T(\lambda) = \exp(-\tau_c e^{-x^2}) \quad (3.9)$$

ce qui revient à négliger la largeur naturelle de la raie et à ne prendre en compte que l'effet Doppler.

La puissance absorbante d'une cellule à hydrogène peut être exprimée par une grandeur, appelée la largeur équivalente,  $W_\lambda$ , qui, en unités de longueur d'onde, s'exprime :

$$W_\lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} [1 - T(\lambda)] d\lambda \quad (3.10)$$

La largeur équivalente sera utilisée pour modéliser le vieillissement des cellules SWAN au cours des années, dans la section 3.5.2.

Ainsi, le facteur de réduction est une fonction des caractéristiques de la cellule,  $\tau_c$  et  $T_c$ , et pour une cellule donnée, il dépend de la vitesse relative  $V_D$  le long de la ligne de visée entre les atomes émetteurs (atomes IS) et les atomes absorbeurs (atomes de la cellule) et aussi de la largeur de la raie d'émission, c'est à dire la température  $T_{IS}$  des atomes IS.

Le flot d'hydrogène IS s'écoule à travers le système solaire à une vitesse moyenne de 22 km/s et le satellite SOHO orbite autour du Soleil à une vitesse approximativement égale à celle de la Terre (30 km/s). Le mouvement de la sonde sur son orbite a comme conséquence la variation permanente de la vitesse relative entre la sonde et le vent IS, entre 8 et 52 km/s. Ainsi la lumière Ly- $\alpha$  aura un décalage Doppler qui dépend de la période dans l'année et de la direction de visée.

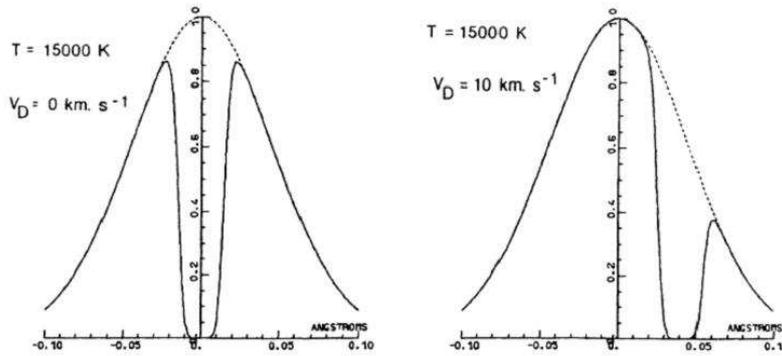


FIG. 3.5 – Effet d'absorption par une cellule d'épaisseur optique  $\tau = 10$  et température de 300 K sur un profil d'émission gaussien à  $T = 15000$  K. Le profil est présenté pour deux décalages Doppler à  $V_D = 0$  et  $V_D = 10$  km  $s^{-1}$ . La courbe discontinue est le profil avant absorption. La surface sous la courbe solide divisée par la surface totale non-absorbée définit le facteur de réduction. Figure extraite de Bertaux et al. (1995).

Si on considère une ligne de visée qui est définie par un vecteur  $\vec{U}$  et un atome sur cette ligne de visée de vecteur vitesse relative par rapport à SOHO  $\vec{V}_r$ , alors le décalage Doppler dans le référentiel de l'observateur est :

$$\Delta\lambda_D = \lambda - \lambda_o = \frac{\lambda_o}{c} (\vec{V}_{rel} \cdot \vec{U}) = \frac{\lambda_o}{c} V_D \quad (3.11)$$

où  $V_D = \vec{V}_{rel} \cdot \vec{U}$  est la projection de la vitesse relative de l'atome sur la ligne de visée (vitesse de décalage Doppler). Ce décalage Doppler peut être exprimé en unités de longueur d'onde ou également en km/s, ce qui sera plus pratique pour notre étude.

Selon, donc, la vitesse relative projetée de la cellule d'absorption par rapport au gaz IS, le profil de l'émission interplanétaire sera décalé par rapport au profil d'absorption, et par conséquent le signal au détecteur sera modifié aussi, comme montré dans l'exemple de la figure 3.5. Pour les directions de visée perpendiculaires au vecteur de vitesse relative ( $\vec{V}_{rel} \cdot \vec{U} = 0$ ), le décalage Doppler est toujours nul, et le facteur de réduction est minimal, car l'absorption est centrée sur le point maximal du profil d'émission. Cette condition définit les lignes de visée qui forment le cercle (ou cône) d'effet Doppler zero (**Zero Doppler Shift Circle/Cone : ZDSC**) sur lequel repose toute l'analyse effectuée par la suite (Sect.3.4).

### Cartes de transmission

Sur la figure 3.6(a) nous présentons une carte de SWAN en transmission. Elle correspond à la date d'observation du 25 avril 1996. Plus la transmission est élevée, plus l'absorption par la cellule est faible.

Donc, les régions sur la carte où la transmission est maximale, c'est-à-dire 1, correspondent à des lignes de visée où le décalage Doppler est plus élevé que la largeur de la raie IP et la raie d'absorption n'est plus incluse dans l'aire de la raie d'émission. Les régions les plus sombres sur les cartes indiquent le ZDSC, donc les régions où la transmission est minimale et donc la fraction absorbée est maximale.

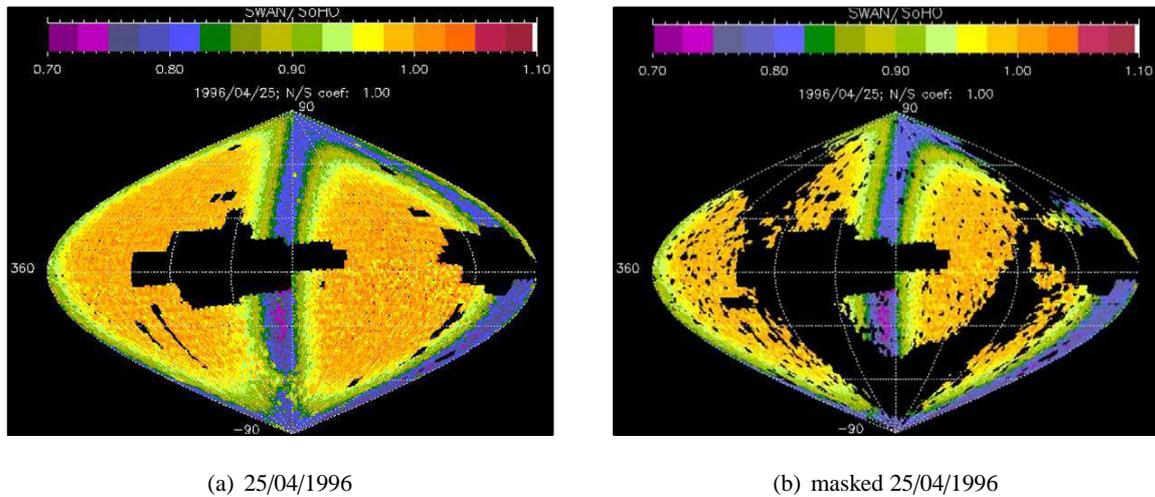


Fig. 3.6 – Cartes de transmission SWAN pour le 25/04/1996 sans (a) et avec (b) le masque pour supprimer la contamination des étoiles chaudes de la Galaxie.

Sur la figure 3.6(a) il y a une région particulière, vers le pôle écliptique sud, où le ZDSC est brusquement perturbé et la transmission est beaucoup plus élevée que sur le reste du cercle. Ceci est l'effet de la présence des étoiles proches du plan de la galaxie. En fait, l'émission Ly- $\alpha$  des étoiles chaudes est déjà absorbée par l'hydrogène des nuages interstellaires, alors à cette longueur d'onde, la cellule ne 'voit' que le Ly- $\alpha$  interplanétaire. Par contre, le spectre des étoiles chaudes dans le domaine UV est beaucoup plus étalé que la largeur de la raie d'absorption, et donc le détecteur mesure toute leur émission dans la bande passante de l'instrument. Par conséquent, l'absorption du fond IP ne provoque qu'une très petite atténuation du signal total reçu. Donc, nous sommes obligés de supprimer les données qui coïncident avec la présence des étoiles, malgré la perte considérable de points d'observations, pour éviter d'en déduire des conclusions fausses.

Après ces corrections, les cartes se présentent dans la forme 3.6(b). En plus des directions solaire et antisolaire, les données où se situent les étoiles de la Galaxie ont été supprimées, pour ne pas gêner l'interprétation des observations. Les codes des couleurs sont ajustés de la même façon que la carte 3.6(a).

### Objectifs des mesures de la cellule d'hydrogène

En principe les mesures de la cellule H ne sont pas nécessaires pour l'objectif principal de SWAN, c'est à dire la déduction du flux de masse du vent solaire, qui peut être obtenu par la cartographie photométrique uniquement. En revanche, les mesures de la cellule seront utilisées pour déterminer les paramètres caractéristiques du gaz interstellaire. Comme il a déjà été noté, la fonction principale de la cellule est de permettre de reconstituer le profil de la raie Ly- $\alpha$  émise par le gaz interstellaire. Pour faire cela, on se sert du décalage Doppler introduit par le mouvement relatif de la Terre et du gaz interstellaire. En utilisant le décalage de la raie d'émission par rapport à la longueur d'onde de résonance dans le référentiel de la cellule, on balaye l'aire de la raie avec la raie d'absorption, dont l'élargissement Doppler est beaucoup plus faible que celui de la raie d'émission. Cette méthode est appelée **Doppler Angular Spectral Scanning (DASS)** et a été mise en place par Bertaux et Lallement (1984). Elle permet, avec une série de mesures dans différentes directions, d'obtenir le profil original de l'émission Ly- $\alpha$  par déconvolution (Quémérais et al., 1999, 2006a), et ainsi la distribution en vitesse des atomes IS.

### 3.3 Modélisation de la raie Lyman- $\alpha$ IP dans les données SWAN

La distribution de l'hydrogène neutre dans le système solaire dépend des paramètres interstellaires (vitesse, température, concentration, axe du flot) ainsi que des paramètres solaires (pression de radiation solaire, taux d'ionisation des atomes H), comme nous avons aussi détaillé dans la sect. 3.1. En étudiant l'émission interplanétaire Ly- $\alpha$  on peut remonter à ces paramètres. Très souvent, les observations en Ly- $\alpha$  sont comparées à un modèle de l'émission IP. Un tel modèle est décomposé en deux parties : (i) un calcul de la distribution de densité de H dans le système solaire, suivi par (ii) un calcul de l'émission Ly- $\alpha$  générée lors de la diffusion par résonance des photons Ly- $\alpha$  solaire par ces atomes H dans l'espace IP.

Pour modéliser les données SWAN nous avons utilisé le modèle dit 'chaud' développé par *R. Lallement* (Lallement, 1983; Lallement et al., 1985a) qui consiste à calculer la distribution en densité et la distribution tridimensionnelle des vitesses des atomes H IS à chaque position dans l'héliosphère, sous l'action de la gravité, pression de radiation et des pertes dues au flux du vent solaire et à la photo-ionisation EUV en tenant compte de la dépendance latitudinale de ces termes de perte. Le modèle chaud est donc caractérisé par les 3 paramètres interstellaires (densité, vitesse moyenne et température du gaz IS) et 2 paramètres solaires (pression de radiation proportionnelle au flux Lyman- $\alpha$  solaire et taux total d'ionisation). Les 2 paramètres solaires varient au cours du cycle d'activité de onze ans.

Ensuite, pour n'importe quelle position de l'observateur (SWAN) et direction de visée, le modèle calcule le profil spectral de la raie Ly- $\alpha$  à chaque point sur la ligne de visée et l'additionne aux profils des points précédents. Enfin, une intégration est effectuée sur les 'bins' du profil final pour obtenir l'intensité Ly- $\alpha$  totale dans la direction et date d'observation sélectionnée, en tenant compte (ou non) de la réabsorption. En ce qui concerne la modélisation des mesures par la cellule H, une sous-routine du modèle calcule le profil d'absorption et le facteur de réduction, en appliquant la fonction de Voigt, dépendante des caractéristiques de la cellule modélisée, sur le profil d'émission IP.

Les interactions des atomes H à l'approche du Soleil sont décrites dans la sect.3.1 et le modèle numérique est exposé en détail dans les références citées ci-dessus. Je ne m'y attarderai pas plus dans ce manuscrit. En revanche, je me pencherai plus sur la méthode dite du ZDSC que j'ai utilisée pour la détermination de la direction d'arrivée du flot H IS ( $\lambda_w, \beta_w$ ).

### 3.4 La méthode de localisation du Zero Doppler Shift Circle : Modélisation sélective des données de la cellule d'hydrogène

La méthode du Zero Doppler Shift Circle (ZDSC) consiste à calculer la position du maximum d'absorption, c'est à dire la position du ZDSC pour chaque jeu de paramètres employé dans notre modèle et mesurer l'écart angulaire par rapport à la position du ZDSC mesurée dans les cartes de transmission SWAN. Ensuite, nous cherchons à optimiser les paramètres du vent utilisés dans le modèle, en minimisant l'écart par rapport aux données par une méthode de moindres carrés.

Premièrement, nous présentons une description globale de la région ZDSC et de ses variations au cours de l'année dans le paragraphe 3.4.1. Ensuite, nous présentons la modélisation optimisée des données de transmission SWAN que nous avons employée pour extraire le maximum d'informations en un temps réduit dans les paragraphes 3.4.2 et 3.12. Cette modélisation consiste à rechercher et modéliser automatiquement les régions ZDSC extraites des données des cellules H de SWAN. La méthode a été publiée en présentation poster lors du congrès Solar Wind 11 - SOHO 16 (Koutroumpa et al., 2005). Les résultats de la méthode pour la première année (1996-1997) de données SWAN seront décrits dans la section 3.5.1 et ont été publiés par Lallement et al. (2005).

#### 3.4.1 Variations du Zero Doppler Shift Circle

L'orientation du plan ZDS dépend de la vitesse relative entre le vent IS et le satellite. Puisque cette vitesse varie au cours d'une année, selon la variation de la vitesse de la sonde/Terre, l'orientation du plan ZDS change aussi, comme on constate sur la figure 3.7. Sur cette figure j'ai représenté la variation du

plan ZDS pour certaines positions de l'observateur au cours d'une année. Dans ce cas j'ai simplifié les hypothèses en considérant que la direction du mouvement du vent est parallèle à l'écliptique.

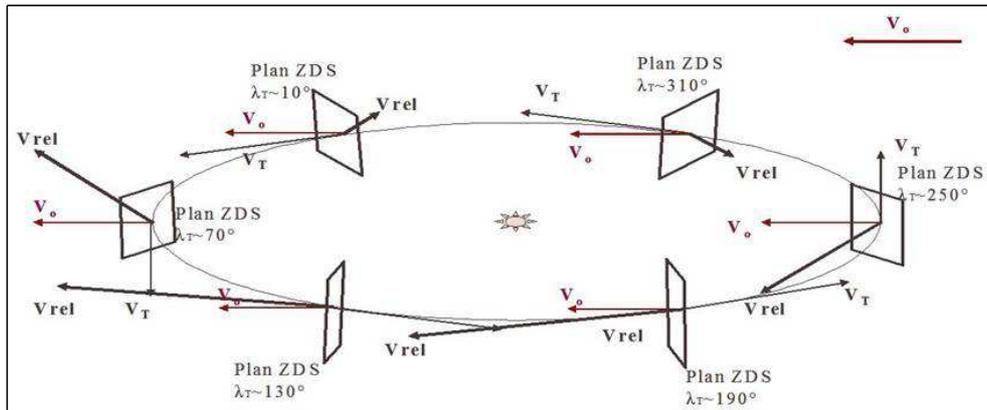
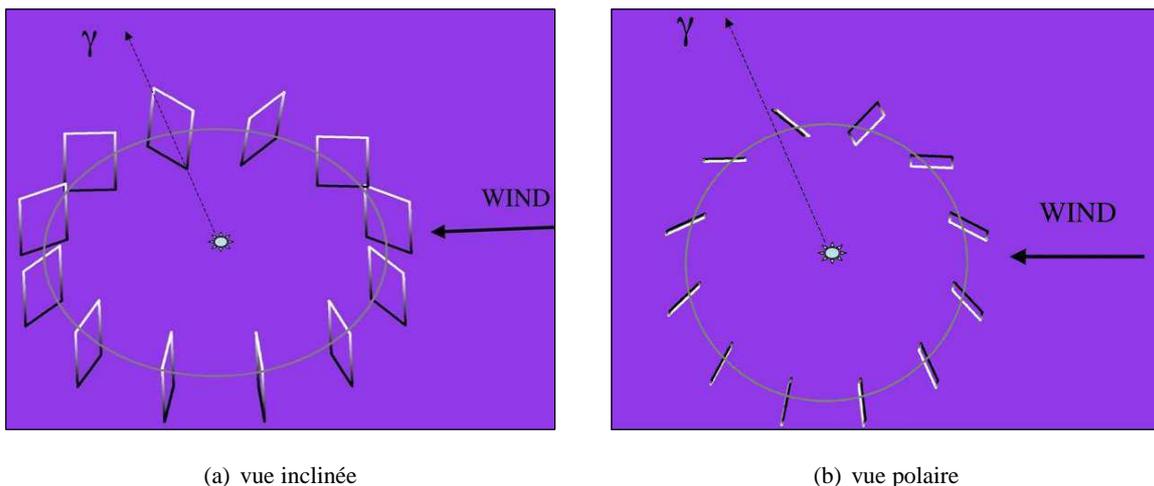


FIG. 3.7 – Variation simplifiée du plan ZDS selon la position de la Terre.

Par contre, sur les figures 3.8(a) et 3.8(b), les variations ont été calculées dans le modèle, à partir du vrai mouvement du gaz, c'est-à-dire, à une vitesse de 22km/s et une direction d'arrivée ( $\lambda_w=252.3^\circ$ ,  $\beta_w=6^\circ$ ), inclinée par rapport à l'écliptique. Je représente cette variation par deux vues, d'un point incliné par rapport à l'écliptique (fig.3.8(a)) et d'un point de vue polaire (fig.3.8(b)). Les rectangles représentent les plans d'effet Doppler zéro correspondant aux positions de la Terre chaque mois en commençant par le point vernal,  $\gamma(0^\circ, 0^\circ)$ . Les différents niveaux de gris correspondent à différentes hauteurs selon l'axe z (ou également des latitudes différentes) avec les plus clairs correspondant à l'hémisphère nord. A droite, la flèche noire à  $250^\circ$  environ marque la direction d'arrivée du vent.

Le plan d'effet Doppler zéro n'est pas perpendiculaire à l'écliptique puisque la vitesse d'arrivée du vent n'est pas parallèle au plan de l'écliptique. En plus un changement brusque de l'orientation du plan s'effectue aux alentours des longitudes ( $320^\circ$ ,  $360^\circ$ ). Cette région est très sensible aux changements de longitude sur l'orbite du satellite, car les vitesses de la Terre et du vent sont quasi-parallèles. Leur différence donne un très petit module de vitesse relative qui peut changer très facilement d'orientation suivant le déplacement de la Terre et selon le changement de direction de sa vitesse.



(a) vue inclinée

(b) vue polaire

FIG. 3.8 – Orientation du plan ZDS pour des positions de la terre tous les  $30^\circ$  pour une vue inclinée (a) et une vue polaire (b).

Par la suite il se fera évident que les différentes influences de la gravitation et de la pression de radiation ainsi que le taux d'ionisation des atomes du vent interstellaire (ou le temps de vie de ces particules) peuvent déformer ce plan-cercle pour donner une ligne courbée ou un cône qui peut aussi ne pas être

parfaitement perpendiculaire à la vitesse relative qui est calculée en considérant, **en approximation, la vitesse du vent constante.**

Dans les figures 3.9(a) et 3.9(b) on représente deux cartes SWAN en transmission pour les dates du 25 avril 1996 et du 21 juillet de la même année respectivement. On a décidé de présenter des cartes sans le masque des étoiles pour avoir une vision plus complète du ZDSC et de ses variations. La longitude à laquelle se trouve l'observateur pour chaque date est respectivement  $210^\circ$  et  $300^\circ$ . L'échelle de couleur varie en fonction de la transmission. Ainsi on voit qu'il y a une bande d'absorption élevée, autour du ZDSC où la transmission baisse jusqu'à 0.7 (couleur bleue), tandis que le jaune correspond aux régions loin du ZDSC où il n'y a pas du tout d'absorption.

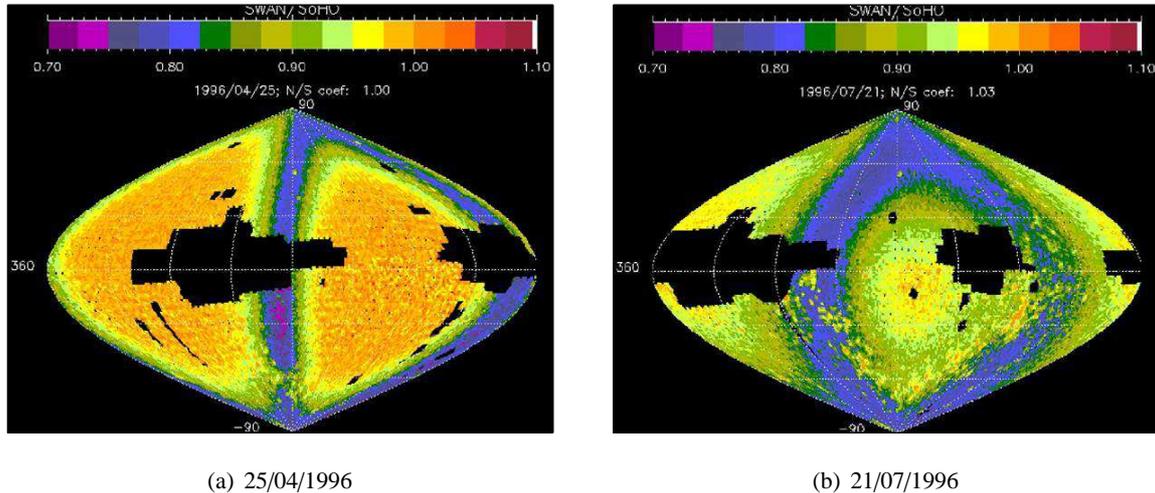


FIG. 3.9 – Cartes de transmission SWAN pour deux dates différentes : 25/04/1996 (a) et 21/07/1996 (b). Les différences de la forme du ZDSC et des valeurs de transmission absolues sont évidentes.

D'une carte à l'autre le ZDSC est décalé en coordonnées héliocycliques et de plus dans la carte du 21 juillet la bande d'absorption autour du ZDSC est beaucoup plus large que celle du 25 avril. Ceci est dû au fait que le module du mouvement relatif diminue considérablement entre avril et juillet. Plus le module de la vitesse relative est petit, plus le décalage Doppler est faible et donc, plus il y a de l'absorption pour un angle donné grand à partir du ZDSC. En entrant dans la région 'sensible', c'est-à-dire entre juillet et octobre, le décalage Doppler est tellement faible que la cellule absorbe quasiment dans toutes les directions du ciel. La détermination du ZDSC dans la région sensible est très difficile pour cette raison.

### 3.4.2 Sélection des régions Zero Doppler Shift Circle

La variation du ZDSC n'est pas facile à suivre : pour pouvoir modéliser cette région, il a donc fallu trouver un moyen automatique pour tracer les lignes de visée autour du ZDSC. J'ai mis au point un calcul qui trace le ZDSC pour chaque position de l'observateur en définissant la vitesse relative pour cette position. Sachant que le plan ZDS est perpendiculaire à la vitesse relative, la recherche a pu être limitée aux lignes de visée à  $\pm 30^\circ$  autour du ZDSC. Le principe du calcul est illustré sur la figure 3.10 pour le cas simple où la vitesse du vent est sur le plan de l'écliptique et parallèle à la vitesse de la Terre et en approximation du satellite SOHO.

Une direction de visée (de vecteur unitaire  $\vec{k}$ ) peut être caractérisée par les deux angles  $g$  et  $h$  (voir figure 3.10) dans le repère cartésien défini par les directions  $\vec{X}_o$ ,  $\vec{V}_{rel}$  et  $\vec{W}$  tel que  $\vec{X}_o$  soit situé dans le plan de l'écliptique. En faisant varier les angles  $g$  de  $0^\circ$  à  $360^\circ$  tous les  $20^\circ$  et  $h$  de  $\pm 30^\circ$  tous les  $2^\circ$ , nous obtenons une série de lignes de visée dans les zones stratégiques autour du ZDSC pour lesquelles nous calculons la transmission pour chacun de nos modèles.

En général, la position du minimum de transmission que l'on calcule à partir du modèle n'est pas très loin de la position du ZDSC qu'on a obtenue d'après le calcul simplifié de la vitesse relative. Tel est le cas pour les régions où le ZDSC est proche d'un plan ou d'un grand cercle dans le ciel. Cependant, la vitesse des atomes qui s'approchent du Soleil est modifiée, ainsi que leur trajectoire. Or, en faisant

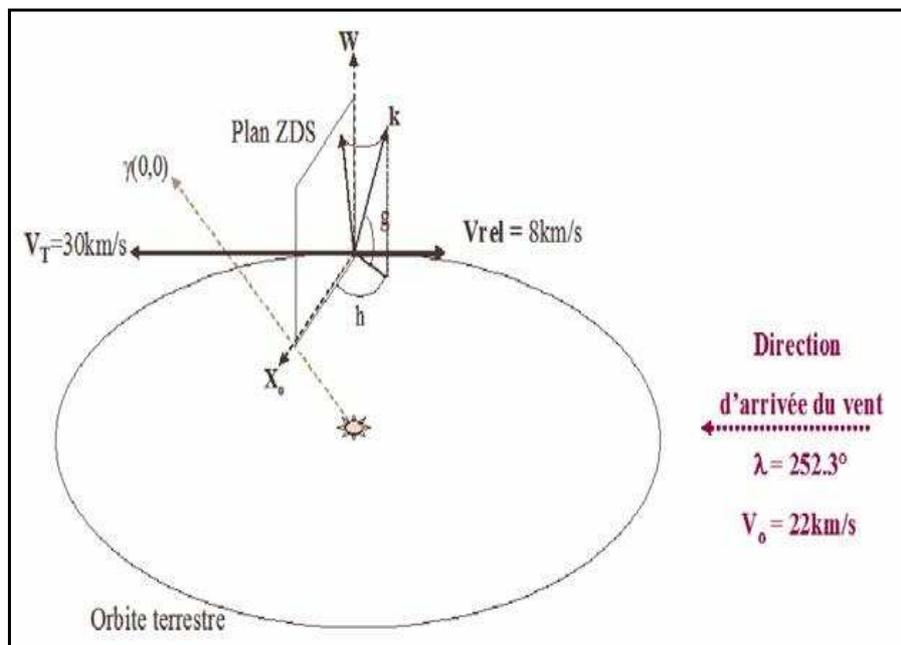


Fig. 3.10 – Principe de sélection des LOS stratégiques autour du plan ZDS dans les cartes SWAN.

le calcul de la vitesse relative, nous avons considéré la vitesse du vent constante et les trajectoires des atomes invariables. Donc, notre calcul de la vitesse relative n'est que grossier et celle-ci peut varier beaucoup, surtout vers la région sensible entre  $330^\circ$  et  $30^\circ$  de longitude de la Terre. Ceci est vérifié dans nos calculs par la variation des angles  $g$  et  $h$ . Dans les cartes de la région ( $330^\circ$ ,  $-30^\circ$ ) on se rend compte que la variation de  $\pm 30^\circ$  de l'angle  $h$  ne suffit pas pour trouver le minimum de transmission et il faut, alors, scanner tout le ciel pour trouver le ZDSC. J'ai décidé, donc, de ne pas travailler sur cette série de cartes, entre juillet et octobre, et dorénavant je ne vais me référer qu'aux les cartes SWAN du reste de l'année.

Pour le choix des lignes de visée dans chaque carte, nous avons utilisé le principe expliqué sur la figure 3.10. Pour chaque ligne de visée obtenue de cette façon, on recherche la même direction dans les cartes SWAN pour voir si il y a des données de bonne qualité pour cette direction. Dans le cas où on trouve des données SWAN, on stocke dans un fichier les coordonnées héliocentriques de la position du satellite, les composantes cartésiennes de sa vitesse, les coordonnées écliptiques de la direction de visée, les angles  $g$  et  $h$  qui caractérisent cette ligne de visée par rapport au plan ZDS et la valeur de transmission de SWAN et son erreur pour cette ligne de visée. On obtient ainsi, deux grands fichiers de données, pour chaque période du cycle solaire, sur lequel on applique nos modèles de minimum ou maximum solaire par la suite.

Pour illustrer le choix des points parmi les directions visées par SWAN, on a superposé sur la figure 3.11 une carte en transmission SWAN du 25 avril 1996 avec les points extraits autour du ZDSC de cette carte qui font partie à présent du grand fichier d'entrées qu'on a construit. On voit sur la carte que, dans les régions polluées par les étoiles chaudes où les données ont été supprimées, il n'y a plus de points autour de la région ZDS retenus pour le fichier d'entrée.

### 3.4.3 Comparaison du modèle aux données SWAN

Pour chaque ligne de visée on calcule la valeur de transmission par nos modèles. En même temps on retient pour cette ligne de visée les angles  $g$  et  $h$  qui la déterminent en fonction de son écart du plan ZDS pour cette position de l'observateur. Pour chaque position de l'observateur, c'est à dire pour chaque carte SWAN, on utilise la série de lignes de visée qui ont le même angle  $g$  (le long du ZDSC) mais un angle  $h$  (perpendiculairement au ZDSC) différent. Sur la figure 3.11 cela correspond à une série de points

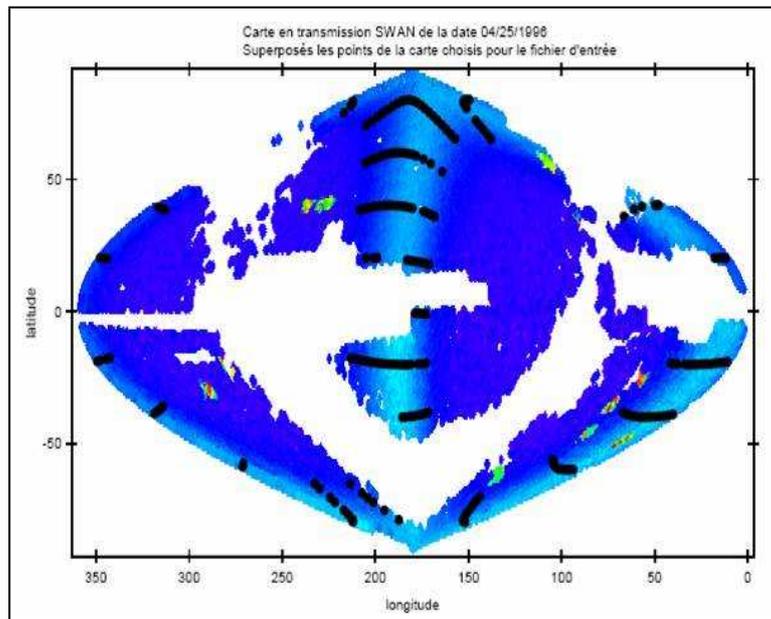


FIG. 3.11 – Positionnement des sécantes du plan ZDS sélectionnées dans les cartes SWAN.

noirs rapprochés. L'angle  $h$  détermine l'écart d'une ligne de visée par rapport au plan ZDS de cette date d'observation et on sait que plus on s'écarte du plan ZDS plus la transmission augmente. Donc, en faisant varier  $h$  de  $\pm 20^\circ$  autour du plan ZDS on est plus ou moins sûrs de retrouver le minimum de transmission parmi ces angles, et d'habitude plutôt proche de  $h=0^\circ$ .

Si on trace une courbe de la transmission modèle en fonction de  $h$  pour le même angle  $g$  on confirme notre hypothèse et on retrouve un minimum de transmission pour un angle  $h$  au moins (voir fig. 3.12). On fait alors, un fit sur cette courbe par une gaussienne et on retrouve le minimum de transmission modèle pour un certain  $h$ . Ceci s'applique aussi aux données SWAN où on trouve une transmission minimale légèrement différente pour un  $h$  minimum également un peu différent que celui calculé pour chaque modèle. A partir du couple  $(g, h_{min})$  on peut calculer le couple de coordonnées  $(\lambda_{min}, \beta_{min})$  du ZDSC modèle et à partir du couple  $(g, h_{min}(SWAN))$  on remonte aux coordonnées équivalentes du ZDSC SWAN.

Ce procédé est appliqué à toutes les sécantes du ZDSC et pour chacune des positions de l'observateur. Ainsi nous obtenons plusieurs points qui forment le ZDSC de chaque date d'observation, d'un côté pour les données SWAN et d'autre part pour chacun de nos modèles. L'écart angulaire entre le ZDSC calculé par nos modèles et celui calculé par les données SWAN nous donne l'ajustement de chaque modèle par rapport aux mesures SWAN. Nous cherchons à minimiser cet écart par une méthode des moindres carrés :

$$\chi^2 = \frac{\sum_N \left[ \frac{\theta}{\sigma_{min}} \right]^2}{(N - p)} \quad (3.12)$$

où  $\theta = (\text{Model-Data})$  est l'écart angulaire entre la position du ZDSC calculée par le modèle et la position du ZDSC calculée par les données,  $\sigma_{min}$  est l'erreur sur la position du ZDSC 'données',  $N$  le nombre de points utilisés et  $p$  le nombre de paramètres libres dans le fit. D'habitude, le nombre de points utilisés dans les cartes SWAN est largement supérieur au nombre de paramètres introduits, alors nous faisons l'approximation que  $N - p \approx N$ . Dans les modèles utilisés, les paramètres libres sont deux :  $\lambda_o, \beta_o$  et on ajoute encore deux paramètres qui sont corrélés entre eux :  $\mu$  et  $V_o$ , au total  $p = 4$ .

L'erreur qui existe sur les mesures de transmission SWAN, se propage et détermine l'erreur  $\sigma_{min}$  sur la position du minimum pour les données. On obtient l'erreur sur la position du minimum dans le fit gaussien en imposant comme poids sur chacun des points l'erreur sur les mesures de transmission SWAN. Plus précisément, le poids de chaque point est l'inverse de la déviation standard sur la mesure SWAN. Donc, d'une erreur de 0.0194 en moyenne sur la transmission on trouve une erreur de l'ordre de

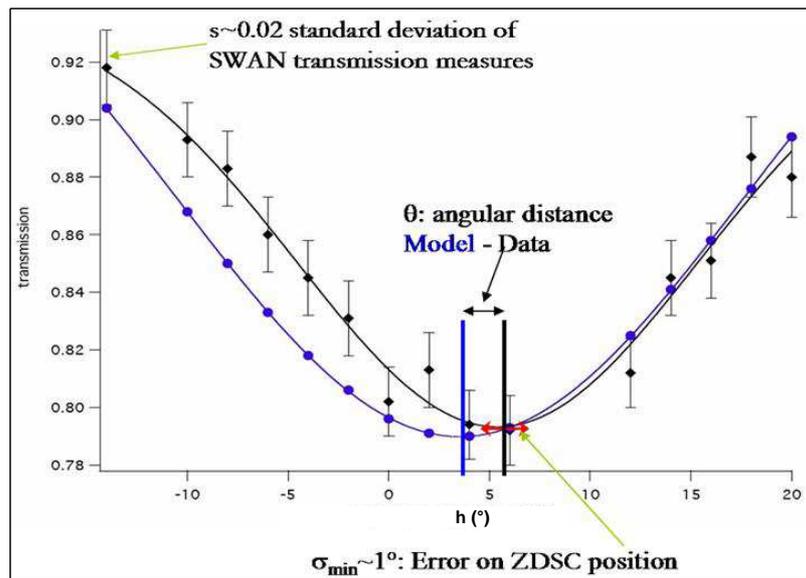


Fig. 3.12 – Ajustement du modèle aux données. Minimisation de l'écart angulaire des positions ZDSC modèle-données.

1° en moyenne pour la détermination du ZDSC données.

### 3.4.4 Sensibilité de la méthode et simplifications apportées

L'avantage de la méthode de localisation du ZDSC et surtout de la modélisation automatisée grâce au fichier d'entrée réduit c'est que nous avons exclu du calcul des modèles les lignes de visée où il n'y a pas de données SWAN et celles où la transmission est 1. Le calcul sur chaque ligne de visée est très long parce que le programme calcule par itération le profil de la raie émise pour ensuite appliquer un profil de Voigt pour la raie d'absorption. En n'utilisant que les lignes de visée 'stratégiques' autour du ZDSC, nous gagnons de cette façon beaucoup de temps de calcul. A noter que l'on ne sélectionne qu'une très faible fraction des points existants dans les cartes SWAN. Pourtant, à ce niveau de notre étude, il est plus commode de réduire le nombre de points au profit du temps de calcul pour en déduire des contraintes globales des phénomènes. Ainsi on pourra rapidement juger les avantages et les inconvénients des différents modèles pour savoir à quel niveau affiner les études, par la suite, de la totalité des cartes SWAN de toutes les années d'observations.

#### Région sensible : juillet - octobre

Dans le concept de la méthode automatisée, économe en temps, nous avons décidé d'exclure de l'étude les cartes de la zone sensible, entre juillet et octobre, et plus précisément entre les longitudes d'observateur  $\pm 40^\circ$ . En effet, comme nous avons démontré précédemment, retrouver automatiquement la région de transmission minimale dans ces cartes est assez compliqué puisque le décalage Doppler est très faible pour ces positions de la Terre et donc, la cellule absorbe un peu partout dans le ciel. De plus, il s'est avéré impossible d'ajuster la région du ZDSC par une gaussienne pour ces dates autant pour les données SWAN que pour les points modélisés. Ainsi, il est impossible de déterminer précisément la position du ZDSC à comparer avec les données. Dans ce cas, il faudra étendre l'étude à tous les points des cartes SWAN, quand les paramètres seront suffisamment contraints avec la méthode rapide du ZDSC.

#### Transfert radiatif et vieillissement de la cellule H

Un autre avantage de la méthode est que nous n'utilisons pas le niveau absolu d'absorption lui même, mais seulement la direction du maximum d'absorption. De cette manière, les résultats sont très peu dépendants des caractéristiques de la cellule H et de son vieillissement. Ainsi, nous pouvons utiliser des

paramètres de la cellule définis à priori et supposer qu'ils restent constants durant les séries des cartes SWAN utilisées. Cette hypothèse est appliquée à la première année d'observations (1996-1997) comme nous expliquerons dans le paragraphe 3.5.1. Pour les années de maximum solaire (2001-2002) nous avons préparé une procédure pour inclure une modélisation détaillée du vieillissement des cellules H de SWAN, qui sera présentée dans le paragraphe 3.5.2.

D'autre part, en n'utilisant que la position du ZDSC dans notre étude et non pas le niveau absolu d'absorption, nous avons la possibilité d'utiliser l'approximation optiquement mince (optically thin : OT) de la propagation des photons Ly- $\alpha$  dans l'espace interplanétaire. Ainsi, nous pouvons négliger l'ajustement des paramètres du modèle avec des calculs complets du transfert radiatif qui alourdissent considérablement le modèle et sont très coûteux en temps de calcul.

Il y a deux effets de transfert radiatif qui influencent la forme du profil de la raie d'émission : (i) l'élargissement des raies, surtout dans la région downwind, et (ii) des effets Doppler mineurs. L'élargissement seul ne peut influencer le positionnement du maximum d'absorption, mais les décalages Doppler peuvent affecter la position du ZDSC sur les sécantes. Néanmoins, des calculs précis des profils de la raie d'émission (Quémerais, 2000; Quémerais et Izmodenov, 2002) ont démontré que le modèle le plus réaliste de transfert radiatif complet (Angular Dependent Partial Frequency Redistribution model = ADPFR) d'une part et le modèle optiquement mince d'autre part, infèrent des centres de raie quasiment identiques, bien qu'ils produisent des largeurs de raie différentes. Le même test comparatif a été effectué avec le modèle dit d'auto-absorption, moins lourd en temps de calcul que le modèle ADPFR, qui considère que la diffusion primaire et la perte par réabsorption entre le point de diffusion et l'observateur. De manière inversée par rapport au modèle optiquement mince "pur" il donne une bonne représentation des profils de raie, mais introduit des petits décalages de vitesse qui représentent mal le centre de la raie. Dans notre analyse nous continuons, donc, d'utiliser le modèle optiquement mince qui n'affecte pas nos résultats, tout en étant le plus économe en temps de calcul. Cependant, nous avons effectué des essais avec le modèle avec auto-absorption pour les années de minimum solaire, que nous comparons aux résultats obtenus sans auto-absorption.

### Sensibilité du ZDSC aux paramètres du modèle

Après toutes ces simplifications et hypothèses, comment être sûrs que notre méthode peut donner des résultats fiables et bien dépendants des paramètres du modèle à utiliser ? Sur la figure 3.13, j'ai représenté l'effet de changement de paramètres pour la région 'non-sensible'. J'ai choisi une carte des intersections du ZDSC mesurées par SWAN pour le 12 mai 1996, où j'ai calculé le cercle d'effet Doppler zero pour les données (diamants noirs) et superposé les ZDSC des modèles différents en chaque panneau, en faisant varier un paramètre ( $\lambda_w, \beta_w, \mu, V_o$ ) à chaque fois. Entre les différents modèles on peut trouver des écarts de  $\chi^2$  réduits entre 1.1 et 8.8 environ. Il faut dire que ces  $\chi^2$  n'excluent pas définitivement les modèles présentés dans la figure 3.13, car ils sont dérivés d'une seule carte SWAN, sans suffisamment de statistique, contrairement aux résultats finaux basés sur un ensemble de cartes SWAN pour améliorer la statistique. Ils sont juste notés pour démontrer les écarts qui peuvent advenir en modifiant légèrement les paramètres utilisés.

On peut comprendre, alors, que, malgré le nombre réduit de points utilisé dans la méthode, la position du ZDSC peut être assez sensible aux variations des paramètres utilisés dans les calculs. Notre méthode peut ainsi contraindre avec suffisamment de précision ces paramètres en comparaison avec les données SWAN.

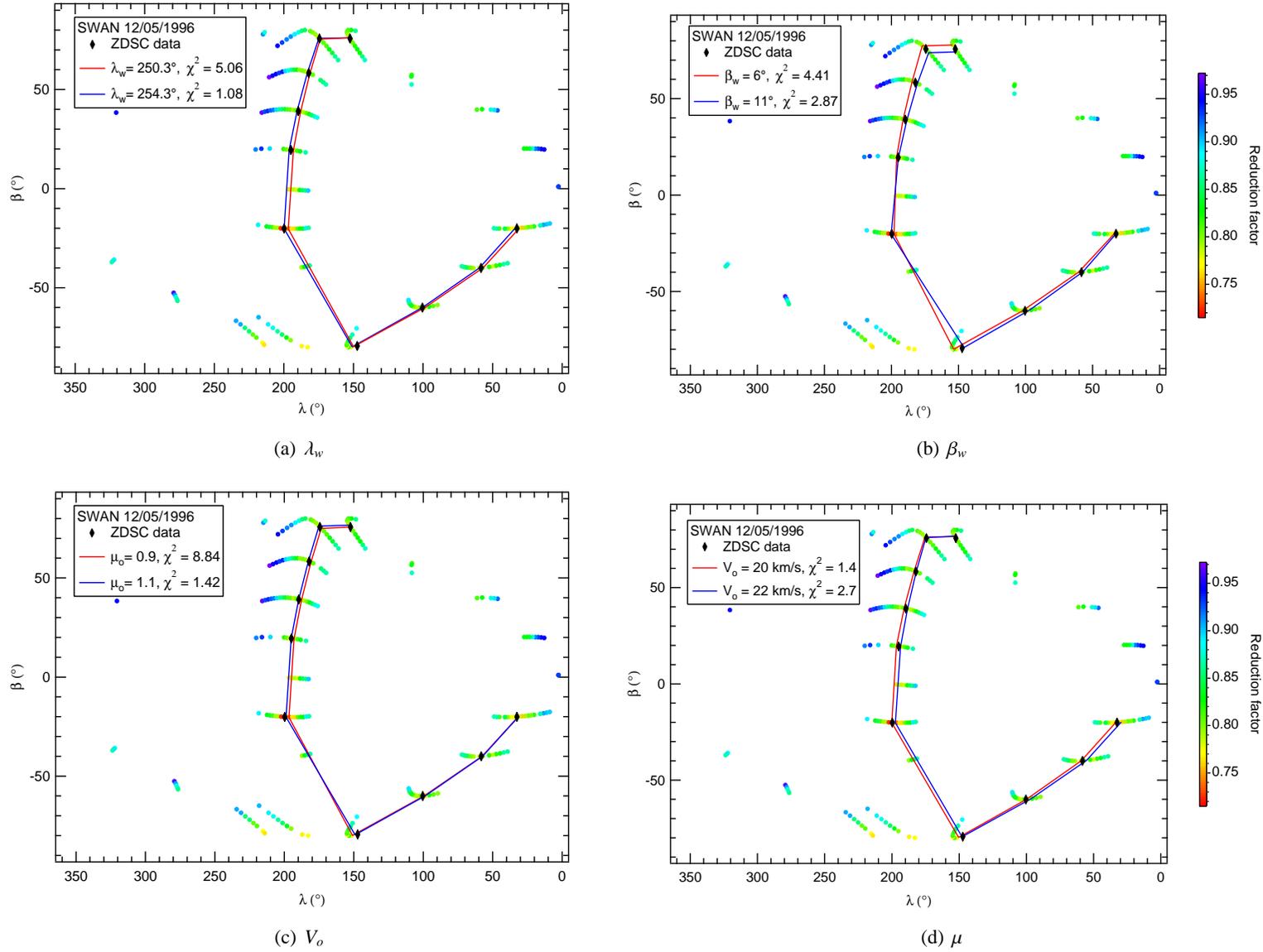


FIG. 3.13 – Sensibilité du ZDSC aux paramètres du modèle. Carte des intersections du ZDSC pour le 12/05/1996. Tracés du ZDSC pour deux modèles : (a)  $\lambda_w = 250.3^\circ$  (rouge),  $\lambda_w = 254.3^\circ$  (bleu), (b)  $\beta_w = 6^\circ$  (rouge),  $\beta_w = 11^\circ$  (bleu), (c)  $\mu = 0.9$  (rouge),  $\mu = 1.1$  (bleu), (d)  $V_o = 20$  km/s (rouge),  $V_o = 22$  km/s (bleu).

## 3.5 Résultats

Nous avons effectué une étude paramétrique sur une série d'observations avec la cellule SWAN qui couvre deux périodes : (i) pendant le minimum solaire, entre avril 1996 et avril 1997 (22 cartes), et (ii) pendant le maximum solaire, entre avril 2001 et avril 2002 (27 cartes), pour pouvoir former une image complète de la distribution du gaz dans les deux conditions extrêmes. Nous n'avons retenu que les cartes permettant une recherche automatique du plan ZDS, et nous avons exclu les cartes de la région sensible pour des longitudes de SOHO  $\pm 40^\circ$ .

L'écart angulaire entre les positions du ZDSC modèle et données est calculé pour chaque jeu de paramètres et le modèle qui ajuste au mieux les données ( $\chi^2$  réduit minimal) est recherché pour les deux périodes. Les résultats pour les phases minimum et maximum sont présentés séparément dans les paragraphes 3.5.1 et 3.5.2.

### 3.5.1 Résultats sur l'année 1996-1997 : minimum solaire

Pour la première année de données SWAN, nous avons sélectionné au total environ 4000 points des 22 cartes entre avril 1996 et avril 1997 en excluant les cartes pour des positions de l'observateur  $\pm 40^\circ$ . Nous avons utilisé le modèle optiquement mince et négligé le vieillissement des cellules H. Pour le calcul des décalages Doppler nous avons utilisé les vitesses héliocentriques exactes de SOHO à la position de chaque date d'observation.

Nous avons fait tourner quelques 200 modèles avec des paramètres qui variaient entre les valeurs suivantes : (i)  $\lambda_w = [249.3^\circ - 255.3^\circ, 1.5^\circ]$ , (ii)  $\beta_w = [5^\circ - 11^\circ, 1.5^\circ]$ , (iii)  $\mu = [0.8 - 1.0]$ , (iv)  $V_o = [19 - 24 \text{ km/s}]$ , (v)  $T = (11500 \pm 1000) \text{ K}$ . Le taux d'ionisation sous l'influence du vent solaire et des photons EUV solaires varie entre  $1.0 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$  et  $1.5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$  à 1 U.A. et il est considéré hautement anisotrope avec une décroissance de 40% entre l'équateur et les pôles solaires. La liste des modèles utilisés avec les paramètres et les résultats ( $\chi^2$ ) détaillés pour chacun sont présentés dans l'annexe B, dans les tables B.1 - B.5.

Les meilleures valeurs de vitesse  $V_o = (22 \pm 1.0) \text{ km/s}$  et de température  $T = (11500 \pm 1000) \text{ K}$  du flot H entrant sont en accord avec les déterminations précédentes (Costa et al., 1999). Si on compare ces paramètres aux équivalents pour le flot d'hélium (vitesse d'ensemble  $(26.3 \pm 0.4) \text{ km/s}$  et température  $(6300 \pm 340) \text{ K}$ ) on comprend déjà la décélération et le réchauffement que le flot d'hydrogène subit à l'interface héliosphérique, comme nous avons expliqué dans le paragraphe 3.1.

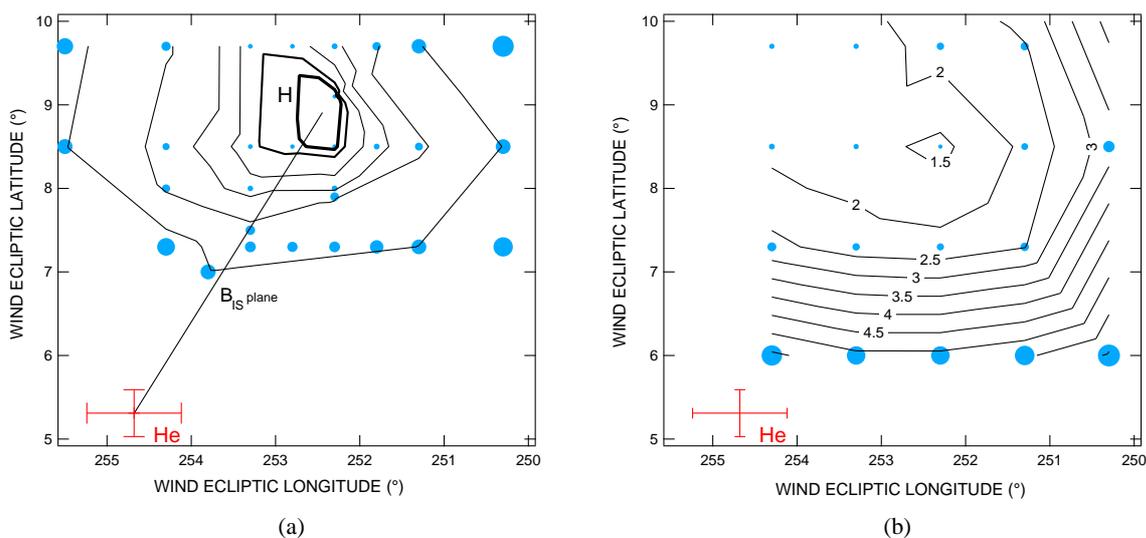


Fig. 3.14 – Détermination d'arrivée du flot H. Année 1996-1997. (a) Modèle optiquement mince sans auto-absorption. Les directions avec  $\chi^2 = 1.14$  (trait gras), 1.16, 1.21, et 2.0 calculées à partir de la méthode de localisation du ZDSC sont présentées avec les contours pleins. Les ronds bleus représentent les points de la grille utilisée, avec leur taille décroissant vers le meilleur  $\chi^2$ . (b) Idem (a), mais pour un modèle à auto-absorption.

Nous nous sommes surtout intéressés à la détermination de la direction d'arrivée du flot moyen H. Le meilleur  $\chi^2$  réduit est trouvé pour les coordonnées écliptiques  $(\lambda_w, \beta_w) = (252.5^\circ, 8.8^\circ)$  comme montré dans la figure 3.14. Sur la figure les contours aux traits pleins définissent la direction d'arrivée du flot H et la direction d'arrivée du flot He est présentée pour comparaison. Les ronds bleus sur la figure 3.14(a) représentent les points de la grille de paramètres d'entrée,  $(\lambda, \beta)$ , appliquée dans le modèle optiquement mince. La taille des ronds décroît vers le meilleur  $\chi^2$ . Pour comparaison, je présente sur la figure 3.14(b) les résultats obtenus de la même façon pour le modèle à auto-absorption. Nous remarquons que le modèle à auto-absorption entraîne une forte incertitude sur la direction d'arrivée, mais que globalement, le  $\chi^2$  des modèles à auto-absorption est beaucoup plus élevé que pour les modèles sans auto-absorption.

L'erreur sur les valeurs  $\lambda_w$  et  $\beta_w$  par la méthode des moindres carrés est définie comme l'écart sur les valeurs déterminées quand la valeur de  $\chi^2 = N$  passe à la valeur  $\chi^2 = N + 1$ . Cependant, quand le nombre N est assez important, comme il est le cas dans notre étude, cette définition de l'erreur fournit des résultats très petits qui ne correspondent pas à la réalité d'un modèle avec des simplifications. Dans ces cas, l'erreur est définie par le pas de la grille utilisée. Dans notre cas, cette erreur serait, alors, de  $\pm 1.5^\circ$ .

Il existe une autre méthode pour déterminer la direction d'arrivée du vent, entièrement indépendante des modèles. Elle a été introduite par Quémerais et al. (1999), et consiste à reconstituer les profils de la raie Ly- $\alpha$  et construire des cartes du champ des vitesses des atomes H dans le ciel. En utilisant la carte des vitesses projetées, Quémerais et al. (1999) ont déterminé la direction d'arrivée du flot H IS. A la place d'une direction unique, ce qu'on attendrait à "priori", ils ont trouvé que cette direction variait systématiquement des directions face au vent (upwind-UW,  $\lambda, \beta) = (253^\circ, 9.5^\circ)$  vers les directions sous le vent (downwind-UW,  $\lambda, \beta) = (249^\circ, 8^\circ)$ , ce qui rend difficile la détermination de la vraie direction et la comparaison avec les résultats directs de notre modèle.

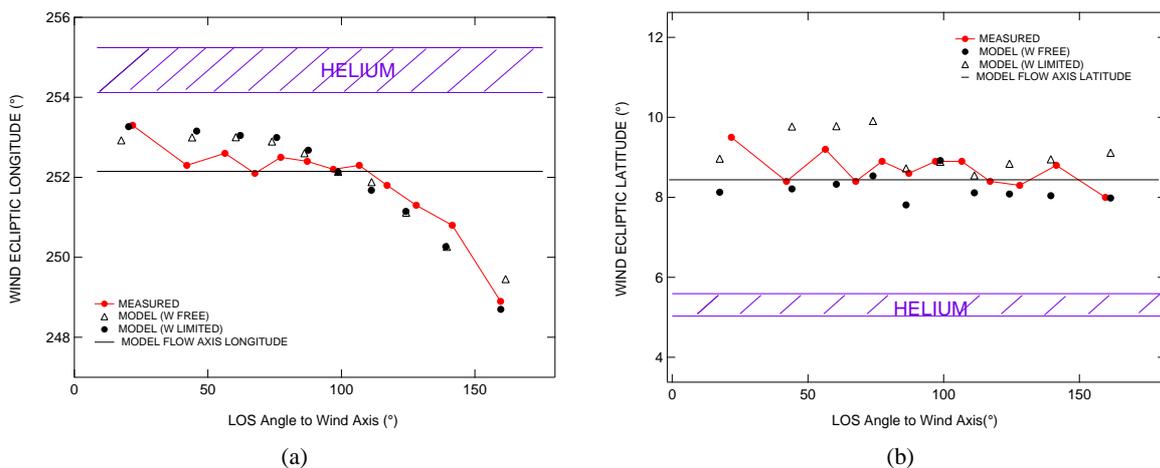


FIG. 3.15 – Biases de la méthode de reconstitution des profils de raie. (a) longitude d'arrivée, (b) latitude d'arrivée. La courbe rouge représente les directions calculées à partir de données SWAN, les lignes horizontales sont fixées aux valeurs d'entrée du modèle chaud, et les points et triangles noirs sont les directions calculées à partir des résultats du modèle chaud, avec la largeur équivalente de la cellule respectivement en paramètre libre et fixée à  $22.4 \text{ mÅ}$  (cellule Nord) et  $25.6 \text{ mÅ}$  (cellule Sud).

Nous avons effectué un test avec le modèle 'chaud' et nous avons constaté que cette tendance persiste dans les données simulées, qui sont pourtant issues d'une seule direction d'arrivée comme paramètre d'entrée au modèle. Cette tendance, alors, est surtout due au fait que la méthode de reconstitution des profils est basée sur l'hypothèse que le profil dans une direction donnée est indépendant de la position de l'observateur sur l'orbite terrestre. Or, l'émission Ly- $\alpha$  de l'hydrogène s'étend de  $\approx 0.5$  à  $\approx 20$  UA, avec un maximum aux environs de 2-3 UA dans la direction upwind. Cette distance, comparable au diamètre de l'orbite SOHO (2 UA), introduit des effets de parallaxe importants. De plus, la dissymétrie de la cavité d'ionisation influe aussi sur le profil de la raie, puisque dans la direction sous le vent il y a moins de gaz diffusant. Ainsi, le profil de la raie dépend non seulement de la direction de visée mais aussi de la position de l'observateur, donc la date d'observation.

Nous avons utilisé le meilleur modèle retrouvé par la méthode des ZDSC pour calculer des cartes du ciel de la transmission de la cellule pour 51 positions du satellite sur l'orbite terrestre. Sur cette série de données simulées nous avons appliqué la méthode de reconstruction du profil de raie, de Quémerais et al. (1999), et trouvé la même tendance que dans les mesures réelles. Le biais de la méthode sur la longitude et latitude d'arrivée du vent est présenté sur les figures 3.15(a) et 3.15(b) respectivement. Les points du modèle et les points SWAN suivent les mêmes tendances. Le biais est beaucoup plus important sur le calcul de la longitude d'arrivée, car la cavité d'ionisation est surtout disymétrique en longitude. Nous avons, alors, calculé une **correction** à partir du modèle que l'on a appliqué sur les résultats de la méthode de reconstruction des profils.

Les points verts dispersés sur la figure 3.16 sont les résultats de la méthode de reconstruction de raie **après la correction** appliquée par le modèle chaud. Ils se retrouvent moins dispersés qu'avant et centrés sur les coordonnées  $(\lambda, \beta) = (252.2^\circ, 9.0^\circ)$ .

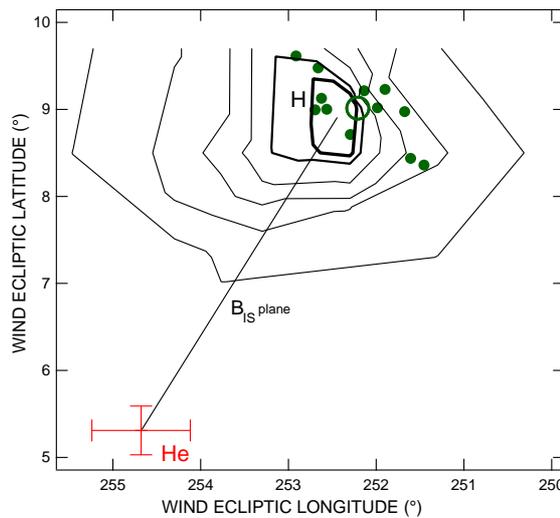


FIG. 3.16 – Semblable à 3.14(a) mais en rajoutant les résultats corrigés (points verts) de la méthode de reconstruction du profil de raie (voir texte). Si la déflexion est associée à la distorsion de l'héliosphère par le champ magnétique interstellaire (voir §3.7), les directions des flots H et He définissent le plan du champ magnétique interstellaire. Figure extraite de Lallement et al. (2005).

L'écart des deux méthodes indépendantes, présentées ci-dessus, peut nous fournir une estimation plus précise de l'incertitude de la détermination de la direction d'arrivée du flot H. En effet, il y a des éléments manquants dans notre modèle comme l'existence des deux populations H distinctes, plutôt qu'un seul fluide et les déviations de la stationarité du flot à cause des variations temporelles du vent solaire et de la photo-ionisation. D'autre part, l'erreur sur la détermination de l'axe du vent dans la méthode de reconstruction des profils peut être calculée par la dispersion des points sur la figure 3.16 et donne une déviation standard de  $0.7^\circ$ . Le fait que les deux méthodes sont entièrement indépendantes permet de considérer l'écart des deux résultats comme une estimation fiable de l'erreur finale, de l'ordre de  $0.5^\circ$  pour la longitude et latitude d'arrivée du flot H IS.

Le flot d'hélium interstellaire s'écoule de  $(\lambda_{He}, \beta_{He}) = (254.7^\circ \pm 0.4^\circ, 5.2^\circ \pm 0.2^\circ)$  (Witte, 2004; Valerga et al., 2004; Gloeckler et al., 2004), qui est à  $4^\circ \pm 1^\circ$  par rapport à la direction d'écoulement du flot d'hydrogène. Cette déflexion du flot H a probablement son origine dans la distorsion de l'héliosphère sous la pression du champ magnétique interstellaire  $B_{IS}$ , et aussi au dédoublement de la population des atomes H à cause du couplage par échanges de charge au plasma comme nous avons déjà expliqué. Cette hypothèse, ainsi que les autres possibilités seront discutées plus en détail dans le paragraphe 3.7.

### 3.5.2 Résultats préliminaires sur l'année 2001-2002 : maximum solaire

Pour l'année de maximum solaire, 2001-2002, nous avons calculé quelques 480 modèles pour 2572 lignes de visée, avec les paramètres initiaux du flot H variant entre les valeurs : (i)  $\lambda_w = [249.3^\circ - 258.3^\circ,$

3°], (ii)  $\beta_w = [2.5^\circ - 14.5^\circ, 3^\circ]$ , (iii)  $\mu = [1.4 - 1.9, 1]$ , (iv)  $V_o = [19 - 23, 1]$  km/s. La température du flot H était fixée à la valeur déduite des précédentes études (après correction pour le transfert radiatif) à  $T = 13000$  K. Le taux d'ionisation  $\beta_i$  a été calculé dans l'analyse préliminaire des données d'intensité Ly- $\alpha$  pour déduire le flux de masse du vent solaire (Quémerais et al., 2006b). Les valeurs  $\beta_i$  adoptées pour 2001 variaient avec une dépendance en latitude moins forte que pour l'année minimum 1996-1997 et sont les suivantes en unités  $10^{-7} \text{ s}^{-1}$  : [6.898, 6.898, 6.898, 7.258, 7.937, 8.359, 8.772, 8.470, 8.247, 8.070, 8.417, 8.488, 8.366, 7.952, 7.635, 7.292, 6.603, 6.603, 6.603], dans les 19 cases de la grille en latitude sur le disque solaire en partant du pôle Sud vers le pôle Nord. La liste des modèles utilisés pour les années 2001-2002 sont également présentés dans l'annexe B, dans les tables B.6 - B.14.

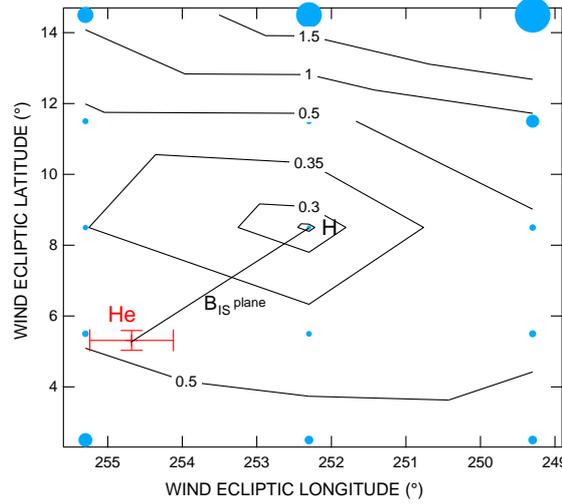


Fig. 3.17 – Comme la figure 3.14 mais pour l'année de maximum solaire 2001-2002 et l'hémisphère Nord seulement (voir texte). Les directions avec  $\chi^2 = 0.3, 0.35, 0.5, 1$  et  $1.5$  sont présentées. Les points bleus représentent la grille des directions d'entrée dans le modèle avec une taille décroissante vers le meilleur  $\chi^2$ .

Malheureusement, pour cette année nous n'avons pas pu utiliser les données SWAN de l'hémisphère Sud, car la qualité était médiocre. Il semble que la cellule Sud a perdu quasiment toute sa puissance absorbante brusquement à partir de 1999, ce qui pourrait être dû à une fuite du  $\text{H}_2$  de la cellule (Quémerais et al., 2006a). En tout cas les données de la cellule Sud étaient inadaptées pour la recherche automatique du ZDSC que nous souhaitions poursuivre, et nous avons décidé d'exclure ces données de notre étude. L'évolution de la cellule Nord a été partiellement modélisée, seulement en ce qui concerne l'épaisseur optique en considérant sa température constante,  $T_c = 350$  K. La méthode appliquée, ainsi qu'une procédure mise en place pour permettre une modélisation des paramètres de la cellule plus élaborée sont décrites dans le paragraphe suivant.

Les résultats obtenus avec les données de la cellule Nord sont présentés dans la figure 3.17. Le manque des données de la cellule Sud, et en général la baisse de la qualité des données se reflètent directement sur les résultats. En effet, l'exposition du détecteur à la lumière directe du Soleil lors du deuxième accident a modifié la bande passante de l'instrument qui, depuis, 'voit' aussi la lumière parasite du filament quand celui-ci est chauffé. Cela est pris en compte dans l'estimation des erreurs statistiques des mesures, en considérant un bruit de Poisson comme erreur pour l'intensité de l'émission du filament, à rajouter à l'erreur statistique de l'intensité du fond IP. La valeur des meilleurs  $\chi^2$  est difficile à évaluer, car elle est inférieure de 1, ce qui suggère que l'erreur des données SWAN a été surestimée. Cette surestimation doit provenir de l'erreur additionnelle de la lumière parasite du filament que je viens de mentionner.

Malgré les incertitudes, les résultats de l'analyse confirment la direction d'arrivée retrouvée pour l'année '96-'97, surtout en ce qui concerne la latitude d'arrivée. Le meilleur modèle obtenu de l'étude paramétrique donne la même direction  $(\lambda_w, \beta_w) = (252.3^\circ, 8.5^\circ)$  que pour l'année '96-'97, mais les contours de  $\chi^2$  réduit ne sont pas aussi nettement centrés sur cette longitude. Les contours sont étirés vers les grandes longitudes, s'approchant de la longitude d'arrivée du flot He. Par contre, en aucun cas

les contours des meilleurs  $\chi^2$  réduits n'incluent la direction d'arrivée du flot He ( $254.7^\circ \pm 0.4^\circ$ ,  $5.2^\circ \pm 0.2^\circ$ ) en combinant sa longitude et latitude d'arrivée en même temps. Puisque les résultats '01-'02 confirment l'analyse faite pour '96-'97, nous n'avons pas cherché à déterminer l'incertitude pour le moment, car notre grille pour '01-'02 est très étalée et pas suffisamment résolue (pas de  $3^\circ$ ). Ceci fera l'objet d'une analyse plus approfondie dans le futur et confirmer déflexion pour les années de maximum solaire.

### Modélisation du vieillissement de la cellule H

Pendant la modélisation des données 2001-2002 que nous venons de présenter, nous avons voulu préparer le terrain pour inclure dans le calcul l'évolution de la cellule H au cours des années de fonctionnement. Pour faire cela, il faudrait avoir accès directement au profil de la raie d'émission pour chaque ligne de visée, pour pouvoir appliquer ensuite le profil d'absorption. A cet effet il aurait fallu stocker tous les 250 points du profil de la raie modélisée, ce qui n'est pas évident à cause de la taille du fichier.

Nous avons alors développé une procédure qui ajuste la raie d'émission, lors de son calcul pour une certaine ligne de visée, par une, deux ou trois gaussiennes, selon que la forme de la raie dans la direction donnée le permet (voir fig. 3.18). Ainsi, nous ne conservons que trois paramètres par gaussienne, ce qui donne entre trois et neuf paramètres pour chaque profil de raie, et une taille beaucoup plus raisonnable pour le fichier. Cette procédure rallonge très peu le temps de calcul tout en présentant un intérêt pour la conservation et reconstitution du profil de la raie. Le calcul du profil de la raie d'émission étant déjà fait, il suffira de calculer seulement le profil de la raie d'absorption en faisant varier les paramètres de la cellule pour retrouver la tendance de son évolution.

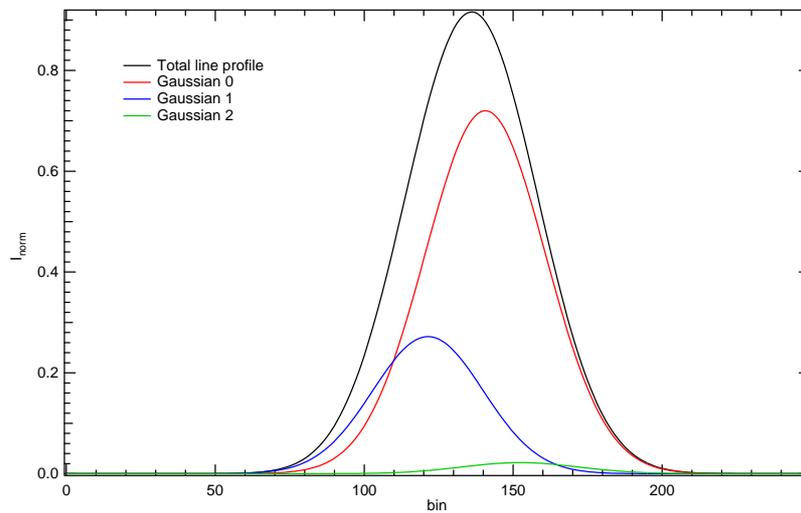


FIG. 3.18 – Ajustement du profil de la raie d'émission Ly- $\alpha$  par 3 gaussiennes.

Dans notre modélisation des données SWAN nous n'avons inclus qu'une estimation de l'épaisseur optique de la cellule et sa variation au cours de l'année 2001-2002, en laissant sa température constante à 350 K. Au futur, il sera possible de prendre en compte aussi l'évolution de la température de la cellule, en utilisant l'ensemble des fichiers du profil des raies (3 gaussiennes) modélisées que nous avons conservé.

Le décalage Doppler sur une ligne de visée est défini par l'équation 3.11 que nous re-écrivons ici :

$$\Delta\lambda_D = \lambda - \lambda_o = \frac{\lambda_o}{c} (\vec{V}_{rel} \cdot \vec{U}) = \frac{\lambda_o}{c} V_D \quad (3.13)$$

où  $V_D = \vec{V}_{rel} \cdot \vec{U}$  est la vitesse relative projetée sur la ligne de visée. Cette vitesse peut être exprimée en fonction de l'angle  $h$  de la ligne de visée par rapport au plan ZDS de la façon suivante, qui est illustrée dans la figure 3.19 :

$$V_D = V_{rel} \sin(h) \quad (3.14)$$

et le décalage Doppler pour cette ligne de visée est exprimé, alors :

$$\Delta\lambda_D = \lambda - \lambda_o = \frac{\lambda_o}{c} V_{rel} \sin(h) \quad (3.15)$$

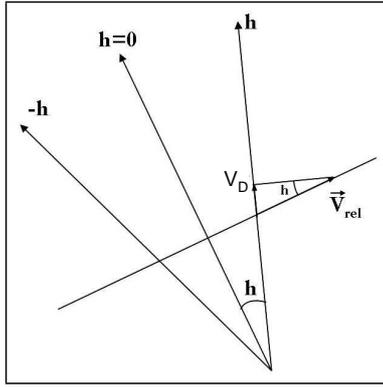


FIG. 3.19 – Définition de la vitesse Doppler projetée en fonction de la position du ZDSC.

avons utilisé pour modéliser l'évolution de la cellule pour la modélisation de l'année 2001 sont présentées dans la table 3.1.

TAB. 3.1 – Valeurs de la largeur équivalente  $W_\lambda$  (mÅ) et de l'épaisseur optique de la cellule  $H$  Nord pour l'année 2001

Date	$W_\lambda$ (mÅ)	$\tau_c$	Date	$W_\lambda$ (mÅ)	$\tau_c$
11/02/2001	16.298	1.336	10/06/2001	15.932	1.307
19/02/2001	16.272	1.333	17/06/2001	15.906	1.304
25/02/2001	16.246	1.331	24/06/2001	15.880	1.302
04/03/2001	16.220	1.329	01/07/2001	15.854	1.300
25/03/2001	16.194	1.327	08/07/2001	15.828	1.298
07/04/2001	16.167	1.325	15/07/2001	15.801	1.296
15/04/2001	16.141	1.323	23/07/2001	15.775	1.294
22/04/2001	16.115	1.321	24/11/2001	15.749	1.265
28/04/2001	16.089	1.319	02/12/2001	15.723	1.263
06/05/2001	16.063	1.317	09/12/2001	15.697	1.261
13/05/2001	16.037	1.315	16/12/2001	15.671	1.259
20/05/2001	16.010	1.312	23/12/2001	15.645	1.257
27/05/2001	15.984	1.311	30/12/2001	15.618	1.255
03/06/2001	15.958	1.309			

Cette procédure permettra, au futur, de modéliser toutes les cartes de données SWAN de 1996 jusqu'à maintenant, en tenant compte de l'évolution des cellules, surtout celle de la cellule Nord, qui conserve sa capacité absorbante jusqu'à aujourd'hui.

### 3.6 Résultats sommaires sur la vitesse $V_o$ du vent interstellaire et la pression de radiation à Ly- $\alpha$

L'étude paramétrique que nous avons effectuée pour modéliser les données SWAN a aussi fourni des résultats pour les paramètres  $\mu$  et  $V_o$  que nous résumons ici. Le modèle au meilleur  $\chi^2$  pour l'année

Nous savons de l'équation 3.10 que la largeur équivalente dépend de la longueur d'onde. Tenant compte des équations définies ci-dessus, la largeur équivalente peut être exprimée en fonction de l'angle  $h$  :

$$W_\lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} [1 - T(\lambda)] d\lambda = \frac{\lambda_o}{c} V_{rel} \int_{-\infty}^{+\infty} A(h) \cos(h) dh \quad (3.16)$$

où  $A(h) = A(\lambda) = 1 - T(\lambda)$  est la fonction d'absorption de la cellule qui peut être ajustée par une gaussienne en fonction de  $h$ , c'est à dire :

$$A(h) = A_o \exp\left(-\frac{(h - h_o)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.17)$$

Nous pouvons, ensuite, intégrer la fonction  $A(h) \cos(h)$  pour calculer la largeur équivalente et remonter, ainsi, à l'épaisseur optique de la cellule sous l'hypothèse d'une température constante ( $T = 350$  K). Les valeurs de  $W_\lambda$  et  $\tau_c$  que nous avons calculé pour la cellule Nord et que nous

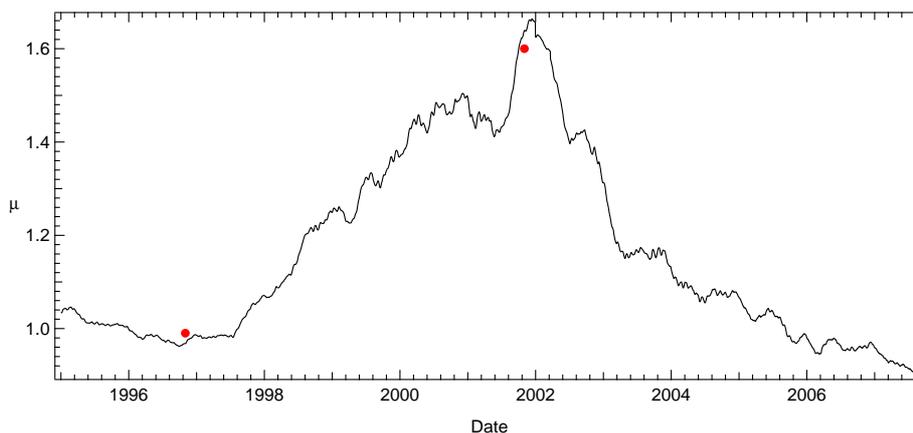


FIG. 3.20 – Ajustement du rapport  $\mu$  en période de minimum et de maximum d'activité solaire.

'96-'97 a ajusté  $\mu$  à la valeur 0.99 et  $V_o$  à 22 km/s. Le meilleur modèle pour l'année '01-'02 a respectivement déterminé  $\mu = 1.6$  et  $V_o = 21$  km/s. Sur la figure 3.20 je présente les deux valeurs  $\mu$  ajustées dans le modèle, et la courbe des mesures de  $\mu$  au cours du temps, effectuées avec l'instrument SOLSTICE (Woods et al., 2005, , <http://lasp.colorado.edu/see/>) de 1995 à 2007. Les valeurs ajustées dans nos simulations se situent aux bonnes valeurs par rapport aux mesures pour les années '96-'97 et '01-'02. Cet excellent accord, alors que ce paramètre était libre, nous donne confiance dans la bonne détermination des autres paramètres, à savoir  $V_o$ ,  $\lambda$  et  $\beta$ .

Le paramètre  $V_o$  dans nos simulations est, rappelons-le, la vitesse de la population totale moyenne d'hydrogène après la traversée de l'interface héliosphérique. Nous trouvons des valeurs qui sont assez proches pour les deux périodes solaires modélisées. Une variation importante de  $V_o$  dans l'ajustement des données SWAN entre les périodes de minimum ('96-'97) et de maximum ('01-'02) aurait comme seule explication une variation sur les proportions des deux composantes d'hydrogène, primaire et secondaire, à l'interface. Un tel changement des proportions n'est pas prévu dans les modèles cinétiques de l'interface. Au contraire, les derniers calculs de nos collègues russes montrent que  $V_o$  ne change pas significativement.

### 3.7 Discussion

Nous avons étudié la distribution du gaz d'hydrogène neutre dans le milieu IP pour deux phases du cycle solaire, en minimum et maximum solaire. Nous avons utilisé les mesures de la cellule à hydrogène de l'instrument SWAN sur le satellite SOHO, que nous avons comparées aux résultats d'un modèle 'chaud' de l'interaction du flot H IS avec le Soleil. Notre étude paramétrique a permis de contraindre les paramètres initiaux du flot H, surtout la direction d'écoulement du flot, ainsi que les paramètres caractérisant l'activité solaire pour ces deux phases du cycle.

Les résultats obtenus placent le flot **MOYEN** de H IS à des coordonnées d'arrivée  $(\lambda_w, \beta_w) = (252.3^\circ \pm 0.5^\circ, 8.9^\circ \pm 0.5^\circ)$ , à une température de  $(11500 \pm 1000$  K) et une vitesse moyenne de  $(22 \pm 1.0$  km s<sup>-1</sup>). Les paramètres du flot He IS sont :  $(\lambda_{He}, \beta_{He}) = (254.7^\circ \pm 0.4^\circ, 5.2^\circ \pm 0.2^\circ)$ ,  $T_{He} = 6300 \pm 340$  K,  $V_{He} = 26.3 \pm 0.4$  km s<sup>-1</sup>. La différence des vitesses et températures des deux flots confirmer la décélération et réchauffement du flot H dus au couplage avec le plasma et les processus d'échanges de charge qui créent la population secondaire des atomes H.

Nous avons suggéré que la déflexion du flot H de  $4^\circ \pm 1^\circ$  par rapport au flot He non perturbé, est très probablement due à une distorsion de l'héliosphère sous la pression d'un champ magnétique  $B_{IS}$  ambiant dans le milieu IS. Pour que le champ magnétique crée une asymétrie de l'héliosphère, il faut qu'il soit incliné par rapport à l'axe d'écoulement du flot initial. Le principe de la déflexion des neutres est expliqué ci-dessous, et illustré dans la figure 3.21.

Le couplage des atomes H neutres et des protons IS par échanges de charge crée une nouvelle population de neutres H qui atteint finalement le système solaire interne. Une grande partie des atomes de

la composante secondaire sont nés dans l'héliogaine externe, entre le choc externe IS et l'héliopause. D'autre part, la composante primaire du flot qui atteint le Soleil est issue directement du milieu IS et conserve sa direction d'arrivée qui est celle du flot d'hélium.

La différence entre le cas axisymétrique, soit sans champ magnétique, soit avec un champ magnétique parallèle où perpendiculaire à la vitesse du flot, et le cas général d'un champ magnétique incliné, est que la ligne de stagnation, qui sépare les ions déviés de part et d'autre sur les côtés de l'héliopause, n'est plus le long de l'axe Soleil-vent IS, mais se retrouve décalée. Par conséquent, une plus grande quantité d'atomes secondaires capables d'atteindre le Soleil (c'est à dire à partir des ions avec des vecteurs vitesse, avant collision, entrants dans l'héliosphère) sont créés d'un côté de l'axe Soleil-vent IS que de l'autre et ils forment le flot défléchi d'atomes H.

Comme nous avons déjà expliqué, dans l'héliosphère interne nous observons la somme des populations primaire (non-déviée) et secondaire (déviée), et donc la déflexion du gaz moyen est moins importante et dépend de la contribution des deux composantes. La déviation de ce flot moyen par rapport au flot He est l'empreinte des processus d'échange de charge à l'interface non-symétrique de l'héliosphère externe.

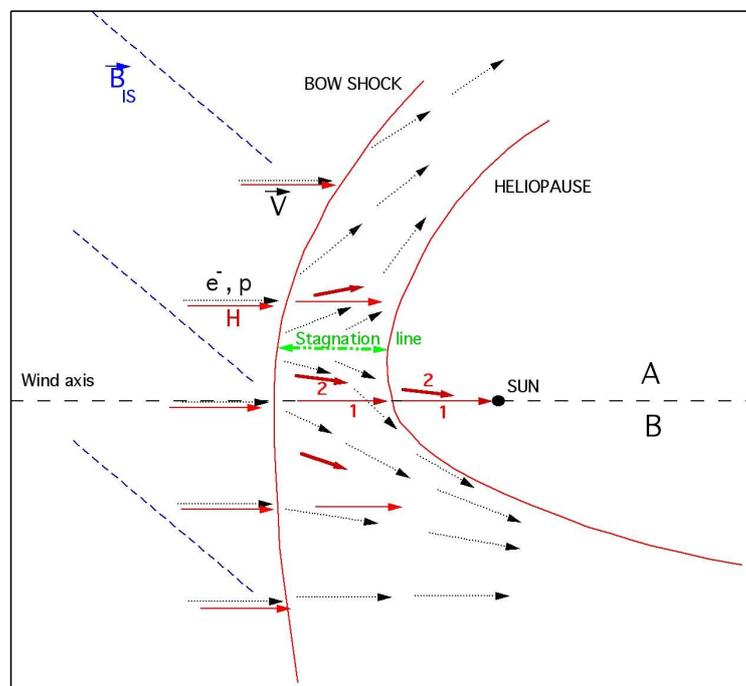


FIG. 3.21 – Vue schématique de l'héliosphère tordue par le champ  $B_{IS}$  (Lallement et al., 2005, , Bow shock et héliopause adaptés de Ratkiewicz et al. (2002) et Pogorelov et al. (2004)). Voir détails dans le texte.

Une vue schématique de l'héliosphère en présence d'un champ magnétique IS incliné est présentée dans la figure 3.21, qui est adaptée pour le gaz ionisé des modèles MHD de Ratkiewicz et al. (2002) et Pogorelov et al. (2004). Les flots, neutre (flèches rouges) et plasma ( $e^-$  et ions, flèches noires), sont dessinés dans le plan défini par le champ magnétique  $\vec{B}_{IS}$  et le vecteur vitesse  $\vec{V}$  du flot interstellaire. La composante secondaire (2) est générée dans la région entre l'axe Soleil-vent et la ligne de stagnation (ligne verte discontinue), qui est déplacée à cause du champ magnétique. Le plan contenant les composantes primaire (1, non-déviée) et secondaire (2, déviée), contient aussi le champ magnétique, et la direction d'arrivée du flot secondaire se situe entre l'axe du vent et la direction du champ.

Ainsi on comprend que la définition de la direction d'arrivée des flots H et He nous révèle la direction approximative du champ magnétique, en posant des contraintes sur sa détermination. D'abord, le vecteur du champ  $B_{IS}$  est obligatoirement contenu dans le plan défini par les vecteurs des flots H et He, et donc il est perpendiculaire à la direction  $(\lambda, \beta) = (167^\circ, -30^\circ)$  (Lallement et al., 2005). Ce plan, auquel Opher et al. (2006) ont attribué le nom Hydrogen Deflection Plane (HDP), est incliné d'environ  $60^\circ$  par rapport au plan de l'écliptique et au plan galactique également. D'autre part, les modèles de l'interface

héliosphérique imposent que la pression dans l'héliogaine soit plus importante dans la partie opposée à celle qui contient la ligne de stagnation (fig.3.21 ; Izmodenov et al., 2005a). Le champ magnétique, partant du côté IS vers l'héliosphère interne, est orienté dans le même sens que la composante secondaire mais encore plus dévié par rapport à l'axe du vent.

Un certain nombre de modèles magneto-hydrodynamiques (MHD) de l'héliosphère dans le cas d'un champ magnétique IS incliné qui incluent aussi de façon simplifiée l'influence des échanges de charge ont été calculés (Linde et al., 1998; McNutt et al., 1999; Ratkiewicz et al., 2002; Pogorelov et al., 2004). Les modèles concordent surtout sur le fait que la distorsion maximale est obtenue pour des angles  $30^\circ < \alpha < 60^\circ$ , où  $\alpha$  est l'angle entre  $\vec{B}_{IS}$  et le vecteur  $\vec{V}$  du flot IS. Les cas de champs alignés où perpendiculaires au vecteur vitesse conduisent, eux, à une héliosphère axi-symétrique. Cependant, aucun de ces modèles ne calcule la déflexion des neutres.

Plus récemment, et à la suite de la publication de nos résultats obtenus avec SWAN (Lallement et al., 2005), Izmodenov et al. (2005a) ont publié les premiers calculs avec un modèle auto-consistant cinétique-MHD 3D de l'interaction du vent solaire avec le plasma IS magnétisé. Dans leurs résultats ils ont trouvé que, pour un champ magnétique  $B_{IS} \approx 2.5 \mu\text{G}$  et incliné de  $45^\circ$ , la déflexion du flot H moyen par rapport au flot He est de  $\sim 4^\circ$  ce qui correspond au décalage trouvé dans nos résultats. Cette valeur de  $2.5 \mu\text{G}$  est tout à fait dans l'intervalle 'raisonnable' des intensités de champ galactique.

La distorsion de l'héliosphère, prévue dans les modèles d'interface avec le champ magnétique incliné et vue dans l'analyse des données SWAN, a pu expliquer certaines mesures ambiguës obtenues par les sondes Voyager 1 et 2 pendant leur approche vers le choc terminal du vent solaire. En effet, si l'héliosphère est asymétrique sous la pression du champ magnétique IS, comme présenté dans la figure 3.21, alors elle est étirée vers les latitudes héliocliptiques nord et compressée vers les latitudes héliocliptiques sud.

Tout d'abord, la configuration asymétrique de l'héliosphère explique pourquoi Voyager 1 (V1), qui se dirige actuellement vers le point ( $\lambda \sim 254^\circ, \beta \sim 35^\circ$ ), a été en retard par rapport aux prédictions, pour la traversée du choc terminal, qu'elle a enfin atteint à 94 UA en décembre 2004 (Stone et al., 2005). En revanche, Voyager 2 (V2), qui a été lancée quelques jours plus tard que V1 et avait pris du retard sur sa trajectoire par rapport à celle de son aînée, se dirige vers la direction sud ( $\lambda \sim 289^\circ, \beta \sim -32^\circ$ ) et arrivera en avance au choc. Voyager 2 ressent depuis déjà 2005 les mêmes symptômes précurseurs que V1 avant la traversée et celle-ci est donc imminente, alors que V2 n'est qu'à 85 UA (novembre 2007).

D'autre part, depuis presque 20 ans, les deux sondes ont détecté régulièrement des émissions radio venant de l'héliosphère externe aux fréquences 2-3 kHz. L'explication retenue est qu'il s'agit des émissions générées lorsqu'un choc interplanétaire puissant, produit par une forte activité solaire, interagit avec l'héliopause (Gurnett et al., 1993; Gurnett et Kurth, 1995). La distribution des sources radio dans le ciel formait une ligne près du 'nez' de l'héliosphère dans une direction quasi-parallèle au plan galactique. Basés sur le fait que le champ magnétique galactique global se trouve dans le plan galactique, Kurth et Gurnett (2003) ont déduit que le champ magnétique IS local était également parallèle au plan de la Galaxie.

Cependant, après la publication de nos résultats SWAN (Lallement et al., 2005), ils ont révisé leur résultats et expliqué que, comme dans le cas de la magnétopause, les émissions radio sont générées dans les régions où les lignes du champ magnétique IS (terrestre dans le cas de la magnétopause) sont tangentes à la surface du choc interplanétaire qui excite le plasma (Gurnett et al., 2006). La localisation des sources radio se résume, alors, à la condition  $\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} = 0$ , où  $\mathbf{B}$  est le vecteur du champ magnétique IS et  $\mathbf{n}$  est la normale au choc IP. Ils ont, alors, conclu que cette condition  $\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} = 0$ , en combinaison avec la localisation observée des sources radio était compatible avec une orientation du champ magnétique IS perpendiculaire au plan galactique, or, l'orientation du HDP diffère seulement de  $16^\circ$  par rapport au plan perpendiculaire au plan galactique. Les deux déterminations sont donc très proches. Opher et al. (2007) ont poussé l'analyse plus loin en utilisant des modèles MHD en trois dimensions pour examiner comment la position des sources radio change avec l'orientation du champ magnétique IS. Ils ont déduit qu'une orientation du champ magnétique IS parallèle au plan galactique produit des sources radio localisées presque perpendiculairement à ce dernier, ce qui est complètement l'opposé des observations Voyager. En revanche, une orientation du champ magnétique le long du HDP ou perpendiculaire au plan galactique fournit des résultats très proches, qui sont en bon accord avec les observations Voyager.

Opher et al. (2007) ont utilisé un deuxième jeu, différent, de données Voyager pour contraindre l'orientation du champ magnétique IS et confirment ainsi le fait que le champ magnétique IS est parallèle au HDP. Depuis 2002, V1 a commencé à détecter une augmentation d'ions énergétiques, donc très probablement créés au choc et se propageant vers l'extérieur de l'héliosphère en spiralant le long des lignes du champ magnétique interplanétaire (par exemple Krimigis et al., 2003). Pourtant, en 2002, V1 n'avait pas encore traversé le choc qu'il a atteint finalement en 2004. V2 actuellement détecte des signatures équivalentes du choc terminal qu'il va probablement atteindre dans 1 ou 2 ans environ. Si le choc terminal était sphérique (symétrique) les ions se propageraient toujours vers l'intérieur de l'héliosphère jusqu'à ce que Voyager traverse le choc. Mais les observations indiquent que les ions se propageaient vers l'extérieur de l'héliosphère, comme si la source des particules, c'est à dire le choc, se trouvait de quelques UA plus près du Soleil que la sonde. Cette configuration ne peut se produire que lorsque le choc est asymétrique (Jokipii et al., 2004).

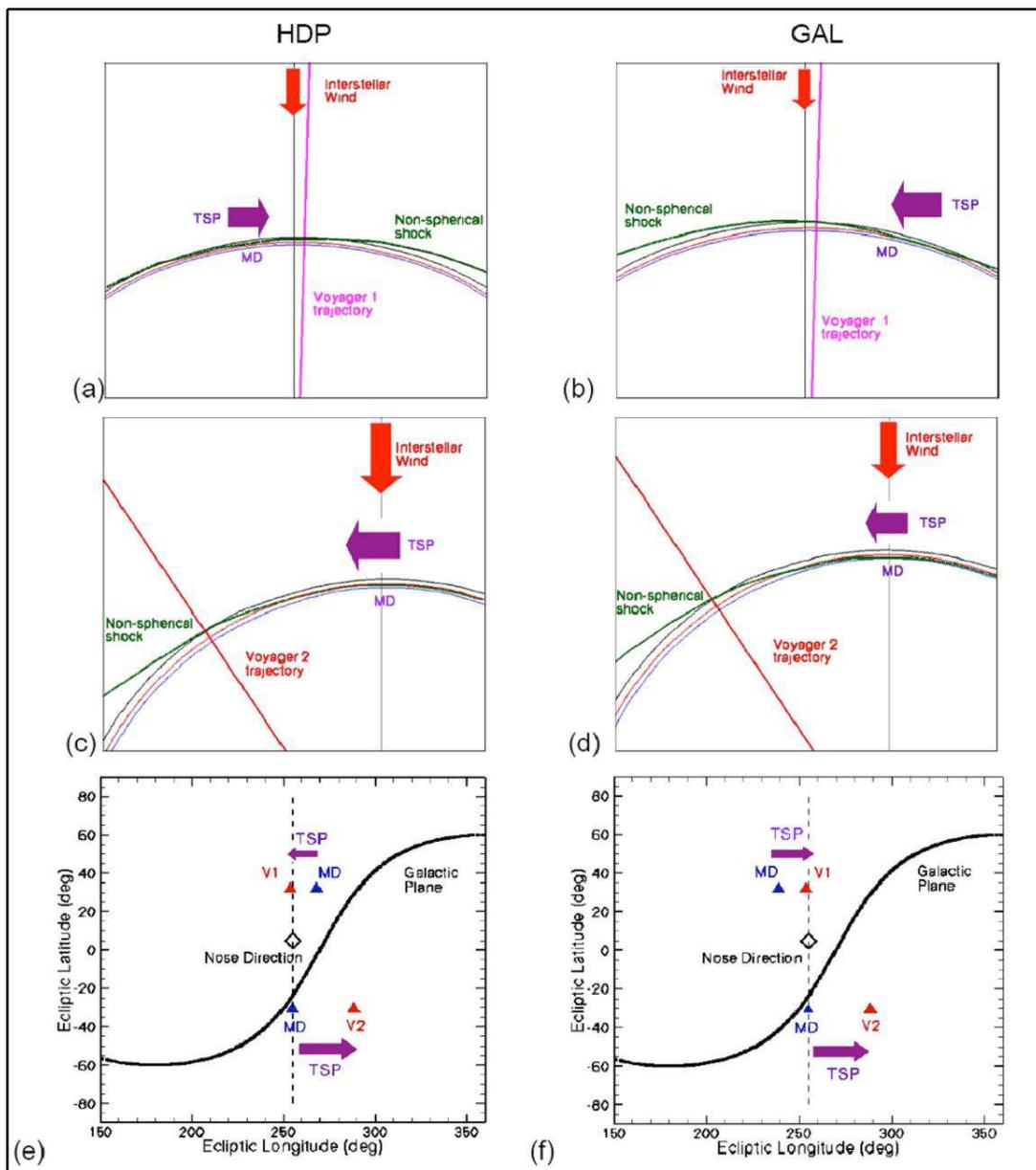


FIG. 3.22 – Propagation des particules du choc terminal vers les sondes Voyager 1 et 2 en fonction de l'orientation du champ magnétique IS. Pour les explications voir le texte. Figure extraite de (Opher et al., 2007)

Récemment, Opher et al. (2007) ont examiné, avec leur modèle, la provenance des particules énergétiques

du choc terminal (Termination Shock Particles ou TSP) pour V1 et V2 en fonction de l'orientation du champ magnétique IS. Leurs résultats sont présentés dans la figure 3.22 extraite de leur publication. La colonne de gauche correspond à la simulation avec le champ magnétique parallèle au plan HDP tandis que la colonne de droite correspond à la simulation où le champ magnétique est parallèle au plan galactique. Les panneaux (a) et (b) montrent la propagation des TSP vers V1 et les panneaux (c) et (d) la propagation des TSP équivalente vers V2. La courbe verte dans les panneaux (a) à (d) représente le choc terminal non-sphérique.

Chaque sonde est pour la première fois connectée au choc terminal, quand elle croise la ligne de champ magnétique solaire connectée au choc terminal au point où celui-ci se trouve à sa distance minimale du Soleil. La source des particules se trouve alors à ce point d'intersection MD (Minimum Distance). Si le champ magnétique IS est orienté le long du HDP (colonnes de gauche) la longitude du point MD est plus grande que la longitude de V1 (plus petite que celle de V2) et les particules arrivent sur V1 (V2 respectivement) dans le sens de la flèche magenta, le même que dans les observations pour chaque sonde. Par contre, si le champ magnétique IS est orienté le long du plan galactique (colonnes de droite) le sens de propagation des particules change pour la sonde V1, ce qui est contraire à celui observé. Ainsi, avec un deuxième set de données Voyager, l'orientation du champ magnétique IS dans le plan HDP a pu être confirmée.

### Perspectives

L'analyse des données SWAN pour l'étude de la distribution de l'hydrogène interplanétaire (Lallement et al., 2005; Quémerais et al., 2006a) et pour l'étude du flux de masse du vent solaire (Quémerais et al., 2006b), bien que détaillée et ayant donné des résultats satisfaisants, est encore limitée par le modèle chaud utilisé. La faiblesse des modèles chauds est qu'ils sont stationnaires et qu'ils négligent l'impact de l'interface héliosphérique sur la distribution finale d'hydrogène dans l'héliosphère. La variabilité des paramètres solaires est incluse uniquement en faisant varier les paramètres d'entrée, tandis que les effets de l'interface sont simplifiés en supposant une seule distribution maxwellienne pour le flot d'hydrogène après la traversée de l'interface. De plus, le temps nécessaire pour que certains atomes d'hydrogène traversent l'héliosphère est d'environ 10 ans. L'échelle de temps, alors, pour la traversée de l'héliosphère est du même ordre que les variations cycliques des paramètres solaires.

Des améliorations significatives peuvent y être apportées par des modèles à deux populations d'hydrogène et surtout par les modèles auto-consistants dépendants du temps, qui nécessitent des paramètres solaires fiables comme données d'entrée. Des premiers exemples de ce type de modèle non-stationnaire ont été développés par Rucinski et Bzowski (1995). Depuis peu, une étude coordonnée est entreprise par une équipe internationale (V. Izmodenov, E. Quémerais, W. Pryor, M. Bzowski, D. Koutroumpa et D. Alexashov) pour comparer les résultats SWAN, Voyager et autres instruments UV aux nouveaux modèles non-stationnaires développés par Izmodenov et al. (2005b), Izmodenov et al. (2007) et le modèle chaud à deux populations développé par E. Quémerais et S. Ferron à partir du modèle chaud classique (Lallement et al., 1985a). L'étude est en cours et devrait apporter plus d'éléments à la compréhension de la distribution de l'hydrogène interplanétaire et l'impact du vent solaire sur celle-ci dans l'héliosphère.

**NOTE : Depuis la rédaction de la thèse et la soutenance (29 novembre 2007) la NASA a annoncé que Voyager 2 a traversé le choc héliosphérique, confirmant ce que nous avons prédit ci-dessus.**



## **Troisième partie**

# **Détection directe des processus d'échanges de charge (1) Héliosphère**

## Résumé Historique

Dans cette partie nous développons l'étude menée pour définir les caractéristiques des émissions X issues des échanges de charge entre les ions lourds du vent solaire et les atomes neutres d'hydrogène et hélium interstellaires.

Après l'étonnante découverte des émissions X des comètes (Lisse et al., 1996) et la reconnaissance des échanges de charge entre les ions lourds du vent solaire et les neutres du nuage cométaire comme mécanisme d'émission (Cravens, 1997), Cox (1998) a suggéré que les atomes neutres interstellaires, ainsi que les neutres géocoronaux, pourraient aussi subir des échanges de charge avec les ions solaires et générer des émissions EUV/X dans l'héliosphère. Il a particulièrement souligné l'importance de cette émission proche dans le cadre des études générales du fond diffus X cosmique et, en particulier, de la Bulle Locale Interstellaire, qui est supposée d'émettre dans le même domaine d'énergie que l'héliosphère, comme nous avons spécifié dans le chapitre d'introduction (§1.1).

Depuis, plusieurs études ont été menées pour essayer de modéliser cette émission héliosphérique, qui reste jusqu'à aujourd'hui très difficile à évaluer précisément. La plus grande difficulté qui empêche la modélisation et surtout la prédiction des émissions X héliosphériques est leur dépendance vis à vis de l'activité solaire. Les émissions, sont étroitement liées, non seulement à l'activité solaire à grande échelle temporelle, mais surtout à toute variation du vent solaire à courte échelle qui entraîne des variations de flux et de composition temporelles et spatiales.

L'intensité des émissions X dans l'héliosphère a été estimée pour la première fois par Cravens (2000a) qui l'a trouvée du même ordre de grandeur que la Bulle Locale. Par ailleurs, les premiers indices de la variabilité de l'émission X héliosphérique ont été détectés dans ce qu'on appelle augmentations de longue durée, "Long Term Enhancements" (LTE's) mesurés avec le satellite ROSAT (Freyberg, 1994, 1998). Seulement, la nature de ces LTE's et leur corrélation avec des événements violents du vent solaire, n'ont été expliquées qu'en 2001, dans la modélisation de l'émission héliosphérique par Cravens et al. (2001) et Robertson et al. (2001). Encore récemment, des observations de longue durée avec le satellite XMM-Newton vers le champ profond Hubble (Hubble Deep Field-North, dorénavant noté HDFN) ont révélé une contamination significative des spectres X à cause des émissions héliosphériques dues aux échanges de charge (Snowden et al., 2004).

Comme, alors, Cox l'avait noté en 1998, l'émission héliosphérique issue des échanges de charge contamine les observations X et doit être méticuleusement séparée des autres composantes du fond diffus X. Ce fond est composé de la somme des contributions extragalactique, du halo galactique et de la Bulle Locale (Kuntz et Snowden, 2000). La complexité se trouve surtout à la séparation des émissions héliosphériques des émissions de la Bulle Locale. Cox (1998) a noté que l'émission héliosphérique, vue du point de vue du Soleil, devrait être alignée le long de l'axe du vent interstellaire. Les cartes par balayage du ciel de 6 mois de ROSAT n'ont point montré d'alignement, ce qui a entraîné une sous-estimation de la contribution héliosphérique. Des études plus récentes, pourtant, de Lallement (2004) ont démontré que les effets de parallaxe dus aux contraintes géométriques des observations ROSAT, détruisent la symétrie de l'émission héliosphérique. Ceci entraîne des effets lissants à la structure de l'émission et par conséquent une contamination plus importante n'est pas exclue.

Dans l'étude de Robertson et Cravens (2003) et (2003b) les auteurs ont construit des cartes du ciel de l'intensité héliosphérique et géocoronale, en utilisant des coefficients collectifs représentant tous les ions ensemble. Pepino et al. (2004) ont effectué des calculs analogues pour évaluer les spectres émis par des ions individuels, en tenant compte des sections efficaces séparées des collisions avec les atomes d'hydrogène et d'hélium, et en faisant la distinction entre vent solaire lent et rapide.

L'étude que j'ai effectuée pendant ma thèse est décomposée en deux types : statique et temporellement variable. Dans l'étude statique on peut départager l'héliosphère en deux régions : l'héliosphère interne, qui s'étend jusqu'au Choc Terminal du vent solaire ( $r \leq 100$  UA) et l'héliosphère externe définie par l'Héliogaine jusqu'à l'Héliopause (UpWind) et l'Héliotail (DownWind). Dans un premier temps j'ai analysé les caractéristiques générales de l'émission EUV/X dans l'héliosphère interne, dans le chapitre 4, en mettant en évidence les facteurs principaux qui influencent cette émission et ceux qui y peuvent être négligés. L'étude temporelle est limitée aussi dans la partie de l'héliosphère interne, puisqu'elle est essentiellement sensible aux conditions proches de l'observateur. De plus, elle est appliquée seulement dans le domaine d'énergies 0.5-0.7 keV, où les instruments actuels des observatoires X (XMM, Chandra

et Suzaku) ont la meilleure résolution pour détecter des variations significatives du niveau d'intensité des émissions héliosphériques. L'étude temporelle sera analysée dans le chapitre 5. Enfin, en utilisant un modèle statique qui tient compte des régions externes de l'héliosphère et les cascades d'échanges de charge secondaires j'ai étudié les émissions de l'héliosphère dans le domaine 0.1-0.3 keV et comparé avec des observations ROSAT dans le même domaine d'énergie dans le chapitre 6.

## Chapitre 4

# Etude générale des émissions EUV/X dans l'héliosphère

Dans ce chapitre, nous présentons l'étude des caractéristiques générales des émissions X issues des échanges de charge dans l'héliosphère interne. On définit comme héliosphère interne la partie de l'Héliosphère en amont du Choc Terminal du vent solaire. Dans cette région, le vent solaire est supersonique, avec une vitesse d'ensemble qui varie en moyenne entre 350 et 700 km/s, largement supérieure à celle du flot interstellaire ( $\sim 26$  km/s) et aux vitesses thermiques des ions et des neutres interstellaires. Ceci nous permet de simplifier notre étude en utilisant comme valeur approchée pour la vitesse relative  $v_{rel} = V_{SW} - v_n$  entre les ions solaires et les neutres IS, la vitesse du vent solaire  $V_{SW}$ , puisque  $V_{SW} \gg v_n$ .

En règle générale, comme nous l'avons déjà expliqué, l'émission X de l'héliosphère qui est étudiée par un observateur au niveau de l'orbite terrestre, est très dépendante des conditions du vent solaire, et sensible aux variations de celui-ci. Les variations temporelles des émissions X seront détaillées dans le chapitre 5. Dans le chapitre actuel, nous souhaitons surtout présenter le modèle statique des émissions X issues des échanges de charge, et donner des estimations de l'émission héliosphérique pour des conditions moyennes de maximum et minimum solaire.

Les avantages de notre étude par rapport aux précédentes études statiques de l'émission X héliosphérique se résument aux points suivants. Premièrement, nous utilisons des modèles détaillés des distributions des atomes neutres d'hydrogène et d'hélium interstellaires, actualisées selon les derniers résultats de SOHO/ SWAN (chapitre 3.1) et UVCS respectivement. Ensuite, nous prenons en compte des sections efficaces individuelles de chaque réaction d'échange de charge selon l'atome neutre (H ou He) considéré, l'ion solaire (et état de charge) et le type de vent solaire (vent lent ou rapide). Nous considérons également des probabilités de cascades détaillées et des spectres de photons selon la réaction étudiée. Les sections efficaces utilisées sont résumées dans la table 2.1 et adoptées à partir des études théoriques, expérimentales et observationnelles citées dans le §2.2. Les cascades de photons et les probabilités correspondantes ont été fournies par nos collaborateurs de l'équipe du Professeur A. Dalgarno, et en particulier le Dr. Vasili Kharchenko du Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, à Cambridge-Massachusetts et sont résumées dans l'annexe C.

Dans une première partie, dans la section 4.1 nous allons détailler le modèle statique utilisé pour le calcul des cartes monochromatiques et des spectres héliosphériques. Ensuite, dans la section 4.2 nous allons détailler les résultats obtenus, notamment les influences de la phase du cycle solaire et de la position de l'observateur sur les cartes d'intensité et les spectres des émissions X héliosphériques. Finalement, dans la section 4.3 nous discuterons nos résultats et nos choix de négliger les échanges de charge secondaires pour l'étude de l'héliosphère interne et la contribution de l'héliosphère externe. Cette dernière sera étudiée séparément dans le chapitre 6.

### 4.1 Description du modèle statique

Le modèle de calcul des émissions X héliosphériques est divisé en quatre parties. Au début, nous calculons les distributions de densité des atomes H et He interstellaires selon l'activité solaire pour des

conditions minimum et maximum. Dans la deuxième partie nous utilisons ces distributions de densité pour calculer les densités des ions lourds du vent solaire, modifiées par les collisions avec les neutres héliosphériques. Ensuite, les grilles de densité des atomes neutres H et He et des ions  $X^{Q+}$  solaires sont utilisées pour établir l'émissivité X due aux échanges de charge. Enfin, nous intégrons l'émissivité le long des diverses lignes de visée pour calculer l'intensité X totale.

### 4.1.1 Distributions des neutres interstellaires

#### Densité de H

Pour le calcul de la distribution d'hydrogène nous nous sommes inspirés du modèle classique dit 'chaud', qui a été utilisé dans les calculs de la raie Lyman  $\alpha$  interstellaire (Lallement et al., 1985a,b) et que nous avons décrit en détail dans le chapitre 3.1 concernant les émissions Lyman  $\alpha$ .

Pour résumer les caractéristiques du flot d'hydrogène IS que nous avons détaillées dans le chapitre 3.1, on peut dire qu'après la traversée de l'interface héliosphérique, le flot peut être décrit comme un fluide Maxwellien. Les paramètres qui caractérisent le flot d'hydrogène IS à l'origine sont les suivants :  $n_H(\text{à } 100 \text{ UA}) = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 13000 \text{ K}$ ,  $V_o = 21 \text{ km/s}$ ,  $\lambda_{UW} = 252.3^\circ$ ,  $\beta_{UW} = 8.5^\circ$  (Lallement et al., 2005), où  $\lambda_{UW}$  et  $\beta_{UW}$  sont les coordonnées héliocentriques de longitude ( $\lambda$ ) et latitude ( $\beta$ ) pour la direction d'arrivée du flot de H neutre. Ces paramètres ont été déduits de la modélisation des données de la raie Lyman  $\alpha$  mesurée avec SWAN (chapitre 3.1). Plus particulièrement la direction d'arrivée du flot H IS et sa deflection par rapport au flot de He IS a été contrainte avec précision dans l'étude Lallement et al. (2005). Nous utilisons une grille de densité  $n_H[r, \lambda, \beta]$  d'une résolution  $1^\circ \times 1^\circ$  pour les coordonnées angulaires  $\lambda, \beta$  et pour la dimension radiale r un pas croissant avec la distance r depuis le Soleil, de  $\delta r = 0.3 \text{ UA}$  au niveau de la Terre, jusqu'à  $\delta r = 9 \text{ UA}$  à 100 UA.

La distribution de densité de H reflète les effets de la gravité, de la pression de radiation et des pertes à cause des processus d'ionisation par les échanges de charge avec les protons solaires et le rayonnement EUV solaire. Plus particulièrement, en ce qui concerne l'ionisation, le modèle prend en compte l'anisotropie en latitude des termes de perte.

Le rapport de la pression de radiation sur la gravité, nommé  $\mu$ , varie de 0.9 pour le minimum solaire jusqu'à 1.5 pour le maximum (Woods et al., 2000). Le processus dominant d'ionisation pour l'hydrogène est l'échange de charge des atomes H avec les protons du vent solaire, suivi par la photo-ionisation due au rayonnement EUV solaire.

Nous avons bien précisé dans le paragraphe 2.1, en fait, que les échanges entre les protons  $H^+$  solaires et les neutres H interstellaires ne sont pas vraiment un processus de perte pour la distribution H. Pourtant, puisque les nouveaux atomes H créés dans la collision s'en vont radialement à la même vitesse moyenne que le vent solaire, leur contribution à la densité des H est négligeable. Ainsi, dans le modèle, nous traitons les échanges de charge résonants comme un pure mécanisme d'ionisation du gaz H IS, et ignorons les atomes 'chauds' créés.

Les taux d'ionisation  $\beta_i$  en fonction de la latitude héliographique sont issus de l'analyse préliminaire des données SWAN (Quémerais et al., 2006b). Pendant le minimum solaire,  $\beta_i$  varie de  $6.6 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$  aux latitudes  $\pm 20^\circ$  à  $4. \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$  aux latitudes supérieures à  $\pm 20^\circ$  jusqu'aux poles. Pendant le maximum de l'activité solaire, l'anisotropie est moins marquée. Nous répartissons les valeurs de  $\beta_i$  tous les  $10^\circ$  entre  $8.4 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$  à l'équateur et  $6.7 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$  aux poles.

Un exemple de la distribution des densités d'hydrogène est illustré dans la figure 4.1(a) où la cavité d'ionisation étendue domine l'espace jusqu'à 1-2 UA upwind et 4-5 UA downwind. Le vent IS dans cette figure s'écoule de droite à gauche.

#### Densité de He

Le calcul de la grille de densité He est basé sur le modèle développé par Lallement et al. (2004). Les distributions d'hélium sont décrites par un modèle cinétique classique et sont caractérisées à l'infini ( $\sim 100 \text{ UA}$ ) par les paramètres suivants :  $n_{He}(\text{à } 100 \text{ UA}) = 0.015 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 6300 \text{ K}$ ,  $V_o = 26.2 \text{ km/s}$ ,  $\lambda_{DW} = 74.7^\circ$ ,  $\beta_{DW} = -5.3^\circ$  (Witte, 2004; Vallerga et al., 2004; Gloeckler et al., 2004).

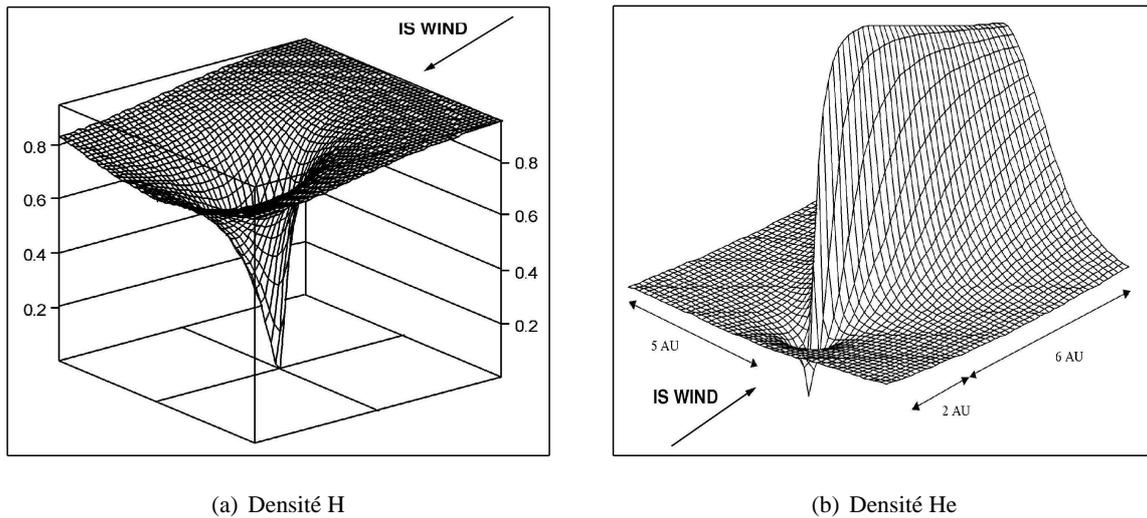


FIG. 4.1 – Distributions d'hydrogène (panneau a) et hélium (panneau b) interstellaires dans l'héliosphère interne. Dans le panneau a, le flot IS s'écoule de droite à gauche, mais dans le panneau b, le flot s'écoule de gauche à droite.

Une différence avec la grille d'hydrogène décrite précédemment, est la nécessité de 'resserrement' de la grille pour bien définir la distribution des densités, car la distribution de l'hélium est très 'piquée'. Ici, la résolution de la grille selon l'angle  $\theta$  par rapport au vent est  $1^\circ$ . Les pas le long de la dimension radiale  $r$ , d'autre part, varient logarithmiquement dans la direction du Soleil. Ils sont très petits près du Soleil, où la densité d'hélium est encore très forte et l'émissivité due à l'hélium est très haute et variable.

L'activité solaire affecte différemment l'hélium par rapport à l'hydrogène. Tout d'abord, pour les atomes He le rapport  $\mu = 0$ , car la pression de radiation est négligeable par rapport à l'attraction gravitationnelle et les atomes sont focalisés dans la direction opposée à l'arrivée du vent (DownWind). La source principale d'ionisation pour l'hélium est le rayonnement EUV du Soleil, ainsi que l'impact électronique. Dans le modèle, la durée de vie des atomes He à 1 UA, qui est en fait l'inverse du taux d'ionisation à la même distance, décroît de  $1.4 \times 10^7$  s au minimum solaire à  $0.62 \times 10^7$  s en maximum, d'après McMullin et al. (2004).

Dans le modèle statique, nous avons simplifié le calcul des distribution He en négligeant la dépendance en latitude de l'ionisation de l'hélium. Pourtant, les travaux de Witte (2004) et Auchère et al. (2005) ont montré une distribution anisotrope de l'irradiance solaire dans la raie He 30.4 nm. McMullin et al. (2004) ont aussi démontré que l'impact électronique est aussi anisotrope. Cette amélioration du modèle a été incluse par la suite dans l'étude, dans la partie temporelle des simulations (chapitre 5).

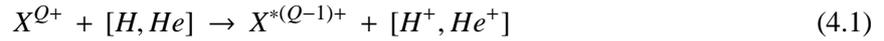
La dépendance radiale pour l'impact électronique a été tirée de l'étude de Rucinski et Fahr (1989). Lallement et al. (2004) l'ont utilisée pour analyser les données SOHO/UVCS dans la raie 58.4 nm et ont trouvé que la valeur moyenne déduite par ces auteurs était adaptée pour le minimum solaire, mais qu'il était nécessaire d'utiliser un taux 3 fois plus fort pour le maximum solaire. Dans le modèle nous utilisons les valeurs Rucinski et Fahr (1989) ainsi que l'ajustement de Lallement et al. (2004).

Dans la figure 4.1(b) j'illustre un exemple de la grille de densité He, où on distingue la cavité d'ionisation réduite de l'hélium ainsi que l'augmentation de densité due à la focalisation gravitationnelle dans la direction DownWind. Le vent IS dans cette figure s'écoule de la gauche vers la droite.

#### 4.1.2 Distributions des ions lourds du vent solaire

Dans la seconde phase du modèle nous calculons la distribution des ions lourds  $X^{Q+}$  du vent solaire. En l'absence du mécanisme des échanges de charge, la densité des ions  $X^{Q+}$  dans l'héliosphère décroîtrait avec une dépendance en  $r^{-2}$ , comme la densité des protons solaires. Dans cette partie, nous calculons et incluons aussi les modifications de la densité des ions  $X^{Q+}$  dues aux échanges de charge qu'ils subissent lors des collisions avec les neutres interstellaires.

Ce processus, est décrit par la réaction suivante :



qui représente simultanément la perte de l'ion  $X^{Q+}$  et la création de l'ion  $X^{(Q-1)+}$ . La modification de la densité de l'ion  $X^{Q+}$  est donnée par l'équation différentielle :

$$\begin{aligned} \frac{dN_{X^{Q+}}}{ds} = & -N_{X^{Q+}}(\sigma_{(H,X^{Q+})} n_H(s) + \sigma_{(He,X^{Q+})} n_{He}(s)) \\ & + N_{X^{(Q+1)+}}(\sigma_{(H,X^{(Q+1)+})} n_H(s) + \sigma_{(He,X^{(Q+1)+})} n_{He}(s)) \end{aligned} \quad (4.2)$$

où  $s$  est la distance le long des lignes d'écoulement du vent solaire, qui sont radiales dans la région du vent solaire supersonique.  $\sigma_{(H,X^{Q+})}$  et  $\sigma_{(He,X^{Q+})}$  sont les sections efficaces des échanges de charge de l'ion  $X^{Q+}$  avec les atomes d'hydrogène et d'hélium respectivement et  $n_H(s)$  et  $n_{He}(s)$  sont les densités H et He respectivement.

Le premier terme de l'équation 4.2 représente la perte due aux échanges de charge entre l'ion  $X^{Q+}$  et les atomes H et He. D'autre part, le deuxième terme est un terme-source due à la réaction équivalente de l'ion  $X^{(Q+1)+}$ . Pour les ions nus du vent solaire ( $C^{6+}$ ,  $N^{7+}$ ,  $O^{8+}$ ) le terme-source est évidemment absent, et dans une première approximation nous pouvons aussi le négliger pour les ions d'état de charge inférieur. Nous discuterons ce choix plus en détail dans le paragraphe 4.3 à la fin du chapitre.

En faisant cette approximation, nous pouvons simplifier l'équation de la densité de l'ion  $X^{Q+}$  en fonction de la distance du Soleil et la décrire par l'équation suivante :

$$N_{X^{Q+}}(r) = \frac{N_{X^{Q+o}}}{r^2} \exp\left(-\int_{r_o}^r (\sigma_{(H,X^{Q+})} n_H(s) + \sigma_{(He,X^{Q+})} n_{He}(s)) ds\right) \quad (4.3)$$

où  $r$  est la distance radiale à partir du Soleil. La densité de l'ion  $X^{Q+}$  à 1 UA est exprimée par la relation  $N_{X^{Q+o}} = \left[\frac{X^{Q+}}{O}\right] \left[\frac{O}{H^+}\right] n_{H^+o}$ , où  $[O]$  est la fraction totale des ions oxygène dans le vent solaire et  $n_{H^+o}$  la densité des protons à 1 UA.

Les grilles de densité H et He ne sont pas identiques, car les deux espèces de neutres dominent des régions différentes de l'héliosphère et nous devons optimiser la précision dans la grille de chacune des densités et le temps de calcul. Pour la densité des espèces ioniques lourdes nous avons donc dû combiner les deux grilles des neutres pour en créer une nouvelle ( $r, \lambda, \beta$ ). Pour la dimension angulaire, la résolution est  $1^\circ \times 1^\circ$ . Dans la dimension radiale, chaque cellule de la nouvelle grille correspond à la plus petite des dimensions des cellules des neutres, pour optimiser la résolution radiale dans les régions dominantes pour chaque espèce neutre.

Nous avons supposé que les ions lourds se propagent radialement. Pour chaque point de la nouvelle grille ( $r, \lambda, \beta$ ) où  $\lambda$  et  $\beta$  sont les coordonnées écliptiques, nous calculons les coordonnées héliographiques  $\lambda_{Helio}$  et  $\beta_{Helio}$ , qui sont à l'origine du vent solaire, en tenant compte de l'inclinaison de l'axe de rotation solaire par rapport à l'axe de l'écliptique. La latitude héliographique  $\beta_{Helio}$  est utilisée pour distinguer les régions de vent lent et vent rapide.

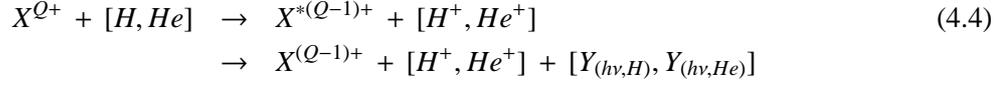
Pendant le maximum d'activité solaire, le vent solaire peut être considéré comme homogène à large échelle et sous forme de vent lent d'une vitesse moyenne de  $\sim 400$  km/s, comme nous avons expliqué dans le paragraphe 1.2. Ainsi nous adoptons des conditions de vent lent pour toute latitude héliocécliptique. Dans l'état de vent lent le contenu total du vent solaire en ions d'oxygène est de  $\left[\frac{O}{H^+}\right] = \frac{1}{1780}$  et la densité des protons à 1 UA est de  $6.5 \text{ cm}^{-3}$ .

D'autre part, pendant le minimum solaire, le vent solaire se trouve en deux états séparés spatialement. Il est composé de vent lent d'origine équatoriale ( $\beta_{Helio} = \pm 20^\circ$ ) avec les mêmes caractéristiques notées précédemment et de vent rapide originaire des haute latitudes héliographiques ( $\beta_{Helio} = [-20^\circ, -90^\circ], [20^\circ, 90^\circ]$ ). La vitesse moyenne du vent rapide est de  $\sim 750$  km/s, la densité de protons à 1 UA de  $3.2 \text{ cm}^{-3}$ , et le contenu total en ion d'oxygène est  $\left[\frac{O}{H^+}\right] = \frac{1}{1550}$ .

Les abondances des principales espèces ioniques du vent solaire pour le vent lent et le vent rapide ont été adoptées de Schwadron et Cravens (2000) et sont résumées dans la Table 2.1. Dans la même table nous notons aussi les sections efficaces individuelles pour les échanges de charge avec H et He pour des conditions de vent lent et rapide que nous appliquons dans le calcul. Celles-ci ont été déduites des données expérimentales et études théoriques rapportées dans la table.

### 4.1.3 Calcul de l'émission X

La dernière étape dans les simulations est le calcul de l'intensité directionnelle  $I(\lambda, \beta)$  des raies spectrales issues des collisions d'échange de charge entre les ions  $X^{Q+}$  et les neutres H et He héliosphériques, d'après la réaction :



où  $Y_{(hv,H)}$ ,  $Y_{(hv,He)}$  sont les probabilités d'émission, en nombre de photons, pour chaque raie spectrale  $h\nu$  induite dans l'échange de charge entre l'ion  $X^{Q+}$  avec H et He respectivement.

Les valeurs des probabilités d'émission pour les ions les plus importants du vent solaire, ont été calculées dans le contexte des études des émissions X issues des échanges de charge dans les environnements cométaires (Kharchenko et Dalgarno, 2000, 2001; Rigazio et al., 2002; Kharchenko et al., 2003; Pepino et al., 2004) et sont résumées dans les tables de l'annexe C. Dans les tables, les valeurs pour les ions les plus importants ( $C^{6+}$ ,  $C^{5+}$ ,  $O^{8+}$ ,  $O^{7+}$ ,  $O^{6+}$ ,  $N^{7+}$ ,  $N^{6+}$ ,  $N^{5+}$ ,  $Ne^{9+}$ ,  $Ne^{8+}$ ,  $Mg^{10+}$ ) sont calculées pour des conditions de vent solaire lent et rapide séparément pour H et He avec des modèles atomiques détaillés. Pour les ions du Fe, Si, S les modèles préliminaires utilisés ont été simplifiés en supposant que chaque ion est de type hydrogénoïde. Ces derniers ions n'ont été utilisés que pour l'étude statique de l'émission X de l'héliosphère dans le domaine 0.1-0.3 keV, détaillée dans le chapitre 6.

Le taux de collision par unité de volume pour l'ion  $X^{Q+}$  avec les neutres héliosphériques est donnée en unités de  $cm^{-3} s^{-1}$  par l'équation :

$$\begin{aligned} R_{X^{Q+}}(r) &= N_{X^{Q+}}(r) v_{rel} (\sigma_{(H, X^{Q+})} n_H(r) + \sigma_{(He, X^{Q+})} n_{He}(r)) \\ &= R_{(X^{Q+}, H)}(r) + R_{(X^{Q+}, He)}(r) \end{aligned} \quad (4.5)$$

L'étude dans la région de l'héliosphère interne permet d'approximer la vitesse relative entre les ions du vent solaire et les neutres interstellaires  $v_{rel} = V_{SW} - v_n$  par la vitesse du vent solaire  $V_{SW}$ , puisque  $V_{SW} \gg v_n$ . Dans la partie externe de l'héliosphère, l'Héliogaine et la tail, où le vent solaire est ralenti et la vitesse thermique des ions et des neutres deviennent non-négligeables, nous ne pouvons plus faire cette approximation. Ce cas est étudié plus en détail dans le chapitre suivant (6).

En revenant dans l'héliosphère interne, nous avons établi des grilles d'émissivité, c'est à dire le nombre des photons  $h\nu$  emis par seconde et unité de volume, qui est donnée par la formule :

$$\varepsilon_{h\nu}(r) = R_{(X^{Q+}, H)}(r) Y_{(hv,H)} + R_{(X^{Q+}, He)}(r) Y_{(hv,He)} \quad (4.6)$$

L'intensité mesurée par un observateur à la position  $\vec{O}(\lambda_E, \beta_E)$  pour une ligne de visée (LOS)  $L\vec{O}S(\lambda, \beta)$  à l'énergie  $h\nu$  est :

$$I_{h\nu}(\vec{O}, L\vec{O}S) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\sim 100AU} \varepsilon_{h\nu}(r) dr \quad (4.7)$$

Dans le modèle numérique nous sommes obligés de discrétiser la fonction  $\varepsilon_{h\nu}[j]$  pour chaque pas  $ds[j]$  sur la ligne de visée et l'équation 4.7 se calcule, alors :

$$I_{h\nu}(\vec{O}, L\vec{O}S) = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^N \varepsilon_{h\nu}[j] dr[j] \quad (4.8)$$

Pour la période de maximum solaire, le calcul de l'intensité est simple, puisque nous avons le même état de vent solaire (vent lent) à chaque pas  $dr[j]$  de la ligne de visée. Ce n'est pas le cas pour les périodes de minimum solaire, et en particulier pour les LOS qui pointent vers les hautes latitudes héliocliptiques. Pour mieux expliquer ce cas complexe, nous illustrons dans la figure 4.2 la géométrie simplifiée des lignes de visée pour des conditions de minimum solaire.

Dans la figure, je présente la zone équatoriale entre  $\pm 20^\circ$ , de vent solaire lent, en considérant que l'équateur solaire coïncide avec le plan de l'écliptique, mais je rappelle que dans les simulations, le vrai angle d'incidence entre les deux plans est pris en compte. On réalise, dans la figure, que les lignes de visée

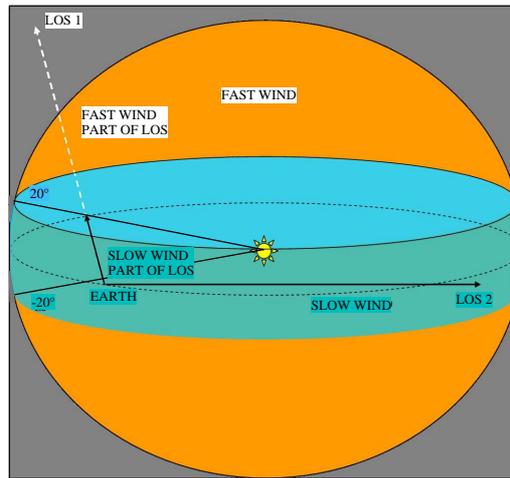


FIG. 4.2 – Géométrie des lignes de visée équatoriales et polaires pour des conditions de minimum solaire.

de haute latitude sont en partie affectées par le vent lent et en partie par le vent rapide. Par conséquent, l'intensité totale est constituée d'un mélange de photons issus de vent lent et de vent rapide. Ceci est pris en compte dans les simulations, comme j'ai expliqué précédemment, quand nous recherchons pour chaque point de la ligne de visée la région héliographique  $(\lambda_{Helio}, \beta_{Helio})$  qui est à l'origine du vent qui affecte ce point de la ligne de visée. Je dois, aussi, noter que d'après la géométrie des lignes de visée, jamais une visée ne peut contenir que du vent rapide, puisque elle traverse forcément une région de vent équatorial en partant de l'observateur qui se trouve dans le plan de l'écliptique.

## 4.2 Résultats

Dans les paragraphes suivants nous présentons les résultats obtenus avec le modèle statique pour des conditions moyennes de minimum et maximum solaire, qui ont été publiés dans Koutroumpa et al. (2006). Les simulations ont été faites en ne considérant que les échanges de charge primaires. Dans un premier temps, nous présentons des cartes monochromatiques d'émissivité dans deux plans particuliers, ensuite des cartes monochromatiques d'intensité pour l'ensemble du ciel et enfin des spectres dans des lignes de visée individuelles.

### 4.2.1 Cartes d'émissivité

Dans la figure 4.3 nous avons calculé des contours d'iso-émissivité des ions excités  $O^{*5+}$  et  $O^{*6+}$  produits dans les échanges de charge entre les ions solaires,  $O^{6+}$  et  $O^{7+}$  respectivement, et les neutres H et He. Les cartes des contours sont calculées pour des conditions de minimum solaire et sont présentées en unités de photons  $cm^{-3} s^{-1}$ . Dans les figures le vent IS s'écoule de gauche à droite.

Les panneaux supérieurs présentent les contours d'iso-émissivité aux positions  $(x, y)$  entre  $\pm 15$  UA dans le plan défini par l'axe du flot d'hélium IS ( $\lambda = 74^\circ, \beta = -5^\circ$ ) et le vecteur ( $\lambda = -16^\circ, \beta = 0^\circ$ ). Ce plan est très proche du plan de l'écliptique et contient, alors, principalement du vent lent équatorial. Dans la direction d'arrivée du flot IS (UpWind) l'émissivité est caractérisée par la forme en croissant due à la combinaison de l'expansion radiale en dépendance  $r^{-2}$  du vent solaire et de la distribution spatiale de l'hydrogène neutre. Dans la direction opposée (DownWind), l'émissivité présente un excès dû au cône de focalisation gravitationnelle des atomes He.

Les panneaux inférieurs de la figure 4.3 présentent les contours d'iso-émissivité aux positions  $(x, z)$  entre  $\pm 15$  UA dans le plan défini par l'axe du flot d'hélium IS ( $\lambda = 74^\circ, \beta = -5^\circ$ ) et le pôle héliocyclique NORD. Le vent IS s'écoule de gauche à droite et se dirige à  $-5^\circ$  sud par rapport à l'axe z. Les caractéristiques les plus marquantes dans ces cartes sont : (i) la discontinuité à  $\pm 20^\circ$  entre les états de vent lent et de vent rapide pendant le minimum solaire, et (ii) le contraste entre les deux ions présentés, qui

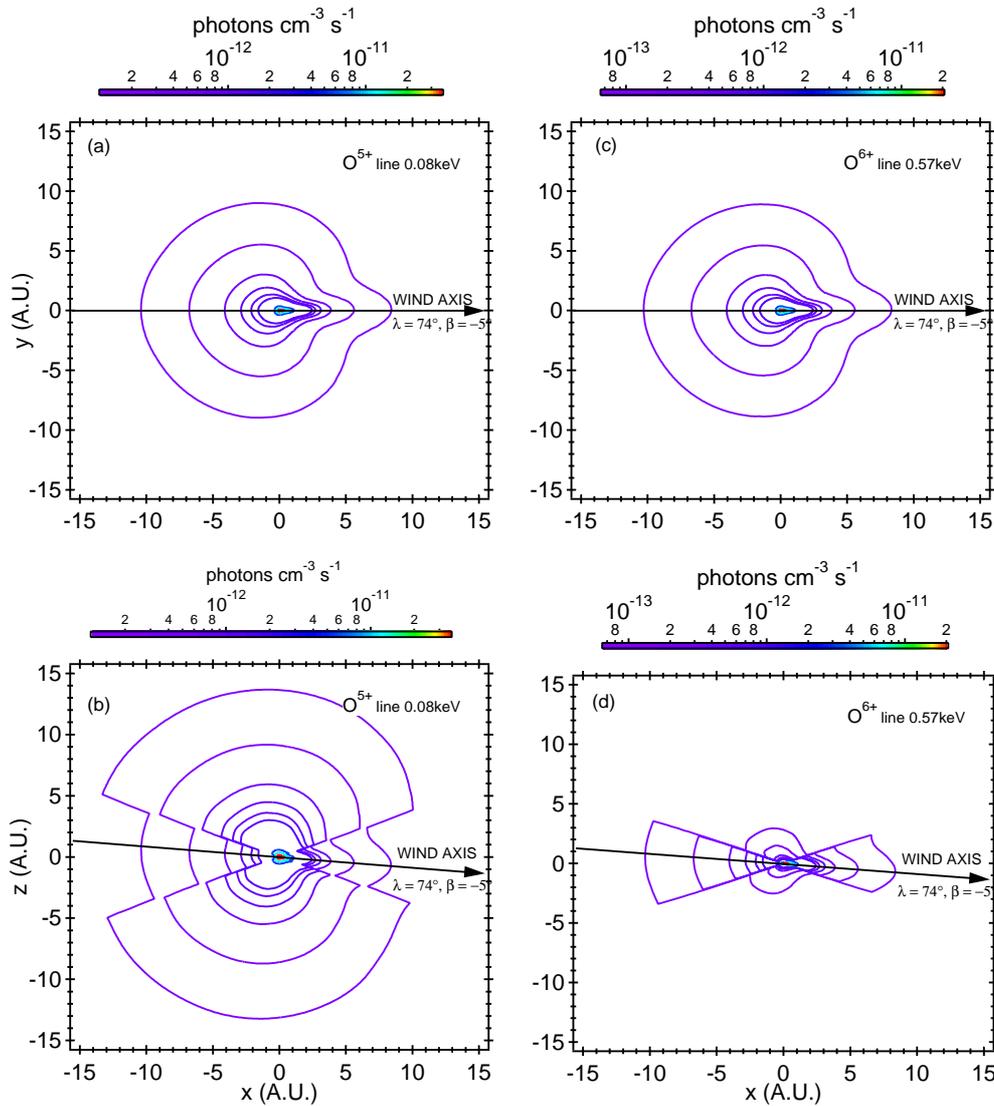


FIG. 4.3 – Cartes de contours de iso-émissivité, jusqu'à des distances radiales de 15 UA, pour des conditions de minimum solaire. La colonne gauche correspond à la somme des raies O VI à 0.072 et 0.082 keV et la colonne droite correspond la somme du triplet O VII à 0.561, 0.569 et 0.574 keV. Les panneaux supérieurs représentent le plan  $(x, y)$  défini par l'axe  $(74^\circ, -5^\circ)$  du flot d'hélium IS et le vecteur  $(-16^\circ, 0^\circ)$ . Les panneaux inférieurs représentent le plan  $(x, z)$  qui contient l'axe  $(74^\circ, -5^\circ)$  du flot d'hélium IS et le pôle NORD écliptique. L'échelle de couleur est en unités de photons  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ .

caractérisent le type de vent. Les limites de la discontinuité sont très brusques, car dans les simulations nous utilisons un modèle du vent solaire anisotrope très schématisé.

Les panneaux gauches représentent les contours pour la somme des raies O VI à 0.072 et 0.082 keV, générées après les échanges de charge de l'ion  $\text{O}^{6+}$ , qui est plus abondant dans le vent solaire rapide (voir 2.1). Ainsi, les contours d'iso-émissivité s'étendent à des distances plus grandes dans les régions polaires qui contiennent essentiellement de vent rapide pour le minimum solaire. Dans la colonne droite, où je présente les contours de la somme du triplet O VII à l'énergie moyenne 0.57 keV, nous remarquons l'effet contraire. Comme le triplet O VII est issu des échanges de charge de l'ion  $\text{O}^{7+}$ , prépondérant dans le vent lent, alors les contours d'iso-émissivité sont plus étendus dans la zone équatoriale/écliptique, dominée par le vent lent.

#### 4.2.2 Cartes de brillances monochromatiques

Dans les figures 4.4 à 4.8 nous présentons une série de cartes monochromatiques de l'ensemble du ciel en coordonnées héliocycliques, pour deux ions différents, les deux phases extrêmes du cycle solaire

(minimum et maximum) et différentes positions de l'observateur. Les colonnes dans chaque page correspondent aux positions d'observateur couvrant une demi orbite terrestre, progressant de DownWind ( $75^\circ$ ) jusqu'à UpWind ( $\sim 250^\circ$ ) tous les  $45^\circ$ . De haut en bas dans chaque colonne, les deux panneaux supérieurs représentent l'intensité pour la raie O VIII 0.65 keV en maximum et minimum solaire, et les deux panneaux inférieurs la raie O VI à 0.08 keV (somme des raies 0.072 et 0.082 keV) en maximum et minimum solaire. Comme dans le cas des cartes d'iso-émissivité, nous avons utilisé deux ions caractérisant les deux types de vent solaire. En effet, l'ion  $O^{8+}$  responsable de la raie O VIII est complètement absent du vent rapide, tandis que l'ion  $O^{6+}$  est prépondérant dans ce type de vent.

L'unité de brillance pour les échelles de couleur est  $10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ , le maximum correspond au bleu et le minimum au rouge. Dans les cartes je superpose des contours à 10% (blanc), 50% (gris) et 90% (noir) de la valeur maximale. Nous avons retiré de chaque carte une zone de  $20^\circ \times 20^\circ$ , qui correspond à la région autour du disque solaire que les instruments X sont contraints d'éviter.

Dans les paragraphes suivants, nous exposons les facteurs déterminant la structure des cartes, notamment la phase du cycle solaire et le type de vent, et aussi la géométrie d'observation surtout en ce qui concerne la position de l'observateur au cours de l'année.

### Effet du cycle solaire

Il y a essentiellement trois caractéristiques marquantes dans les cartes, issues de la variation au cours du cycle solaire. Premièrement, dans les cartes de minimum solaire, la région équatoriale est particulièrement différente des régions de latitudes moyennes ou hautes. Ceci est entièrement dû à l'anisotropie latitudinale du vent solaire, qui sépare le ciel X en régions équatoriales de vent lent et en régions polaires de vent rapide, comme nous l'avons montré dans la figure 4.2.

Pour le vent rapide, les ions qui contribuent le plus à l'émission CX sont ceux d'état de charge bas, comme les ions  $C^{4+}$ ,  $N^{5+}$  et notamment l'ion  $O^{5+}$  présenté dans les panneaux inférieurs des figures 4.4 à 4.8. Ces ions proviennent des ions  $C^{5+}$ ,  $N^{6+}$ ,  $O^{6+}$  respectivement et émettent principalement dans le domaine EUV, aux énergies égales ou inférieures à 0.15 keV. Le vent lent est surtout peuplé des ions d'état élevé de charge comme les ions dénudés  $C^{6+}$ ,  $N^{7+}$  et  $O^{8+}$  ainsi que les ions  $Ne^{9+}$  et  $O^{7+}$ . Ces ions produisent des ions émetteurs à des énergies X plus élevées, comme illustré par l'ion  $O^{7+}$  dans les cartes.

Ensuite, on remarque que la structure de l'émission pour le maximum solaire est très similaire pour les deux raies O VI et O VIII, puisqu'il s'agit d'une distribution homogène de vent lent. Pour le minimum solaire, par contre, on trouve des différences importantes. L'émission O VIII est quasiment zero pour les hautes latitudes écliptiques, tandis que l'émission O VI est plus intense dans ces latitudes plutôt qu'à l'équateur. Ceci est dû à la différence des abondances relatives des ions  $O^{8+}$  et  $O^{6+}$ . L'ion  $O^{7+}$ , émetteur de la raie O VIII, est généré dans les échanges de charge entre l'ion  $O^{8+}$  et les neutres H et He. L'ion  $O^{8+}$  est complètement absent du vent solaire rapide. Malgré ça, l'émission O VIII ne peut jamais être zero, car il n'y a pas de ligne de visée qui contienne seulement du vent rapide (voir fig.4.2).

Enfin, le dernier effet à comparer est l'intensité absolue dans les latitudes proches de l'équateur, où le type de vent est identique pour les deux phases du cycle. On remarque qu'à ces latitudes les émissions X sont plus intenses pour le minimum que pour le maximum solaire. Ceci est le résultat de la plus grande densité des neutres pendant le minimum solaire dans l'espace interplanétaire. Pendant le minimum solaire, la photoionization est moins efficace et les atomes H et He sont, alors, moins détruits par les photons solaires. De plus, pendant le minimum, la force de gravité l'emporte sur la pression de radiation, et par conséquent les atomes d'hydrogène ont des trajectoires convergentes et remplissent plus facilement la cavité d'ionisation.

### Effet de la position de l'observateur

En comparant les cartes d'émission X pour différentes positions de l'observateur, on se rend compte que ce n'est plus la distribution des ions solaires dans l'espace et leur abondance qui caractérisent les différences, mais les distributions des atomes neutres H et He dans l'espace interplanétaire. Ces effets des distributions des neutres sont plus visibles dans les cartes de maximum où il n'y a pas d'effets prédominants à cause des différences de type de vent.

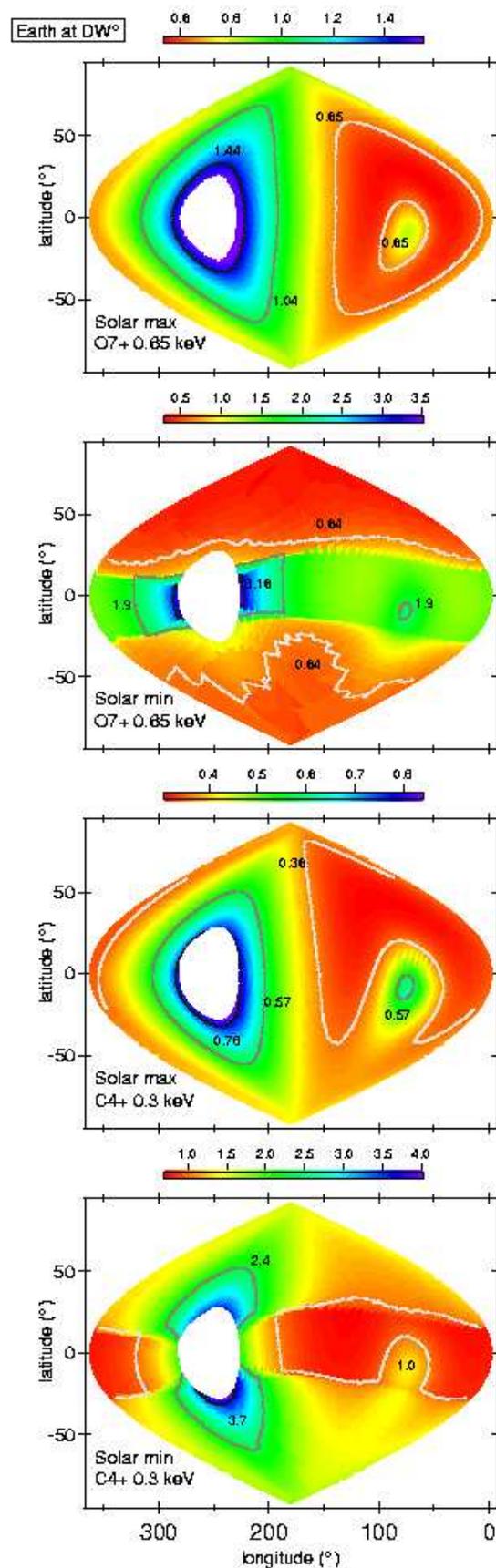


FIG. 4.4 – Cartes de brillance dans les raies O VII (0.65 keV) et O VI (0.08 keV) pour des conditions de minimum et maximum solaire. L'observateur se situe à 75°. Les échelles de couleurs sont en unités de  $10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , des valeurs minimum pour la couleur rouge, et des valeurs maximum pour la couleur bleue. La forme vide représente la région de  $20^\circ \times 20^\circ$  autour du disque solaire, interdite pour les détecteurs des rayons X.

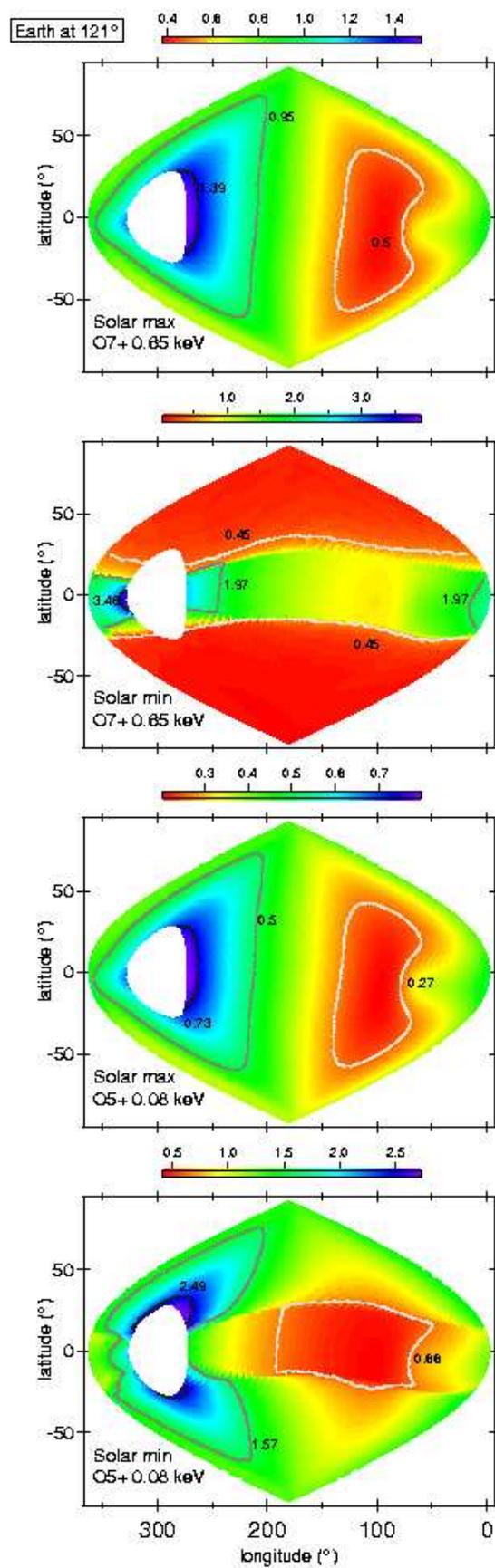


FIG. 4.5 – L'observateur se situe à 121°.

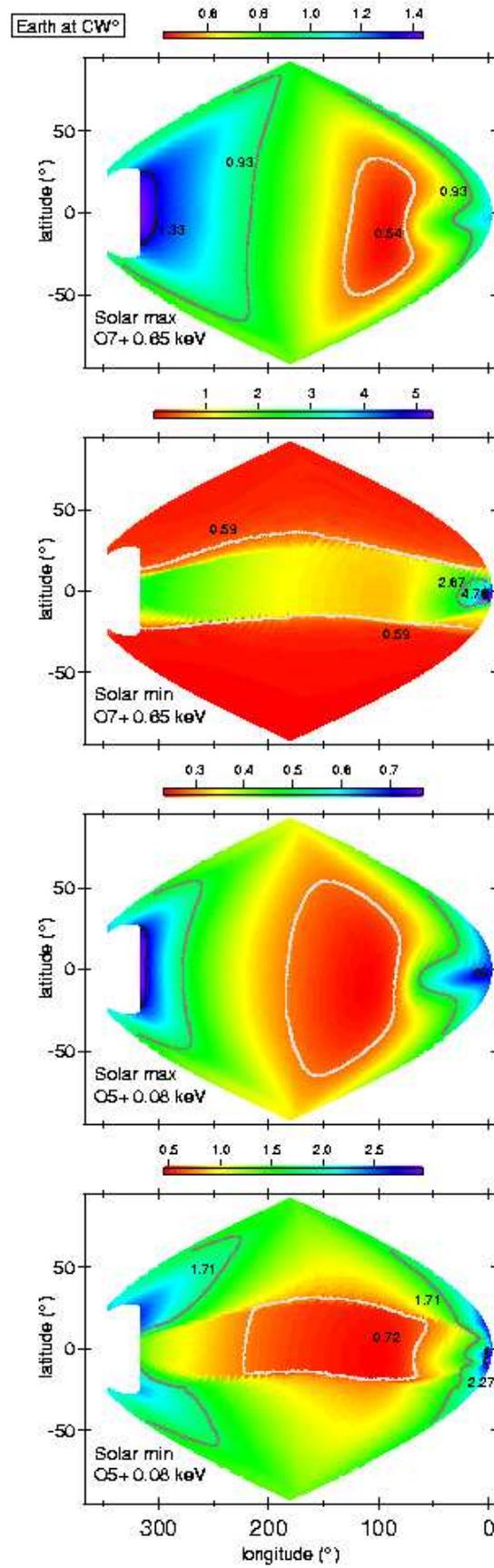


FIG. 4.6 – L'observateur se situe à 165°.

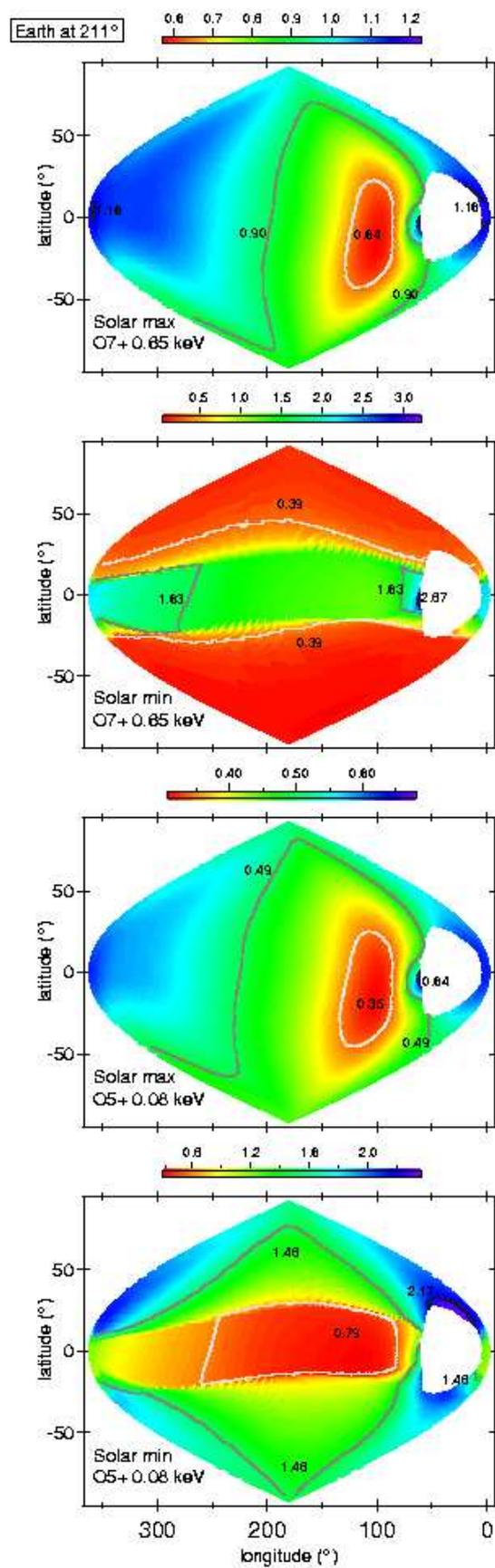
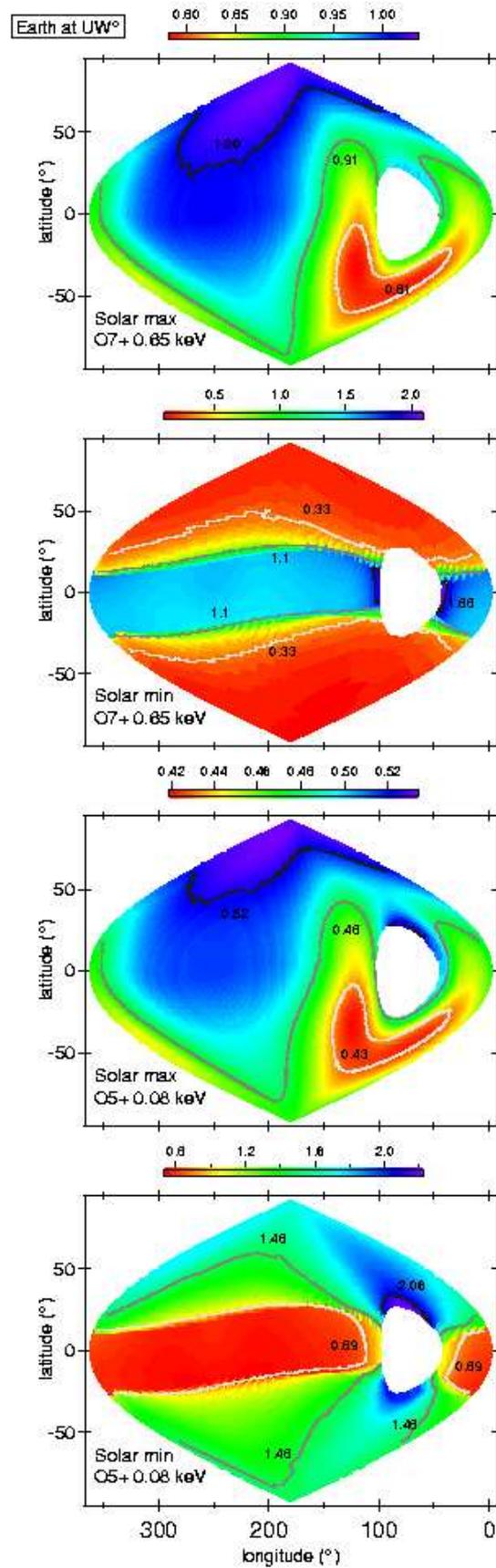


FIG. 4.7 – L'observateur se situe à 211°.

FIG. 4.8 – L'observateur se situe à  $251^\circ$ .

Quand l'observateur se trouve DW (75°, voir fig. 4.4), c'est à dire autour du mois de décembre, la structure d'émission est dominée par les échanges de charge avec les atomes d'hélium. Le maximum d'intensité est observé pour un anneau de LOS autour de la région interdite, très proche du Soleil. Ces LOS traversent la cavité d'ionisation avant d'atteindre les premiers atomes d'hydrogène. Ce maximum, alors, est dû aux atomes He, qui survivent bien plus près du Soleil que les atomes H, et sont concentrés dans la direction DW. Le cône d'hélium produit un excès de réactions CX qui est visible vers les LOS DW, centré autour de l'axe du flot d'hélium IS à (74°, -5°). Les atomes H sont absents dans la direction DW, où la cavité d'ionisation est plus importante. Ceci est illustré par un minimum d'émission vers les LOS formant un anneau large autour du cône He.

Ces traits caractéristiques d'émission évoluent graduellement, au fur et à mesure que l'observateur se déplace sur l'orbite terrestre aux cours de l'année. Le maximum d'émission se trouve toujours autour et très proche du Soleil, mais la structure d'émission perd sa forme axisymétrique. Le cône d'hélium devient de moins en moins marqué, mais il est toujours visible par un excès d'émission quand une visée le traverse. Le minimum d'émission se transforme en un large ovale qui s'étend dans toutes les lignes de visée downwind pendant que le cône d'hélium s'efface.

A la position UpWind de l'observateur, le cône d'hélium est caché derrière la zone interdite, alors les caractéristiques d'émission dépendent surtout de la distribution H, qui est la source principale d'échanges de charge et donc, du maximum d'intensité aux lignes de visée antisolaires nord, vers la direction d'arrivée du flot H IS. Ces LOS traversent une beaucoup plus petite partie de la cavité d'ionisation que les LOS qui visent DownWind. Par conséquent, ces visées UpWind 'interceptent' plus d'atomes H qui approchent le Soleil, mais elles 'ignorent' les atomes He qui sont accumulés autour du Soleil et quasiment absents au delà de 1 UA. Le minimum dans ces cartes UpWind est situé dans l'hémisphère Sud, dans la direction du Soleil (DW). Ce minimum reflète l'importante perte des atomes H près du Soleil dans la cavité d'ionisation. En ce qui concerne l'émission due aux atomes He, elle n'est pas complètement absente des cartes UW, puisqu'on retrouve le halo d'excès d'intensité autour du Soleil.

### 4.2.3 Spectres EUV/X de l'émission héliosphérique

Dans la figure 4.9 nous présentons des spectres pour deux positions de l'observateur, DW (4.9(a)) et UW (4.9(b)), pour trois lignes de visée à chaque position et pour les deux phase du cycle solaire, minimum (traits pleins) et maximum (traits discontinus).

Les lignes de visée sont précisées par les latitudes héliocycliques  $\beta_{LOS} = -90^\circ$ , vers le pôle héliocyclique Sud,  $\beta_{LOS} = 90^\circ$ , vers le pôle héliocyclique Nord et  $\beta_{LOS} = 0^\circ$ , dans le plan écliptique. La ligne de visée écliptique ( $\beta_{LOS} = 0^\circ$ ) est orientée dans la direction anti-solaire pour chaque position de l'observateur. Ainsi, quand l'observateur se trouve à  $\sim 251^\circ$ , la ligne de visée est proche de la direction d'arrivée du flot d'hydrogène IS ( $\lambda_H \sim 252^\circ$ ,  $\beta_H \sim 8^\circ$ ), tandis que quand l'observateur est situé à  $75^\circ$ , la ligne de visée traverse le cône d'hélium, quasiment selon l'axe du flot d'hélium IS ( $\lambda_{He} \sim 74^\circ$ ,  $\beta_{He} \sim 5^\circ$ ).

Les spectres contiennent toutes les raies spectrales d'énergie entre 0.005 keV et 1.4 keV. Dans cette étude nous n'avons utilisé que les cascades des ions qui ont été calculées à partir de la structure exacte des ions excités et les niveaux d'énergie déjà occupés par les électrons de l'ion. Ces ions, ainsi que les probabilités de cascades détaillées sont listés dans les tables C.1 - C.5 de l'annexe C. Les ions ( $Fe^{Q+}$ ,  $Si^{Q+}$ ,  $S^{Q+}$ ) calculés avec des modèles atomiques hydrogénoïdes sont inclus dans l'étude dans le chapitre 6 et remplissent essentiellement le creux dans le domaine 0.1-0.3 keV.

Les raies ont été simulées par des profils Gaussiens de largeur de 12 eV, qui est la meilleure résolution obtenue en X à ce jour, par McCammon et al. (2002). Les spectres sont alors construits suivant l'équation 4.9 :

$$I(E) = \frac{I_{hv}(\vec{O}, L\vec{O}S)}{(12(eV) \cdot \sqrt{\pi})} \cdot \exp\left(-\left(\frac{E - hv}{12eV}\right)^2\right) \quad (4.9)$$

où  $I_{hv}$  est l'intensité totale pour chaque raie d'énergie centrale  $hv$ , obtenue dans le modèle statique, et  $E$  est l'énergie. Les valeurs d'intensité totale  $I_{hv}$  pour chaque raie, ligne de visée et phase du cycle solaire, pour un observateur situé DownWind et UpWind sont listées respectivement dans les tables D.1 et D.2 de l'annexe D.

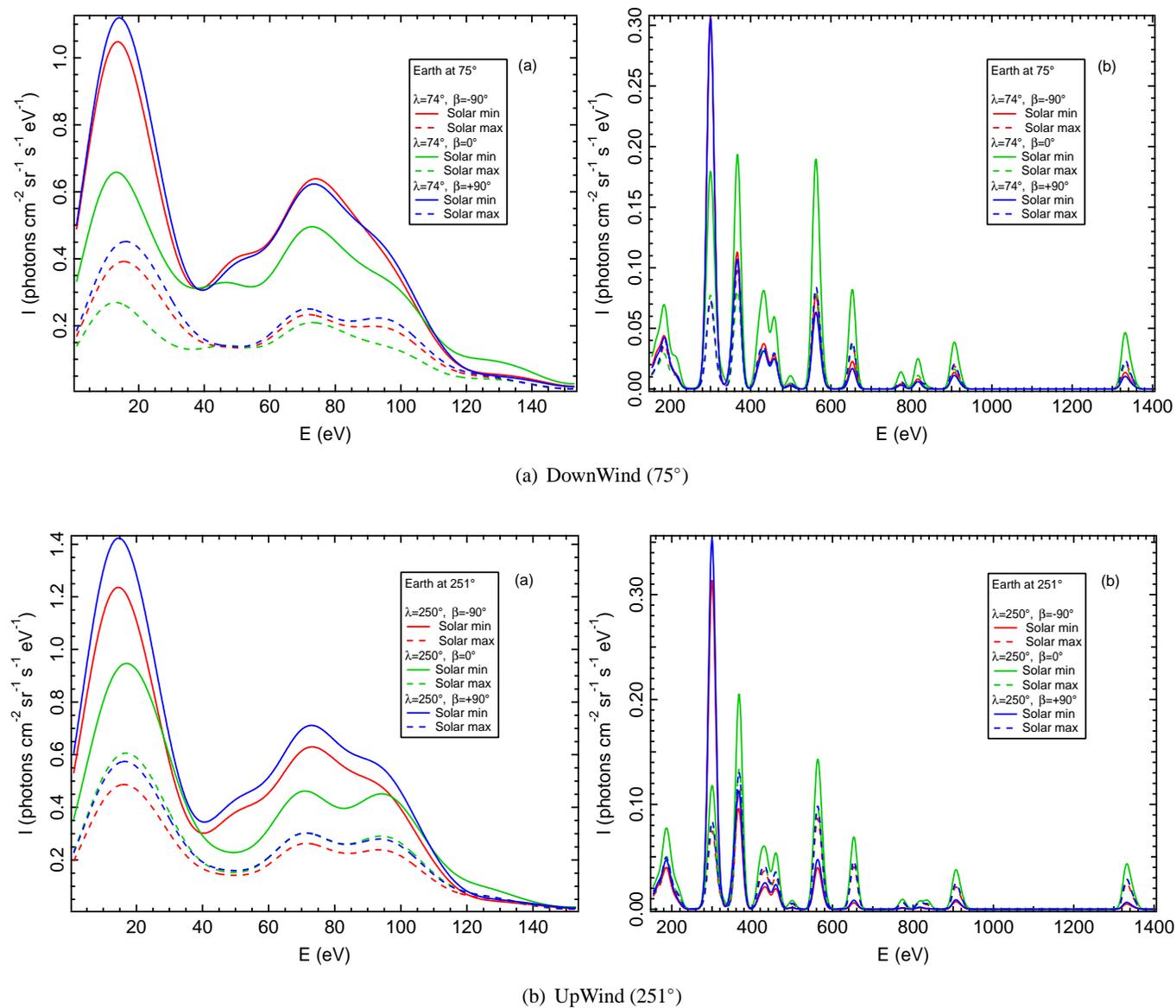


FIG. 4.9 – Spectres EUV (colonne gauche) et X (colonne droite) pour un observateur situé DownWind (panneaux supérieurs) et un observateur situé UpWind (panneaux inférieurs). Chaque observateur pointe vers trois lignes de visée différentes : Pôle écliptique Nord en bleu, Pôle écliptique Sud en rouge et LOS antisolaire écliptique en vert. Les traits pleins correspondent aux conditions minimum et les traits discontinus aux conditions maximum. Les unités sont des photons  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{eV}^{-1}$ .

Ce que nous notons surtout sur la figure 4.9 ce sont les effets du cycle solaire et de l'anisotropie du vent solaire, exactement comme nous les avons aperçus dans les cartes monochromatiques. Les spectres de la phase maximum sont très proches, que cela soit pour une ligne de visée polaire (bleu-Nord ou rouge-Sud) ou pour une ligne de visée éclipstique (vert), car toutes les trois sont influencées par le vent lent. Quand nous passons au minimum solaire, par contre, nous remarquons que les spectres des LOS polaires restent similaires mais très différents du spectre éclipstique. Aussi, nous remarquons une inversion de la domination des spectres autour de 0.35 keV. Dans les énergies inférieures à 0.35 keV (à la seule exception de la région proche de 0.2 keV) les LOS polaires, qui sont affectées par le vent rapide, ont une émission plus intense que la LOS éclipstique. Au dessus de 0.35 keV, la LOS éclipstique est dominante par rapport aux LOS polaires. Ceci est dû au contenu des deux types de vent représentés par les deux régions (polaire et éclipstique) observées. Les régions polaires qui contiennent du vent rapide sont beaucoup plus abondantes en ions d'état de charge bas qui émettent aussi à des énergies basses, tandis que la région éclipstique qui contient du vent lent, est plus peuplée par les ions de charge élevée qui émettent des raies aux énergies au dessus de 0.35 keV.

#### 4.2.4 Le terme-source des échanges de charge secondaires

Dans l'étude de l'héliosphère interne nous avons négligé le terme des réactions CX secondaires, qui pourtant contribuent en tant que terme-source pour tous les ions qui ne sont pas dénudés d'électrons. Dans la figure 4.10 nous présentons l'évolution du rapport de la densité totale d'un ion, incluant les ions produits lors des réactions-CX secondaires (Eq.4.2), sur la densité calculée avec uniquement les réactions-CX primaires (Eq.4.3), ceci en fonction de la distance héliocentrique. Le rapport est présenté pour deux ions  $C^{5+}$  (trait rouge) et  $O^{7+}$  (trait noir) du vent solaire lent, se propageant radialement vers deux directions opposées, UpWind (trait plein) et DownWind (trait discontinu).

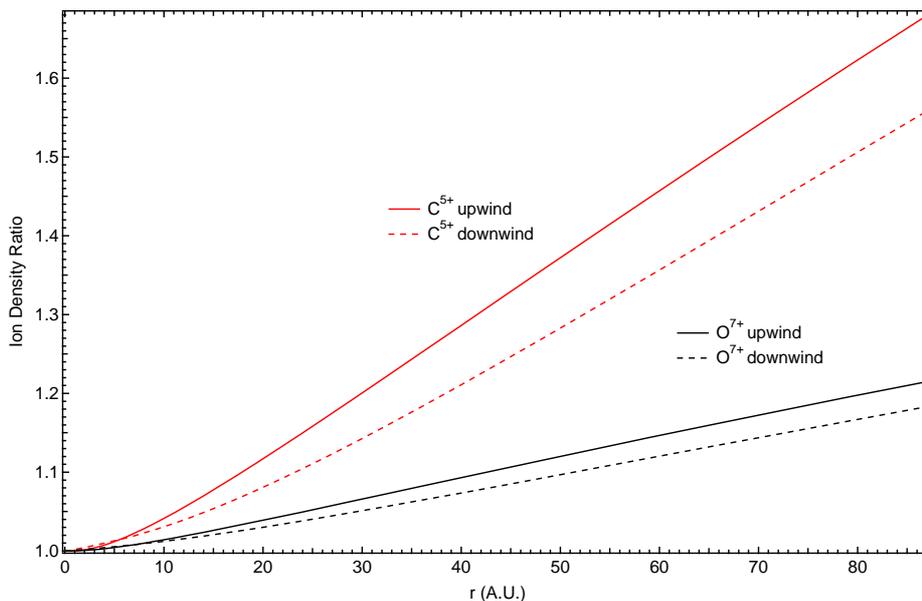


FIG. 4.10 – Evolution en fonction de la distance héliocentrique du rapport de la densité totale, incluant le terme-source des CX secondaires, sur la densité obtenue en ne négligeant que les réactions primaires. Le rapport est calculé pour deux directions, UpWind (trait plein) et DownWind (trait discontinu) et deux ions,  $C^{5+}$  (trait rouge) et  $O^{7+}$  (trait noir).

L'ion  $C^{5+}$  est produit dans les réactions d'échange de charge ( $C^{6+} + H$ ) avec une section efficace très grande et il est détruit par échanges de charge dans les réactions ( $C^{5+} + H, He$ ) avec des sections efficaces nettement inférieures. De plus l'ion  $C^{6+}$  est plus abondant que l'ion  $C^{5+}$  dans le vent lent, et donc  $C^{6+}$  est une source abondante de  $C^{5+}$ . Le gain en ions  $C^{5+}$  est plus important que leur destruction et leur densité est vite augmentée, surtout à des distances héliocentriques élevées. Pour les autres ions, le terme source n'est pas aussi important, mais sa présence contribue à la décélération de la perte des ions.

Le terme-source des ions, en général, devient dominant seulement à partir de distances de l'ordre de 30-40 UA, au delà de la région où le maximum d'émission est généré. En effet, pour une visée UpWind, 88% de l'émission X totale due à l'hydrogène est produite dans les premières 10 UA et 98% de l'émission due à l'hélium est produite dans les premières 5 UA. La construction 'secondaire' n'ajoute ainsi au maximum que 9% à l'émission X (cas de certaines raies de l'ion  $C^{4+}$ ) par rapport à l'émission produite par les réactions primaires uniquement, dans l'héliosphère interne. Les raies en question sont surtout celles pour lesquelles la contribution des CX avec l'hélium est faible. En effet, les sections efficaces des réactions ( $C^{6+} + He$ ) et ( $C^{5+} + He$ ) sont très proches et leurs effets compensent la grande différence entre les sections efficaces ( $C^{6+} + H$ ) et ( $C^{5+} + H$ ), réduisant la contribution finale des CX secondaires. Mais cette compensation n'est pas efficace pour les raies dont les probabilités d'émission dues aux CX avec les atomes He sont très faibles. Pour les autres ions et certaines des raies spectrales qu'ils produisent, le pourcentage ne dépasse pas 4% de l'émission primaire.

Nous pouvons, alors, conclure qu'en général la contribution des termes secondaires peut être négligée pour le calcul des cartes monochromatiques et l'intensité absolue des raies spectrales dans l'héliosphère interne. Cependant, leur contribution devrait devenir importante en s'éloignant du Soleil, au fur et à mesure que les échanges de charge détruisent les ions de haut degré et créent des ions de degré inférieur. Les échanges de charge secondaires sont pris en compte dans le chapitre 6 pour des raisons de cohérence, car la production de raies d'énergie basse induite par une neutralisation progressive à grandes distances du Soleil (surtout dans la Tail) devrait contribuer dans le domaine d'énergies (0.1-0.3 keV) étudié dans le chapitre en question.

### 4.3 Discussion

Dans ce chapitre nous avons effectué une étude paramétrique complète de l'émission X diffuse héliosphérique. A cet effet, nous avons utilisé des distributions détaillées des atomes neutres d'hydrogène et hélium interstellaires à l'intérieur de l'héliosphère et un modèle de propagation et perte des ions lourds du vent solaire pour ensuite calculer l'émission héliosphérique issue des échanges de charge entre les ions lourds du vent solaire et les neutres interstellaires. Nous avons examiné avec ce modèle tous les facteurs influençant le niveau d'émission héliosphérique à différentes directions de visée et pour des énergies différentes. Nous avons démontré la réponse complexe de l'émission à l'influence de ces facteurs qui peuvent être résumés dans les catégories simplifiées suivantes.

D'abord, **la date d'observation est très importante, à cause de la différence entre la position de la Terre (ou du détecteur utilisé) par rapport à la position de l'axe du vent IS.** En effet, la même ligne de visée traverse des régions très différentes de la distribution des neutres selon la position de l'observateur. Aussi, pour la même date d'observation, la distribution des neutres, et ainsi l'émission X, vers différentes lignes de visées peut aussi être très variable. On comprend que, compte tenu de la complexité de la forme d'émission héliosphérique selon la géométrie d'observation, il est quasiment impossible de garder une structure d'émission axisymétrique (comme l'avait prédit Cox (1998)) tout le long de l'orbite terrestre. Au contraire, nous démontrons que les effets de parallaxe sont très importants sur le niveau et la forme d'émission, confirmant, ainsi, l'étude de Lallement (2004) sur la géométrie d'observation ROSAT.

Ensuite, nous trouvons une très grande influence de **la phase du cycle solaire** sur les niveaux d'émission héliosphérique. Cette influence se manifeste, **d'une part par les grandes différences de densité des neutres H et He** pendant les différentes phases du cycle et **d'autre part, par la variation des distributions des ions solaires** dans les différents types de vent présents.

En effet, **pendant le minimum solaire les atomes H et He sont moins détruits**, car le flux EUV solaire et le flux de vent solaire ionisant sont moins puissants. De plus, la pression de radiation est plus faible que la gravité, ce qui augmente la focalisation des trajectoires des atomes H qui se concentrent, alors, plus facilement autour du Soleil et de l'observateur. Cette plus grande concentration de neutres produit un excès des réactions d'échanges de charge et donc d'émission X dans l'héliosphère. **Cet excès d'émission X pendant le minimum est visible dans les lignes de visée de basse latitude, dans la zone écliptique du vent solaire, qui ne subit pas de variation d'abondance en ce qui concerne les ions solaires.**

Pour les lignes de visée de latitude écliptique haute, la variation des distributions des ions solaires, en

raison de l'augmentation de **l'anisotropie du vent solaire pendant le minimum solaire**, est un facteur dominant par rapport aux distributions des neutres. Dans ce cas, **le domaine d'énergie dans lequel nous observons une visée de haute latitude va aussi définir si l'émission est plus forte pour la même visée et la même énergie**. En effet, le vent rapide des hautes latitudes est riche en ions d'état de charge bas, favorisant l'intensité dans le domaine d'énergie EUV, plutôt que le domaine des rayons X plus énergétiques.

En résumant, ce type de résultats donnent **une estimation de l'intensité moyenne à prévoir pour une ligne de visée à une certaine date dans l'année**. Pour cette étude des émissions X de l'héliosphère interne, nous avons négligé les échanges de charge secondaires, car nous avons démontré que leur contribution est négligeable pour le calcul des cartes monochromatiques et les intensités absolues des raies individuelles, jusqu'aux limites du choc terminal du vent solaire. Leur apport aux émissions de l'héliosphère externe sera étudiée plus en détail dans le chapitre 6.

## Chapitre 5

# Emissions EUV/X Héliosphériques : Domaine 0.5-0.7 keV

L'étude statique effectuée dans le chapitre précédent ne peut fournir que des valeurs moyennes pour les conditions de minimum ou maximum solaire. La réalité du processus d'émission X dans l'héliosphère est beaucoup plus complexe que cela. Le vent solaire est loin d'être un fluide homogène et constant séparé en deux phases spatiales et temporelles. Ses variations dues aux structures et aux événements solaires (trous coronaux, éruptions ou éjections de masse coronale) peuvent être très violentes et fréquentes. En moyenne on peut trouver des variations du flux de protons solaires d'un facteur au moins 5 toutes les semaines et pour des durées variant de quelques heures à un jour et demi environ.

Les émissions X héliosphériques sont profondément affectées par ces variations comme il a été démontré dans les LTE's (augmentations de longue durée) observées dans les données ROSAT (Freyberg, 1994, 1998). Cox (1998) a été le premier à suggérer que les émissions X héliosphériques devraient être corrélées temporellement avec les variations du vent solaire, et par la suite, Cravens (2000a) a utilisé un modèle simplifié de neutres IS et un modèle simple d'expansion radiale du vent solaire pour estimer ces variations, en négligeant la rotation solaire et en se restreignant à une ligne de visée anti-solaire. Il en a déduit que les variations devraient être partiellement 'lissées' à cause du grand volume occupé par les neutres interstellaires dans l'espace interplanétaire. Cravens et al. (2001) et Robertson et al. (2001) ont modélisé les variations des LTE's observés pour une ligne de visée polaire plutôt que radiale, en supposant encore un vent solaire en expansion radiale, sans rotation solaire. Ils ont considéré les contributions, (i) héliosphérique, en séparant l'hydrogène et l'hélium, et (ii) géocoronale de l'émission. Ils ont démontré que la composante due à l'hydrogène IS présente l'intensité la plus haute mais la plus faible variation temporelle à cause des effets lissants dans l'héliosphère, tandis que la composante géocoronale, qui est la plus faible en intensité, semble réagir le plus rapidement aux variations du vent solaire, puisqu'elle se produit

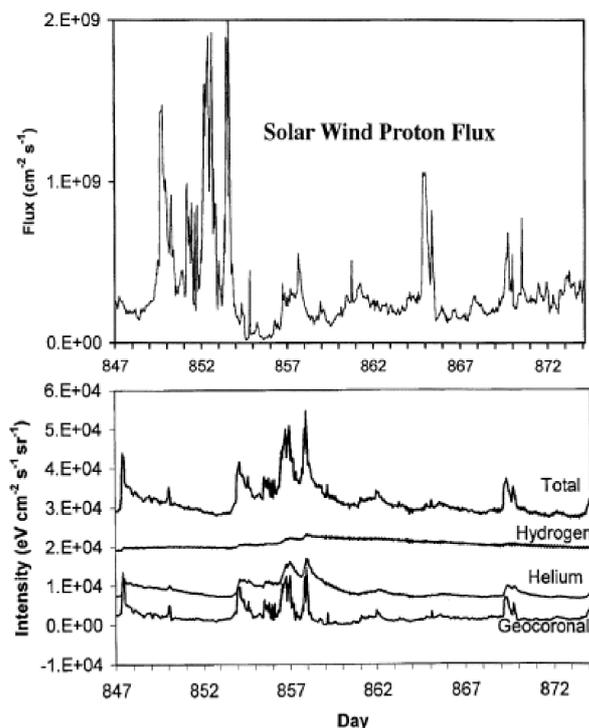


FIG. 5.1 – Modélisation simplifiée de la corrélation temporelle des différentes composantes de l'émission X (panneau inférieur) due aux échanges de charge avec les variations du vent solaire (panneau supérieur). Figure extraite de Cravens et al. (2001).

faible en intensité, semble réagir le plus rapidement aux variations du vent solaire, puisqu'elle se produit

dans un volume limité autour de l'observateur. La composante d'hélium se trouve dans des conditions intermédiaires entre ces deux extrêmes. Un exemple des résultats de Cravens et al. (2001) est présenté dans la figure 5.1.

Dans l'étude temporelle que j'ai menée pendant ma thèse, j'ai introduit des variations temporelles du flux du vent solaire au modèle statique exposé précédemment, en tenant compte de la rotation solaire. La modélisation est basée sur la localisation des surdensités du vent solaire le long de la spirale de Parker en fonction du temps.

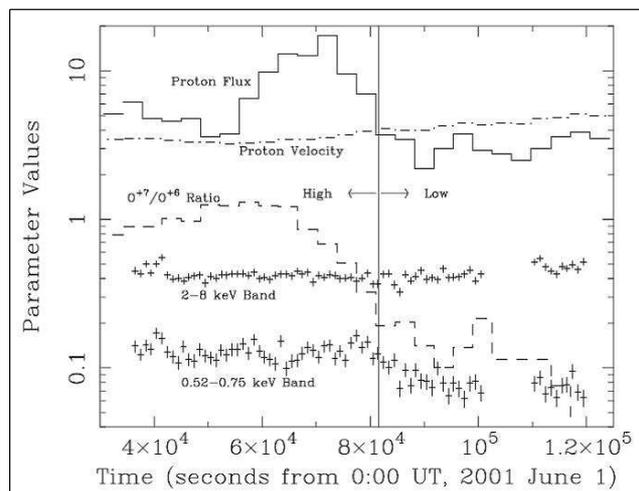


FIG. 5.2 – Courbe de lumière et spectres de l'observation HDFN avec XMM. Snowden et al. (2004).

Le but initial de l'étude était inspiré par la détection d'une variation de longue durée des émissions X issues des CX dans l'héliosphère lors de l'observation du champ profond Hubble (HDFN) par le satellite XMM-Newton (Snowden et al., 2004). Lors de cette observation exceptionnelle, le niveau de l'émission diffuse a fortement augmenté, ceci en conjonction avec une forte augmentation du flux du vent solaire. Cependant, la variation temporelle détaillée de l'émission ne suit pas vraiment celle du vent et a été déclarée incompatible avec une origine géocoronale ou héliosphérique en raison de ces écarts. Les figures 5.2 et 5.3 montrent respectivement, d'une part, les courbes de lumière de vent en fonction du temps, et d'autre part les spectres enregistrés pendant les quatre poses de l'instrument sur HDFN.

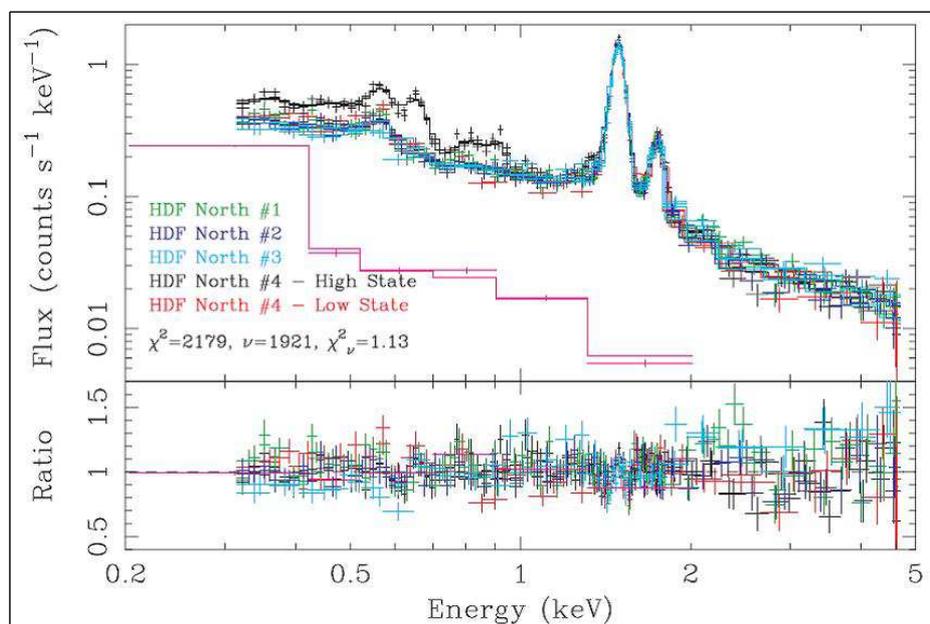


FIG. 5.3 – Spectres des poses HDFN obtenues avec XMM. Figure extraite de Snowden et al. (2004). La pose 4 est décomposée aux deux régimes de haute (HIGH) et basse (LOW) émission X diffuse.

Il s'agissait, donc, de modéliser et tenter de reproduire la (non)corrélation observée entre les variations du vent solaire et les émissions X lors des différentes observations avec XMM, dans le but d'extra-

poler le niveau réel minimum des émissions X héliosphériques pour des conditions de vent solaire calme et ainsi distinguer la contribution héliosphérique du fond diffus cosmique et la séparer de l'émission de la Bulle Locale Interstellaire. Je note (non)corrélations, car comme j'expliquerai dans l'analyse des simulations, l'influence des variations du vent solaire sur les émissions X est très liée à la géométrie d'observation, de telle manière que nous pouvons obtenir des anti-corrélations, ou des décalages temporels inattendus dans les profils d'émission X.

Depuis, l'étude a évolué et nous avons inclus une modélisation d'ombres observées pendant des périodes d'activité solaire différentes. Les ombres sont des observations faites en direction de nuages moléculaires denses (par exemple MBM 12, Ophiucus ou Barnard 68) qui absorbent la partie distante du fond diffus X, c'est à dire le halo galactique et la composante extragalactique, laissant seulement les composantes générées devant l'ombre, plus proches de l'observateur. L'avantage d'essayer de modéliser ces observations est qu'il y a moins de composantes cosmiques à comparer avec le modèle des échanges de charges, puisque les parties distantes de l'émission diffuse sont déjà (totalement ou partiellement) supprimées.

Ainsi, finalement, dans cette partie dynamique de la modélisation, en plus de la comparaison temporelle à courte échelle de temps nous avons inclus aussi une comparaison du modèle aux données à longue échelle. Les cibles sélectionnées pour l'étude sont résumées dans la table 5.1.

TAB. 5.1 – Cibles sélectionnées pour l'étude des émissions X à 0.5-0.75 keV.

Name	Gal. Coord.	Instrument	Obs. Period
Marano Field	(269.8°, -51.7°)	XMM	22-30/08/2000
HDFN	(126.0°, 55.2°)	XMM	01/06/2001
Lockman Hole	(149.1°, 53.6°)	XMM	15-27/10/2002
Virgo	(284.7°, 75.8°)	XMM	04-08/07/2002
MBM 12	(159.2°, -35°)	Chandra	17/08/2000
		Suzaku	03-08/02/2006
Filament	(278.7°, -46°)	XMM	03/05/2002
		Suzaku	01-03/03/2006

Dans le paragraphe 5.1 j'expose le modèle dynamique que j'ai développé pour cette étude. Ensuite, dans le paragraphe 5.2.1, je présente brièvement les champs d'observation et les critères sur lesquels ils ont été sélectionnés. Suit le paragraphe 5.2.2, où je détaille l'extraction des données XMM pour les champs sélectionnés et l'analyse des spectres observés, avec l'aide des collègues du Service d'Astrophysique du Commissariat à l'Energie Atomique *F. Acero* et *J. Ballet*. Enfin, dans la section 5.3 je discute au cas par cas les résultats obtenus pour les champs modélisés avant de passer aux conclusions générales sur l'étude temporelle dans le paragraphe 5.4.

## 5.1 Description du modèle dynamique

Le modèle statique détaillé dans la section 4.1 est utilisé pour établir le niveau théorique 'zéro', c'est à dire le niveau initial pour chaque ligne de visée pour les conditions moyennes d'activité maximum ou minimum selon la date d'observation à cette ligne de visée. Les années entre 2000 et 2002 de l'étude sont considérées comme des années d'activité maximale et les années entre 2003 et 2006 comme des années de minimum solaire.

### 5.1.1 Distributions des neutres

Une amélioration importante par rapport à l'étude statique menée précédemment est la prise en compte de l'ionisation anisotrope des atomes d'hélium IS pendant le calcul de leur distribution dans l'héliosphère interne. La distribution de l'hélium neutre n'est plus axisymétrique, mais est calculée en prenant en compte la variation avec la latitude héliographique de l'ionisation des atomes d'hélium. Plus

précisément sont traitées en parallèle :

- l'ionisation due au flux EUV anisotrope (majoritaire) et à l'échange de charge avec les protons (minoritaire) qui varient comme l'inverse du carré de la distance ( $1/r^2$ ).
- l'ionisation par impact électronique, dont la dépendance radiale est plus complexe, et dont la dépendance avec la latitude est également très forte, puisqu'elle est prépondérante près de l'équateur solaire. Cette ionisation, présente surtout à forte activité, est en effet très liée aux électrons suprathermiques.

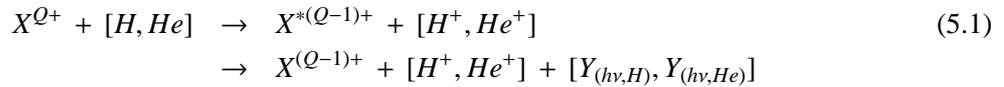
Globalement, les paramètres utilisés pour la distribution des neutres He sont : densité  $n_{He}$  (à 100 UA) =  $0.015 \text{ cm}^{-3}$ , température  $T = 6300 \text{ K}$ , vitesse moyenne  $V_o = 26.2 \text{ km s}^{-1}$ , direction du flot sortant ( $\lambda_{DW} = 74.7^\circ$ ,  $\beta_{DW} = -5.3^\circ$ ).

Je rappelle les paramètres utilisés pour la distribution des neutres H : densité  $n_H$  (à 100 UA) =  $0.1 \text{ cm}^{-3}$ , température  $T = 13\,000 \text{ K}$ , vitesse moyenne  $V_o = 21 \text{ km s}^{-1}$ , direction du flot entrant ( $\lambda_{UW} = 252.3^\circ$ ,  $\beta_{UW} = 8.5^\circ$ ). Les paramètres solaires pour le flot d'hydrogène sont résumés aux valeurs suivantes :

- $\mu = 0.9$  pour le minimum d'activité et 1.5 au maximum solaire.
- le taux d'ionisation est calculé par les données SWAN en fonction de la latitude héliographique. Pendant le minimum solaire, l'anisotropie est très marquée avec des valeurs  $\beta_i = 6.6 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$  aux latitudes  $\pm 20^\circ$  et  $\beta_i = 4 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$  aux latitudes au delà de  $\pm 20^\circ$  jusqu'aux pôles. Pendant le maximum solaire, pour une ionisation plus forte l'anisotropie est moins importante, avec des valeurs qui varient tous les  $10^\circ$  en partant de l'équateur à  $\beta_i = 8.4 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$  et allant jusqu'aux pôles à  $\beta_i = 6.7 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ .

### 5.1.2 Raies utilisées

Nous rappelons les réactions d'échange de charge qui produisent les émissions X modélisées :



où  $Y_{(hv,H)}$ ,  $Y_{(hv,He)}$  sont les probabilités d'émission, en nombre de photons, pour la raie spectrale  $h\nu$  induite dans l'échange de charge entre l'ion  $X^{Q+}$  avec H et He respectivement. Dans le modèle dynamique nous avons modélisé les seules raies spectrales de l'oxygène dans le domaine 0.5-0.7 keV. Les raies concernées par l'étude sont (i) le triplet  $K\alpha$  O VII ( $\sim 0.57 \text{ keV}$ ) constitué des transitions suivantes : 560.9 eV (interdite nommée O6f), 568.5 eV (intercombinaison, nommée O6i), 574.0 eV (résonance nommée O6r) et (ii) la raie O VIII à 653.1 eV. Nous utilisons seulement ces deux raies dans l'étude car ce sont les plus importantes dans le domaine 0.5-0.7 keV et elles sont le mieux détectées par les instruments actuellement utilisés dans le domaine des rayons X dits "mous". A ce propos, je me permets d'utiliser le terme raie pour le triplet O VII aussi, car la résolution des instruments actuels ne permet pas de résoudre les trois composantes du triplet.

L'intensité 'zéro' de la raie  $h\nu$  pour une ligne de visée (LOS) et une date précise est l'intégration sur les  $N \sim 60$  segments  $dr[j]$  de la LOS de l'émissivité  $\varepsilon[j]$  correspondante, comme nous l'avons définie dans le chapitre précédent, selon l'équation :

$$I(LU) = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^N \varepsilon_{h\nu}[j] dr[j] \quad (5.2)$$

L'émissivité  $\varepsilon_{h\nu}[j]$  est la valeur discrète sur le pas  $dr[j]$  de l'émissivité physique  $\varepsilon_{h\nu}(r)$  définie dans le paragraphe 4.1.3. L'émissivité de l'ion  $X^{(Q-1)+}$  pour toutes les transitions spectrales est directement proportionnelle au flux de protons du vent solaire et à l'abondance de l'ion parent  $X^{Q+}$  qui subit l'échange de charge avec les neutres IS H et He, avec des probabilités  $Y_{(hv,H)}$ ,  $Y_{(hv,He)}$  dépendantes de la transition en question.

### 5.1.3 Recherches dans les bases de données de vent solaire

Pour chacun des champs d'observation considérés (voir table 5.1), nous avons effectué une recherche dans la base de données des instruments ACE/SWEPAM <sup>(1)</sup> et WIND <sup>(2)</sup> pour repérer des hausses du flux de protons du vent solaire importantes aux alentours des dates d'observation pour les champs en question. Nous avons également recherché dans la base de données ACE/SWICS <sup>(3)</sup> pour les variations des abondances des ions  $O^{7+}$  et  $O^{8+}$  dont nous modélisons les échanges de charge. Pour la recherche des CMEs susceptibles d'influencer les champs d'observation considérés nous avons utilisé le catalogue de CME's du coronographe SOHO/LASCO <sup>(4)</sup>.

### 5.1.4 Hypothèses simplificatrices

Le principe général de la modélisation de l'impact des augmentations du vent solaire est identique pour tous les champs considérés, mais les conditions spécifiques caractérisant chaque cas sont prises en compte dans la modélisation et elles sont spécifiées au cas par cas dans la section 5.3. Plus particulièrement, dans les cas où des CMEs affectent les champs observés, la modélisation est simplifiée en considérant que l'événement est suffisamment rapide et violent pour négliger la rotation solaire. Le cas des CMEs sera explicitement détaillé dans le paragraphe 5.3.1.

Nous avons modélisé les augmentations du vent solaire par des fonctions créneaux. Le niveau maximum des créneaux a été calculé de telle manière que l'aire incluse dans le créneau et limitée par la durée  $\Delta t(d)$  du créneau soit la même que l'intégrale de la vraie courbe du flux du vent pour la même durée  $\Delta t(d)$ . De cette sorte la quantité totale de matière est la même.

Nous avons simplifié la modélisation de l'événement solaire qui provoque l'augmentation du flux de vent, en considérant une région active (AR) sur le disque solaire qui s'étend en latitude depuis le pôle Nord solaire jusqu'au pôle Sud. La région active a une taille longitudinale  $\Delta t(d) \frac{360^\circ}{27d}$  et elle tourne avec le disque solaire à la vitesse de rotation du Soleil ( $360^\circ$  en 27 jours(d)). Nous faisons l'hypothèse que la région active persiste durant toute la période des observations considérées et qu'elle expulse continuellement un flux de protons augmenté d'un facteur  $f_{SW}(f_n)$  par rapport aux valeurs moyennes normales  $f_n(1 \text{ UA}) = (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , à une vitesse  $V_{SW}$ . La valeur  $f_n(1 \text{ UA}) = (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  est la moyenne normale pour des conditions de vent solaire lent d'une vitesse de  $400 \text{ km/s}$  et de densité  $6.5 \text{ cm}^{-3}$  à 1 UA, qui sont les conditions dominantes dans la zone écliptique  $[\pm 20^\circ]$  de l'héliosphère.

Par équivalence, j'associe au(x) créneau(x) d'augmentation de flux de protons des variations mesurées des abondances relatives des ions lourds. Je définis le facteur multiplicatif  $[A]_{SW}([\frac{X^{Q+}}{O}])$  comme la variation de l'abondance de l'ion  $X^{Q+}$  par rapport à son abondance normale  $[\frac{X^{Q+}}{O}]$  pour des conditions de vent solaire lent. Dans l'étude conduite nous nous intéressons à l'abondance des ions  $O^{7+}$  ( $[\frac{O^{7+}}{O}] = 0.2$ ) et  $O^{8+}$  ( $[\frac{O^{8+}}{O}] = 0.07$ ) mesurée par l'instrument ACE/SWICS. La variation d'abondance des ions lourds peut être ou ne pas être corrélée avec les variations du flux de protons. Ainsi, elles peuvent soit accentuer, soit compenser l'impact du flux des protons solaires sur l'émission X, comme on verra dans certains des exemples traités.

### 5.1.5 Calcul de l'augmentation de l'émission

Sous ces conditions spécifiques, alors, nous définissons une spirale de surdensité dans l'ensemble de la spirale de Parker qui s'étend dans tout l'espace interplanétaire, comme présenté dans la figure 5.4 par le bras de couleur rose. Comme nous expliquerons par la suite, nous sommes obligés de considérer deux cas de géométrie d'observation selon la date d'observation et le champ pointé par l'instrument, qui sont présentés dans les deux panneaux de la figure 5.4 : (a) le cas où la ligne de visée pointe dans le sens de la rotation solaire (en avant sur l'orbite terrestre) et (b) le cas où la ligne de visée pointe à contre-sens de la rotation solaire (en arrière sur l'orbite). Les différences des deux cas seront exposées dans les paragraphes suivants.

<sup>1</sup><http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/afs/SWEPAMdata.html>

<sup>2</sup>[http://web.mit.edu/space/www/wind/wind\\_data.html](http://web.mit.edu/space/www/wind/wind_data.html)

<sup>3</sup>[http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/level2/lv12DATA\\_SWICS-SWIMS.html](http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/level2/lv12DATA_SWICS-SWIMS.html)

<sup>4</sup>[http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/index.html](http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/index.html)

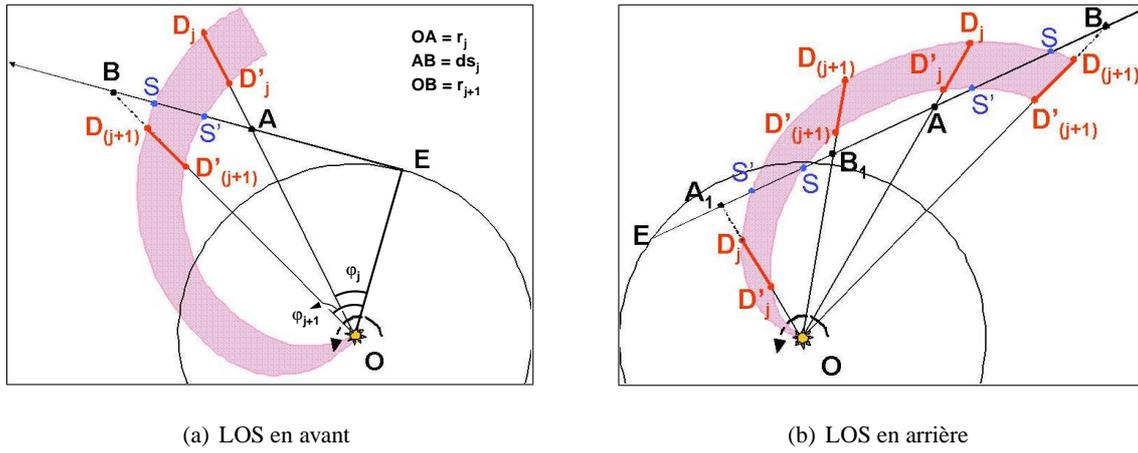


FIG. 5.4 – Géométries générales de l'impact du vent solaire sur le segment  $SS'$  vues depuis le pôle Nord écliptique. panneau a : Ligne de visée pointant en avant sur l'orbite ( $AB = ds_j$ ,  $OA = r_j$ ,  $OB = r_{j+1}$ ). panneau b : Ligne de visée pointant en arrière sur l'orbite ( $AB = ds_j$ ,  $OA = r_j$ ,  $OB = r_{j+1}$ ). Les segments  $A_1B_1 = ds_j$ ,  $OA_1 = r_j$ ,  $OB_1 = r_{j+1}$  ont des annotations équivalentes que  $AB$ ,  $OA$ , et  $OB$  respectivement, mais le segment  $SS'$  est calculé différemment pour cette configuration, où la spirale s'approche de l'observateur (pour plus de détails lire les paragraphes 5.1.5 et 5.1.5 dans le texte).

A chaque instant  $T_i$  je définis la forme de la spirale de surdensité en calculant la distance radiale où se trouve le front de la spirale :  $OD_j = D_j = V_{SW}(T_i - T_{d_j})$  (si  $T_i \geq T_{d_j}$ , sinon  $D_j = 0$ ), et la largeur spatiale totale de la spirale :  $D_j D'_j = \Delta D_{tot} = \Delta t V_{SW} = D_{(j+1)} D'_{(j+1)}$ . L'instant  $T_{d_j}$  est le moment où le vent solaire a quitté le disque solaire dans la direction radiale  $r_j$ , et dépend de la propagation radiale du vent solaire à une vitesse  $V_{SW}$  et de la rotation solaire, selon l'équation 5.3 :

$$T_{d_j} = T_o - \frac{1AU}{V_{SW}} + \begin{cases} -\frac{27}{360} \varphi_j, & \text{si LOS en arriere} \\ +\frac{27}{360} \varphi_j, & \text{si LOS en avant} \end{cases} \quad (5.3)$$

où  $T_o$  est l'instant auquel les instruments solaires (WIND, ACE/SWEPAM) commencent à enregistrer l'augmentation du vent solaire. Je néglige la position exacte des instruments solaires en supposant qu'ils sont situés à 1 UA. Les angles  $\varphi_j = \lambda_{obs} - \lambda_j$  et  $\varphi_{j+1} = \lambda_{obs} - \lambda_{j+1}$  sont les angles  $E\hat{O}A$  et  $E\hat{O}B$  (fig.5.4(a)) entre la position de l'observateur (définie par la longitude écliptique  $\lambda_{obs}$ ) et la radiale du point  $r_j$  sur la ligne de visée (définie par la longitude  $\lambda_j$ ). La rotation solaire est considérée solide pour simplifier le calcul. Nous définissons aussi la distance  $AD_j = \Delta D_j = D_j - r_j$ , qui représente l'écart de la distance du front de la spirale par rapport au Soleil et de la distance  $r_j$  à laquelle se trouve le début du segment  $ds_j$  sur la ligne de visée. Cet écart sera utilisé plus loin dans le calcul.

Selon la largeur totale de la spirale  $\Delta D_{tot}$  et l'instant  $T_i$ , le segment  $AB = ds_j$  peut être entièrement ou partiellement affecté par la surdensité du vent solaire, comme c'est présenté dans la figure 5.4. Dans le deuxième cas, spécialement fréquent dans le cas des CME qui sont des événements violents et très brefs, seulement une petite partie  $SS'$  du segment  $ds_j$  est réellement affectée par le vent solaire modifié et nous devons définir un nouveau facteur d'augmentation  $f_x = (f_{SW} - 1) \frac{SS'}{ds_j} + 1$  à appliquer sur le segment  $ds_j$  pour tenir compte de cette différence. Un ajustement équivalent est appliqué sur les facteurs des variations d'abondance :  $[A]_x = ([A]_{SW} - 1) \frac{SS'}{ds_j} + 1$ . Par la suite nous devons séparer la modélisation dynamique dans les deux cas de géométrie différente, pour calculer la taille du segment  $SS'$  à chaque instant  $T_i$ .

### Ligne de visée en avant sur l'orbite

Je calcule le segment  $SS'$  indirectement par la définition des segments  $AS'$  et  $SB$  puisque  $SS' = ds_j - AS' - SB$ . Je suppose que les arcs  $D_j D_{(j+1)}$  et  $D'_j D'_{(j+1)}$  sont suffisamment petits pour qu'on puisse les considérer comme des segments droits. Cette approximation est raisonnable, car les pas  $ds_j$  sur la ligne

de visée sont suffisamment serrés, en particulier proche de l'observateur jusqu'à 5 UA où l'émissivité est maximale et doit être définie avec grande précision. Ensuite, si nous considérons les couples des triangles opposés par les sommets ( $S'BD'_{(j+1)}$  et  $S'AD'_j$ ) et ( $SBD_{(j+1)}$  et  $SAD_j$ ) nous pouvons obtenir pour les segments  $AS'$  et  $SB$  respectivement :

$$AS' = ds_j \left( 1 + \frac{OD'_j}{OD'_{(j+1)}} \frac{BD'_{(j+1)}}{AD'_j} \right)^{-1} = \begin{cases} ds_j \left( 1 + \frac{D_j - \Delta D_{tot}}{D_{j+1} - \Delta D_{tot}} \frac{|\Delta D_{j+1}| + \Delta D_{tot}}{|\Delta D_j| - \Delta D_{tot}} \right)^{-1}, & \text{if } \Delta D_j > \Delta D_{tot} > 0 \\ 0, & \text{if } \Delta D_j \leq 0 \end{cases} \quad (5.4)$$

$$SB = ds_j \left( 1 + \frac{OD_{(j+1)}}{OD_j} \frac{AD_j}{BD_{(j+1)}} \right)^{-1} = \begin{cases} ds_j \left( 1 + \frac{D_{j+1}}{D_j} \frac{|\Delta D_j|}{|\Delta D_{j+1}|} \right)^{-1}, & \text{if } \Delta D_{j+1} < 0 \\ 0, & \text{if } \Delta D_{j+1} \geq 0 \end{cases} \quad (5.5)$$

### Ligne de visée en arrière sur l'orbite

Le cas de la ligne de visée en avant sur l'orbite est simple, parce que la spirale affecte la visée progressivement en s'éloignant de l'observateur (fig. 5.4(a)). Dans le deuxième cas, l'effet de la géométrie de la ligne de visée en arrière sur l'orbite est plus complexe. La combinaison de la rotation solaire et de la propagation radiale du vent solaire agit de telle manière que la visée est "touchée" par la spirale de surdensité d'abord à un point intermédiaire. La ligne de visée se trouve, alors, divisée en deux parties : (i) une partie sur la quelle la spirale s'éloigne de l'observateur, en arrière sur l'orbite, et (ii) une partie (souvent plus petite) où la spirale progresse dans le sens de la rotation en s'approchant de l'observateur (fig. 5.4(b)).

Pour la première partie, sur laquelle la spirale s'éloigne de l'observateur, les équations 5.4 et 5.5 restent identiques. Dans la deuxième partie, où la spirale s'approche de l'observateur, nous avons nommé le segment  $ds_j = A_1B_1$  dans la figure 5.4(b) pour éviter la confusion. Par analogie, nous avons désigné  $OA_1 = r_j$ ,  $OB_1 = r_{j+1}$ ,  $A_1D_j = \Delta D_j = D_j - r_j$  et  $SS' = ds_j - A_1S' - SB_1$ . Ainsi, nous calculons les segments  $A_1S'$  et  $SB_1$  en considérant les couples des triangles opposés par les sommets ( $S'A_1D_j$  et  $S'B_1D_{(j+1)}$ ) et ( $SB_1D'_{(j+1)}$  et  $SA_1D'_j$ ) respectivement :

$$A_1S' = ds_j \left( 1 + \frac{OD_j}{OD_{(j+1)}} \frac{B_1D_{(j+1)}}{A_1D_j} \right)^{-1} = \begin{cases} ds_j \left( 1 + \frac{D_j}{D_{j+1}} \frac{|\Delta D_{j+1}|}{|\Delta D_j|} \right)^{-1}, & \text{si } \Delta D_j < 0 \\ 0, & \text{si } \Delta D_j \geq 0 \end{cases} \quad (5.6)$$

$$SB_1 = ds_j \left( 1 + \frac{OD'_{(j+1)}}{OD'_j} \frac{A_1D'_j}{B_1D'_{(j+1)}} \right)^{-1} = \begin{cases} ds_j \left( 1 + \frac{D_{j+1} - \Delta D_{tot}}{D_j - \Delta D_{tot}} \frac{|\Delta D_j| + \Delta D_{tot}}{|\Delta D_{j+1}| - \Delta D_{tot}} \right)^{-1}, & \text{si } \Delta D_{j+1} > \Delta D_{tot} > 0 \\ 0, & \text{si } \Delta D_{j+1} \leq 0 \end{cases} \quad (5.7)$$

Une fois que nous avons défini le(s) segment(s)  $SS'$  réellement affecté(s) par l'augmentation du flux et les facteurs  $f_x$  et  $[A]_x$  correspondants à l'instant  $T_i$ , nous calculons la nouvelle intensité totale 'temporaire'  $I_i$  sur la ligne de visée pour chaque raie  $h\nu$ . En effet, la nouvelle intensité  $I_i$  est modifiée par une variation de l'émissivité locale du segment  $dr[j]$ , due à l'influence de la spirale de surdensité. Cette modification est définie par l'équation :

$$I_i(LU) = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^N \varepsilon'[j] dr[j] = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^N f_x [A]_x \varepsilon[j] dr[j] \quad (5.8)$$

De cette manière nous calculons à chaque instant  $T_i$  l'intensité  $I_i$  correspondante et nous pouvons établir des courbes de lumière simulées pour chacune des raies O VII et O VIII en fonction du temps pour les périodes d'observation de chaque champ.

Nous voyons, alors, que quand le flux du vent solaire, accru d'un facteur  $f_{SW}$ , rencontre les atomes neutres dans l'espace interplanétaire, l'intensité de l'émission X augmente proportionnellement. En parallèle, à cause des échanges de charge avec les protons, qui est la source principale d'ionisation des atomes H IS, le taux d'ionisation est augmenté du même facteur  $f_{SW}$ . Le taux d'ionisation des atomes He est aussi légèrement affecté. Ces changements peuvent être représentés par les rapports approchés :  $\beta_{high}/\beta_{low} = (f_{SW} + 0.1)/1.1$  pour H et  $\beta_{high}/\beta_{low} = (0.1 \cdot f_{SW} + 1)/1.1$  pour He. Globalement, alors, il y a une baisse de la densité volumique des atomes neutre H et He qui est prise en compte dans le modèle. Cette baisse de densité entraîne une perte d'émissivité X, mais qui est beaucoup plus faible que le gain direct de l'augmentation du flux du vent solaire, ou les variations directes dues aux modifications des abondances des ions lourds solaires.

## 5.2 Sélection et analyse des données

Les champs sélectionnés pour notre étude ont été présentés dans la table 5.1 et peuvent être séparés en deux groupes, selon les critères sur lesquels a été basé leur sélection comme j'expliquerai dans le paragraphe 5.2.1. Les cibles sont identifiées par le nom du champ observé, les coordonnées galactiques centrales du champ, l'instrument utilisé (XMM/MOS1 & 2, Chandra, ou Suzaku/XIS) et la période d'observation. Les résultats et la comparaison entre le modèle SWCX et les observations seront détaillés au cas par cas dans les paragraphes de la section 5.3.

### 5.2.1 Critères de sélection

Comme nous avons expliqué au début du chapitre, le but initial de l'étude était de modéliser les variations à courte échelle de l'émission X héliosphérique dues aux variations respectives du vent solaire. Cette idée a surgi après la détection d'une large variation de l'émission X due aux échanges de charge dans l'héliosphère lors de l'observation du champ HDFN le 01/06/2001 avec XMM (Snowden et al., 2004). Notre idée fut, alors, de rechercher des séries de poses, et si possible assez longues, sur le même champ pendant une courte période de temps, idéalement d'environ 10 jours. Priorité était donnée à la série des poses associée à des fortes augmentations du vent solaire enregistrées dans les instruments solaires pour la même période. Les champs étaient choisis pour l'absence de sources larges diffuses qui pourraient contaminer le fond diffus avec leur propres émissions. De plus, nous avons évité les champs de basse latitude galactique pour que l'émission du disque (et surtout du centre) galactique ne contamine pas l'émission diffuse que l'on souhaitait extraire.

Nous avons recherché des cibles avec les caractéristiques précédentes dans la base de données publiques de XMM-Newton. Nous avons sélectionné XMM, car il dispose d'une base de données très large, couvrant presque 7 ans d'observations, qui est très facilement accessible. Nous avons besoin d'une résolution maximale dans le domaine 0.5-0.7 keV, où les raies O VII et O VIII sont dominantes, et les caméras MOS 1 & 2 sont les plus performantes dans ce domaine. Nous ne pouvions pas utiliser le spectromètre sans fente RGS, qui a une meilleure résolution que MOS, car il n'est adapté que pour observer des sources ponctuelles ou de petite taille angulaire. Pour observer les émissions du fond diffus, qui sont relativement faibles, nous avons besoin d'un champ large et d'une grande sensibilité pour recueillir le maximum de photons, et XMM/MOS est le plus adapté pour cela. De plus, nous avons préféré XMM à Chandra, car il n'a pas les problèmes de calibration de ce dernier dans le domaine d'énergie considéré.

Ainsi nous avons rassemblé quatre champs-cibles dans le premier groupe, dont le HDFN, qui sont : le champ Marano (Marano Field, MF), l'amas de galaxies de la Vierge (Virgo Cluster, VG) et le vide de Lockman (Lockman Hole, LH). L'extraction et analyse de données XMM/MOS ont été faites avec l'aide de *F. Acero* et *J. Ballet* et sont présentées dans le paragraphe 5.2.2.

Depuis l'idée initiale, la stratégie de l'étude a évolué. Nous avons décidé d'inclure dans l'étude deux nuages absorbants, le nuage moléculaire MBM 12 et un filament dense de l'hémisphère galactique sud

(South Galactic Filament, appelé SGF dorénavant). Ces deux objets ont été observé dans le but d'essayer de contraindre les propriétés de la Bulle Locale IS et du Halo Galactique.

MBM 12 avait été observé pour la première fois en tant qu'ombre de rayons X par ROSAT le 31/07 et 01/08 en 1991 (Snowden et al., 1993). Ensuite il a été observé par Chandra le 17/08/2000 (Smith et al., 2005) dans le but de contraindre la température de la Bulle Locale, mais les auteurs affirment avoir détecté plutôt de l'émission des échanges de charge dans l'héliosphère à cause d'un CME qui aurait perturbé les observations. Enfin, Smith et al. (2007) ont répété les observations sur MBM 12 avec Suzaku en février 2006. Les trois observations ont été faites à des périodes d'activité solaire différentes, maximum pour 1991 et 2000 et minimum pour 2006.

Le filament absorbant a, aussi, été observé pendant deux périodes différentes d'activité solaire. La première était en mai 2002 avec XMM (Henley et al., 2007) et la deuxième en mars 2006 avec Suzaku (Henley et Shelton, 2007). Les auteurs affirment trouver des paramètres différents pour la Bulle Locale et le Halo Galactique pour leur deux observations et restent perplexes devant leurs résultats.

Nous avons décidé d'inclure dans notre étude les deux observations le plus récentes du MBM 12 et les deux observations du SGF. Pour ces observations, les auteurs donnent des intensités mesurées pour les raies O VII et O VIII de la Bulle Locale, qu'on peut comparer à nos résultats des simulations pour les conditions spécifiques des observations. L'observation ROSAT du MBM 12 ne peut être incluse dans la comparaison que qualitativement, car ROSAT n'ayant pas de résolution spectrale (il ne peut donner que des brillances intégrées dans les bandes d'énergie qu'il observe), nous ne pouvons pas extraire des intensités absolues pour les deux raies d'oxygène.

Les caractéristiques des quatre observations (2× MBM 12, 2×SGF) sont très différentes des caractéristiques du premier groupe. Pourtant, nous pouvons les introduire dans l'étude comme des cas de variations temporelles à grande échelle de temps du niveau moyen de l'émission X héliosphérique. En effet, puisque les deux observations pour chaque champ ont été effectuées à des périodes d'activité solaire maximum et minimum nous pouvons contraindre la contribution moyenne de l'héliosphère au fond diffus cosmique durant ces périodes. De plus, apparemment, comme j'expliquerai plus loin dans le paragraphe 5.3.1, le champ MBM 12 a été probablement affecté par des variations temporelles de courte-échelle, dues à l'impact de CME pour le cas Chandra, et à une perturbation du vent solaire pour le cas Suzaku.

Pour les observations Chandra et Suzaku, nous n'avons pas analysé les données, mais nous avons utilisé l'analyse des auteurs déjà publiée pour la comparaison avec notre modèle. Les observations XMM du SGF ont surtout servi pour tester notre méthode d'analyse de données comme nous détaillons dans le paragraphe (5.2.2).

## 5.2.2 Analyse des données XMM

### Extraction de données

Toutes les observations XMM utilisées dans notre étude ont été re-analysées en utilisant le logiciel Science Analysis System (SAS version 6.5) développé pour XMM. Nous n'avons utilisé que les données des caméras MOS pour bénéficier de la meilleure résolution spectrale dans le domaine 0.5-0.7 keV. Pour chaque champ, tous les spectres traités dans l'analyse sont une moyenne des spectres obtenus des deux détecteurs MOS1 et MOS2 pour le champ en question. Afin de nettoyer les observations de la contamination par les protons dits 'mous' issus des éruptions solaires, nous utilisons la routine de filtrage MOS-FILTER, disponible dans les outils du logiciel Extended Source Analysis Software (XMM-ESAS). Cette procédure construit un histogramme de coups/s dans la bande d'énergie 2.5-12 keV (où les variations sont certainement dues aux protons solaires) et ajuste une distribution gaussienne sur l'histogramme. Ensuite, elle filtre les périodes qui présentent un taux d'impacts supérieur à un palier fixé et elle retient seulement les intervalles où le taux de coups ne dépasse pas  $3\sigma$  de ce seuil sur la gaussienne.

Les différents champs analysés contiennent des sources ponctuelles brillantes qui peuvent présenter des raies d'émission dans la même gamme d'énergie que les émissions X induites par les échanges de charge. Le centre SSC (Survey Science Center) produit une liste des sources présentes dans chaque champ avec des informations sur leur localisation et leur flux dans différentes gammes d'énergie. Ainsi, nous utilisons une procédure automatique qui recherche dans la gamme 0.5-2 keV toutes les sources ponctuelles dans chaque champ considéré et qui retire toutes les sources qui contribuent de plus de 1%

à l'émission de fond dans la gamme d'énergie en question. Autour de chaque source sélectionnée nous avons soustrait une zone circulaire couvrant à 90% le flux total de la source. Ensuite nous vérifions le résultat du filtrage en appliquant un masque (champ total avec les sources retirées) dans la gamme 0.5-0.7 keV pour s'assurer qu'aucune source n'est restée. Tous les spectres ont été extraits à partir de ce fichier filtré. Dans notre étude nous n'avons soustrait aucun 'fond', comme le font ceux qui étudient des objets de dimension limitée, car l'émission X issue des CX est présente dans l'intégralité du champ de vue et toute soustraction aurait enlevé aussi la composante que nous essayons de mesurer.

### Modèle spectral

A chaque spectre nous ajustons un modèle simple dans le but d'extraire le flux net total des raies d'émission O VII et O VIII à 0.57 keV et 0.65 keV respectivement. Afin d'obtenir ce résultat avec le minimum d'hypothèses possible, nous ajustons aux données la somme de raies et d'un continu. A noter que dans le mode d'imageur, la résolution de XMM est beaucoup plus large que toute largeur de raie astrophysique. Pour l'émission continue, il y a plusieurs origines physiques, mais nous avons décidé d'utiliser seulement deux lois de puissance. Ce choix est justifié plus tard, lors d'une comparaison avec un modèle plus sophistiqué appliqué dans les observations XMM/SGF du 03/05/2002. Nous modélisons les spectres entre 0.5 et 1.2 keV avec le logiciel XSPEC (version 11.3.2ad ; Arnaud, 1996).

#### 1. Continu

La première composante utilisée dans le modèle du continu représente la contamination résiduelle des protons 'mous' qui est convoluée avec la matrice de redistribution de l'instrument. L'indice et le facteur de normalisation de cette loi de puissance ont été des paramètres libres.

La deuxième composante de l'émission continue est modélisée par une loi de puissance absorbée qui représente la contribution extragalactique. L'indice spectral a été fixé à 1.46 (d'après Chen et al., 1997) pour toutes les observations. L'absorption dépend de la colonne densité de l'hydrogène dans la partie de la Galaxie où se trouve chaque champ et les valeurs sont détaillées pour chaque cas dans la section 5.3. Il faut noter une fois de plus, que notre modèle de l'émission continue n'est pas physiquement réaliste mais il s'avère suffisant pour notre étude puisque nous sommes essentiellement intéressés à l'émission issue des échanges de charge qui n'est constituée que des raies.

#### 2. Raies

Une partie des raies spectrales observées est produite dans le gaz du halo galactique ou éventuellement dans la Bulle Locale. Elles sont habituellement modélisées comme des émissions thermiques de plasma chaud, ce qui nécessite des hypothèses initiales. Nous avons préféré ne pas modéliser cette émission d'origine astrophysique pour éviter de sous-estimer la composante héliosphérique. Nous avons décidé de simplement représenter les raies spectrales suivantes par des distributions gaussiennes : O VII 0.56 keV, O VIII 0.65 and 0.81 keV, and Ne IX 0.91 keV. Les raies extraites peuvent être donc soit d'origine CX, soit thermiques.

#### 3. Somme raies + continu

Le modèle (que l'on nomme PLC = PowerLaw Continuum) utilisé dans l'analyse peut donc être décrit par la formule suivante : **powerlaw/b + phabs(powerlaw) + gaussian + gaussian + gaussian + gaussian**. La largeur des gaussiennes a été fixée à zéro (avec convolution par la matrice de redistribution). Avec ce modèle simplifié nous obtenons dans la plupart des cas des ajustements satisfaisants ( $\chi^2 \sim 140-170$  pour 135 points + degrés de liberté, ce qui résulte à un  $\chi^2$  réduit de 1-1.2).

Dans le but de tester la fiabilité de notre modèle de continu simple, nous avons essayé un modèle plus sophistiqué inspiré de l'analyse des données XMM/SGF présentée dans Henley et al. (2007) et appliqué à ces données (voir Sect. 5.3.2). Ce modèle se compose d'un plasma chaud de température  $T = 1.15 \times 10^6$  K en équilibre d'ionisation collisionnelle pour l'émission de la Bulle Locale. L'abondance de la Bulle en oxygène est fixée à zéro et deux gaussiennes sont introduites à la place pour prendre compte et mesurer les raies O VII et O VIII de la Bulle Locale. Pour l'émission du halo galactique Henley et al. (2007) a utilisé deux composantes de plasma chaud absorbées à des températures  $T = 0.85 \times 10^6$  K et  $T = 2.69 \times 10^6$  K

respectivement.

Dans notre test (que l'on appelle TCZEROX = Thermal Continuum ZERO OXYgen), nous avons utilisé le même modèle pour la Bulle Locale que Henley et al. (2007) et nous avons aussi forcé une abondance d'oxygène à zéro pour les composantes du halo, en gardant les mêmes températures. Ainsi, toute contribution à l'intensité des raies O VII et O VIII est incluse dans les gaussiennes. Ce test, n'a produit qu'un écart de 10% pour les flux O VII et O VIII par rapport à notre modèle simplifié, ce qui nous donne grande confiance à notre modélisation des données. Les résultats détaillés sur l'analyse de données XMM/SGF seront présentés dans la section 5.3.2.

### 5.3 Résultats sur différentes régions du ciel et étude des “ombres” de nuages

Dans les paragraphes suivants nous présentons en détail les conditions spécifiques de géométrie d'observation et de vent solaire qui dominent chaque cas sélectionné et modélisé. Nous discutons au cas par cas la comparaison entre les simulations et les données et détaillons aussi les analyses des précédentes études effectuées par différents auteurs sur chaque cas, notamment le MBM 12, le Filament, et le HDFN.

#### 5.3.1 Vers le nuage moléculaire MBM12

MBM 12 est un nuage moléculaire proche, dans l'hémisphère galactique sud ( $l = 159^\circ.2$ ,  $b = -34^\circ$ ). Sa véritable distance du Soleil a été assez controversée, située entre les limites 60 et 360 pc, selon différentes études (Hobbs et al., 1986; Andersson et al., 2002; Lallement et al., 2003). MBM 12 a une colonne densité de l'hydrogène neutre  $N_H = 4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  ce qui le rend optiquement épais pour le domaine d'énergies 0.5-0.7 keV et notamment pour les raies O VII (0.57 keV) et O VIII (0.65 keV). Par conséquent, quand nous observons sur le nuage (ON-CLOUD), quasiment toute l'intensité mesurée dans ce domaine doit être produite devant le nuage et dans des régions proches de l'observateur. Cette émission consistera en partie en émissions X issues des échanges de charge dans l'héliosphère et en partie de l'émission résiduelle du fond diffus galactique (le Halo et Disque Galactiques et éventuellement la Bulle Locale).

Ainsi, MBM 12 est devenu une cible fréquente pour essayer de déterminer la fraction de l'émission diffuse générée près du Système Solaire et la fraction appartenant à la composante distante galactique (disque + halo), et à la composante extragalactique. La première observation du MBM 12 en tant qu'ombre avec ROSAT le 31/07 et 01/08/1991 (Snowden et al., 1993) a donné une limite supérieure de l'émission ON-CLOUD de 23 Unités ROSAT (ROSAT Units = RU) et  $\sim 115$  RU pour l'émission totale OFF-CLOUD.

Les unités ROSAT (RU) propres au satellite ROSAT correspondent à  $10^{-6} \text{ counts s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$ . Une estimation de l'équivalence entre les RU et les LU (Line Units = photons  $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ ) peut être obtenue en se basant sur le raisonnement suivant de Smith et al. (2007) sur le flux de raies obtenu dans les observations ROSAT. Snowden et al. (1993) ont appliqué un modèle classique thermique de type Raymond et Smith (1977) aux données ROSAT pour une température de  $10^6$  K et ont obtenu un bon ajustement dans la bande 1/4 keV (0.1-0.3 keV). La mesure d'émission ( $EM = \int n_e^2 dl$ ) trouvée est de  $0.0024 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ . Ce même modèle et pour la même mesure d'émission produit  $47 \text{ counts s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  ( $= 3.98$  RU, puisque  $1 \text{ sr} = 1.18 \times 10^7 \text{ arcmin}^2$ ) dans la bande 3/4 keV (0.5-0.8 keV) qui sont essentiellement dus à l'intensité de la raie O VII qui produit 0.28 LU pour ce modèle. L'instrument de mesures ROSAT, PSPC, a une très faible résolution dans la bande 3/4 keV et ne peut résoudre les raies O VII et O VIII du continu. Si nous faisons l'hypothèse, en tenant compte des grandes incertitudes, que toute l'émission détectée dans la bande 3/4 keV ROSAT (0.5-1.0 keV) est due à la raie O VII, alors,  $1 \text{ RU} = 0.07 \text{ LU}$ . Avec cette équivalence nous pouvons conclure que l'intensité mesurée par ROSAT était  $\sim 1.6 \text{ LU}$  pour l'émission ON-CLOUD et  $\sim 8.0 \text{ LU}$  pour l'émission OFF-CLOUD.

Nous avons utilisé le modèle dynamique pour modéliser les deux observations récentes du MBM 12 en tenant compte de leurs géométries de pointage exactes et des conditions d'activité pendant la période d'observation. La première a été effectuée avec Chandra en 2000 (Smith et al., 2005) et la deuxième en 2006 avec Suzaku (Smith et al., 2007). Les géométries d'observation détaillées sont présentées dans la figure 5.5.

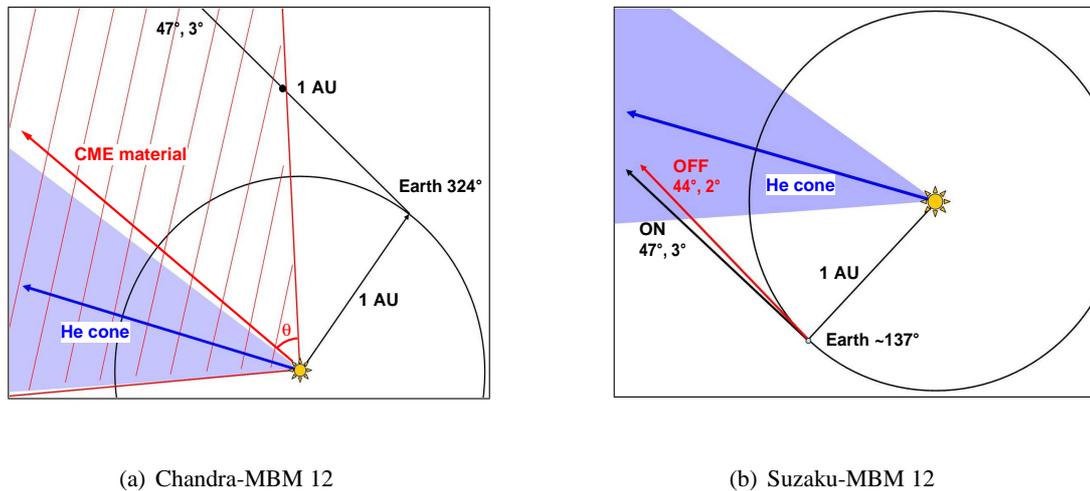


FIG. 5.5 – Géométries des deux observations MBM 12 vues du pôle Nord écliptique. panneau a : Géométrie pour l’observation Chandra-MBM 12 du 17/08/2000 avec le cône d’expansion du CME-1 dans le milieu interplanétaire (voir §5.3.1). panneau b : Géométrie pour l’observation Suzaku-MBM 12 pour la période 03-08/02/2006 avec les deux lignes de visée présentées : ON (flèche noire) et OFF (flèche rouge). Le cône gravitationnel d’He est traversé par les deux visées, mais la visée OFF pointe à travers une distribution He plus dense (voir §5.3.1).

## Chandra, 17 août 2000

### a) Géométrie

Le satellite Chandra a observé MBM 12 le 17/08/2000 01 :04 UT pour une durée totale de  $\sim 56$  ks (Smith et al., 2005). La Terre se trouvait à une longitude de  $324^\circ$  et la ligne de visée MBM 12, de coordonnées écliptiques  $(\lambda, \beta) = (47^\circ, 3^\circ)$ , pointe dans la direction DownWind, évitant le cône d’hélium, comme le montre la figure 5.5(a). Une observation précédente en juillet de la même année a été rejetée de l’étude à cause d’une éruption solaire qui a détérioré la qualité des mesures.

### b) Analyse publiée sans les échanges de charge

Pour l’observation du 17/08/2000 les auteurs appliquent un modèle composé de (i) deux fonctions delta non-absorbées pour les raies O VII et O VIII, (ii) une loi de puissance absorbée pour la composante extragalactique et (iii) une composante de plasma chaud pour la contribution distante de la Galaxie (halo). Pour la loi de puissance ils considèrent un indice spectral  $\Gamma = 1.42$  normalisé à  $8.44^{+2.55}_{-0.23}$  photons  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$  à 1 keV. La température du halo galactique choisie est  $(0.2 \pm 0.01) \text{keV}$  ( $2 \times 10^6 \pm 10^5 \text{K}$ ). La colonne absorbante pour ces deux composantes a été laissée libre entre  $N_H = 3.6$  et  $8.4 \times 10^{21} \text{cm}^{-2}$ , donnant le meilleur ajustement pour une valeur de  $6 \times 10^{21} \text{cm}^{-2}$ . Les auteurs n’ont pas utilisé un modèle de plasma à  $T = 10^6 \text{K}$  pour représenter le continu de la Bulle Locale, car toute l’émission serait en dessous de 0.4 keV, avec seules les raies O VII et O VIII dans le domaine 0.5-0.7 keV.

Leur but initial était de contraindre la température de la Bulle Locale à partir du rapport d’intensité des raies O VII et O VIII. En effet, comme nous avons expliqué dans le paragraphe 2.2.3, la présence et le rapport des raies O VII et O VIII dans le spectre d’un plasma chaud est extrêmement dépendante de la température. Donc, avec une mesure précise de ces raies nous pouvons facilement déterminer le paramètre de la température pour le plasma. Smith et al. (2005) affirment détecter une intensité forte inattendue dans les raies O VII et surtout dans la raie O VIII. Plus particulièrement, ils trouvent une intensité de  $1.79 \pm 0.55LU$  pour la raie O VII et  $2.34 \pm 0.36LU$  pour la raie O VIII. Ils discutent la possibilité que l’émission soit due à une Bulle Locale hors équilibre, comme prévoient certains modèles qui cherchent à expliquer une forte émission O VIII, mais concluent que probablement leur détection, surtout pour la raie O VIII, est contaminée par l’émission SWCX dans l’héliosphère.

### b) Notre analyse

#### 1. CME’s

Effectivement, le 12/08/2000 à 10 :35 UT, le coronographe SOHO/LASCO a enregistré un CME,

que l'on nomme CME-1 pour simplifier, associé à une éruption de classe M de la AR 9119 (AR = Active Region), juste derrière le limbe ouest du disque solaire (Edgar et al., 2006). Le CME avait une masse totale éjectée très importante,  $M = 1.2 \times 10^{16}g$ , durant environ  $\Delta t = 3h$ . Sa vitesse moyenne a été évaluée à environ  $660 km/s$ . Apparemment, la géométrie d'observation Chandra (fig.5.5(a)) montre que Chandra pointait vers la région d'influence du cône d'expansion du CME dans l'espace interplanétaire. Un deuxième CME (CME-2) de masse équivalente, d'une vitesse moyenne de  $900 km/s$  et originaire de AR 9114 très proche de la première, a été enregistré quatre heures plus tard. De plus, les mesures ACE/SWICS indiquent que l'oxygène du vent solaire était pour  $\sim 20 - 25\%$  entièrement ionisé ( $[\frac{O^{8+}}{O}] = 0.2-0.25$ ) durant la semaine précédant l'observation Chandra et aussi pendant l'observation.

Le modèle statique pour la ligne de visée MBM 12 à la date 17/08/2000 d'observation avec Chandra donne un niveau d'intensité minimum de 1.33 LU pour la raie O VII et 0.52 LU pour la raie O VIII. Ces résultats sont obtenus avec des conditions moyennes de maximum d'activité solaire que nous avons attribués à l'année 2000. Nous avons modélisé la propagation des deux CME dans l'espace interplanétaire et leur influence sur l'observation Chandra du MBM 12. Sur un intervalle de  $\Delta t = 3h$  la rotation solaire peut être négligée par rapport à la vitesse de propagation radiale du CME. L'instant de déclenchement des CME est enregistré, en temps quasi-réel, par les instruments-imageurs EIT et LASCO, donc nous savons que le CME-1 a quitté le disque solaire à l'instant  $T_{d_j} = 12/08/2000 10 :35 UT$  (-4.6 d) et le CME-2 a quitté le Soleil à l'instant  $T_{d_j} = 12/08/2000 14 :54 UT$  (-4.3 d). Les valeurs entre parenthèses définissent l'instant de départ  $T_{d_j}$  pour chaque CME en nombre de jours en prenant comme temps zéro le 17/08/2000 01 :04 UT début de l'observation Chandra.

Dans la figure 5.6, je présente une série d'images du CME-1 obtenues avec la caméra C3 du coronographe LASCO entre 11 :18 UT et 14 :18 UT. Le cercle blanc interne représente le disque solaire et le cercle externe représente la sphère à  $R = 6.4Rayons\ Solaires (R_{\odot})$ . Si nous faisons l'hypothèse que toute la masse du CME a traversé cette surface (ou n'importe quelle surface fixée de rayon R) en un intervalle de temps  $\Delta t = 3h$ , nous pouvons calculer le flux de protons total dans le CME, selon l'équation :

$$f_{sw}(f_n(R)) = \left[ \frac{M}{S \Delta t f_n(R)} \right] \times f_n(R) cm^{-2} s^{-1} \quad (5.9)$$

où  $S = 2\pi R^2 (1 - \cos\theta)$ ,  $\theta$  est la demi-largeur angulaire du CME et  $f_n(R)$  la valeur moyenne normale du flux de vent calme à la distance R. Le flux relatif  $f_{sw}$  est calculé en tant que facteur par rapport aux valeurs normales  $f_n(R)$ , car il est utilisé ainsi dans les simulations, comme j'ai expliqué dans le paragraphe 5.1. Le facteur est le même pour toute distance du Soleil, alors nous pouvons toujours nous ramener à des flux de référence à 1 UA, où  $f_n = 2.6 \times 10^8 cm^{-2} s^{-1}$ .

Pour modéliser l'impact d'un CME sur l'émission X post-CX dans l'héliosphère, il y a deux paramètres-clés qui dominent les résultats : la vitesse moyenne et la largeur angulaire du CME. Ces deux paramètres définissent quelles parties de la ligne de visée seront affectées par le CME et à quel moment. L'émissivité sur la ligne de visée est maximale et très sensible aux variations dans les premières 3-4 UA depuis l'observateur. On comprend, alors, de la figure 5.5(a), que la vitesse et la largeur du CME vont être déterminants pour savoir si la ligne de visée MBM 12 sera fortement perturbée pendant l'observation Chandra ou si elle sera "épargnée" de toute variation durant l'observation.

La largeur angulaire d'un CME est très difficile à estimer, puisque l'ouverture apparente peut être trompeuse et beaucoup plus grande que l'ouverture réelle, à cause des effets de projection. L'ouverture angulaire apparente peut atteindre  $360^\circ$  quand le CME provient du centre du disque solaire. Les CME-1 et CME-2 ont été classés comme des événements de Halo Partiels (Partial Halo events), car leur largeur totale angulaire a été estimée de  $2\theta = 168^\circ$  et  $161^\circ$  respectivement d'après le catalogue LASCO. Les images LASCO/C3 présentées dans la figure 5.6, montrent une étendue latitudinale apparente de seulement  $\sim 40^\circ$ , mais comme le CME-1 s'est produit derrière le limbe et était visible depuis la Terre (LASCO), il devait effectivement être très large. La largeur du CME-2 pourrait être un peu plus faible car le CME s'est produit sur la face visible du disque solaire. Si nous considérons une largeur totale intermédiaire pour chacun des CME,  $2\theta = 100^\circ$  pour CME-1 et  $2\theta = 60^\circ$  pour CME-2, nous pouvons obtenir à partir de l'équation 5.9 un flux de protons du vent solaire de  $\sim 5 \times (2.6 \times 10^8) cm^{-2} s^{-1}$  et  $\sim 10 \times (2.6 \times 10^8) cm^{-2} s^{-1}$  respectivement pour CME-1 et CME-2.

Sous les conditions spécifiques décrites ci-dessus, la ligne de visée MBM 12 pour l'observation Chandra a commencé à être "touchée" par la perturbation du CME-1 à une distance environ 1 UA loin

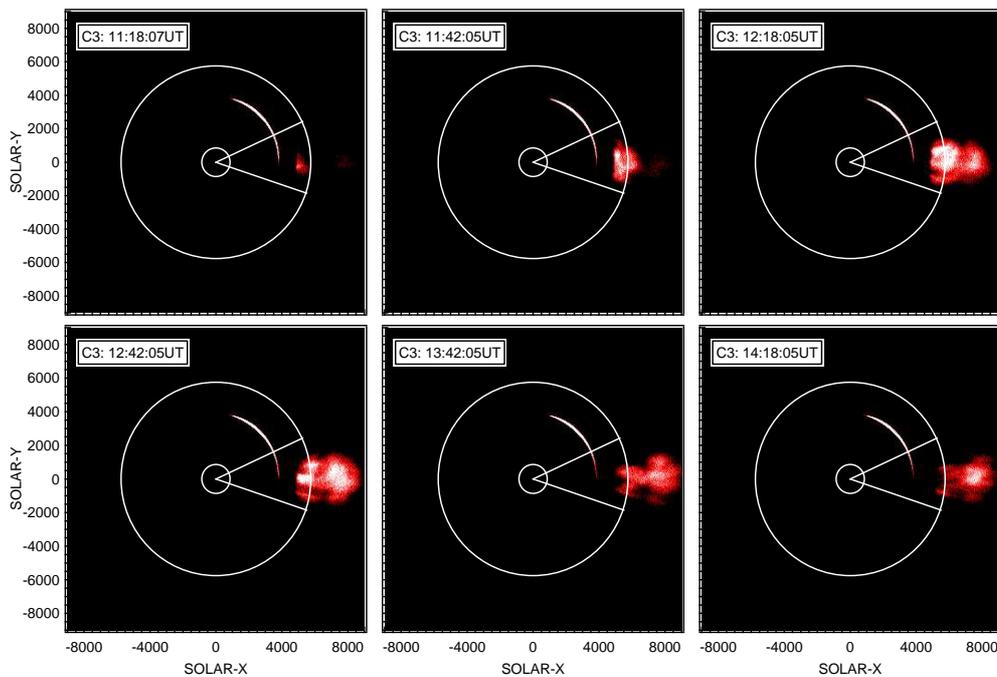


FIG. 5.6 – Série d’images du CME du 12/08/2000 10 :35UT obtenues avec le coronographe LASCO/C3. Le cercle interne représente le Soleil. Le cercle extérieur représente la sphère à 6.4 Rayons Solaires utilisée pour calculer le flux de protons du CME. Le CME croise cette surface dans l’intervalle 11 :18 UT-14 :18 UT.

de l’observateur et à l’instant  $-0.9$  d. La perturbation due au CME-2 a commencé environ à une distance de 2 UA de l’observateur, et un peu plus tard, au début de l’observation Chandra ( $\sim 0$  d).

## 2. Résultats

L’influence combinée des deux CME sur l’émission X est présentée avec les courbes de lumière simulées dans la figure 5.7 pour les deux raies O VII (0.57 keV) et O VIII (0.65 keV). Dans la figure la courbe rouge représente l’évolution de l’intensité O VII et la courbe bleue l’évolution de l’intensité O VIII. Les valeurs des raies O VII et O VIII pour la Bulle Locale avec leur barres d’erreur mesurées dans l’analyse Smith et al. (2005) sont présentées avec le point rouge et le triangle bleu respectivement. La double flèche horizontale montre l’intervalle de l’observation Chandra.

Le premier résultat qu’il faut noter est que la grande augmentation de l’abondance relative de l’ion  $O^{8+}$ , durant toute la période d’observation, d’un facteur 3.6 par rapport aux valeurs normales du vent solaire lent ( $[O^{8+}] = 0.07$ ) provoque une forte augmentation de l’intensité dans la raie O VIII, du même facteur moyen environ. Comme l’abondance relative de l’ion  $O^{7+}$  était proche des valeurs normales pour cette période solaire, il n’y a pas d’augmentation du niveau moyen pour la raie O VII.

En plus de la grande influence de l’abondance de l’ion  $O^{8+}$ , l’impact des deux CME provoque une légère augmentation supplémentaire des intensités des deux raies. Ainsi, pour la durée de l’observation Chandra, les simulations produisent en moyenne 1.49 LU pour la raie O VII et 2.13 LU pour la raie O VIII. Ceci signifie une augmentation de 12% pour la raie O VII et de plus de 300% pour la raie O VIII par rapport aux intensités ‘zéro’ de cette visée et pour la même date. En rappelant que les intensités mesurées dans les données Chandra ON-CLOUD (pour la Bulle Locale seulement) sont  $1.79 \pm 0.55LU$  pour la raie O VII et  $2.34 \pm 0.36LU$  pour la raie O VIII, nous trouvons que les résultats des simulations sont très proches de ces valeurs et en tout cas dans les limites des barres d’erreurs mesurées.

Dans leur discussion, Smith et al. (2005) avaient déjà conclu que l’émission détectée dans la raie O VIII devait être due aux échanges de charges dans l’héliosphère. En effet, leur argument est que seuls des modèles de la Bulle Locale hors équilibre peuvent prédire une raie O VIII détectable par rapport à la raie O VII. Hors, dans le cas du MBM 12, la raie O VIII est non seulement détectée mais supérieure à la raie O VII et aussi supérieure aux intensités O VIII mesurées lors d’autres observations aux hautes latitudes galactiques qui contenaient non seulement la Bulle Locale, mais aussi une grande partie du Halo

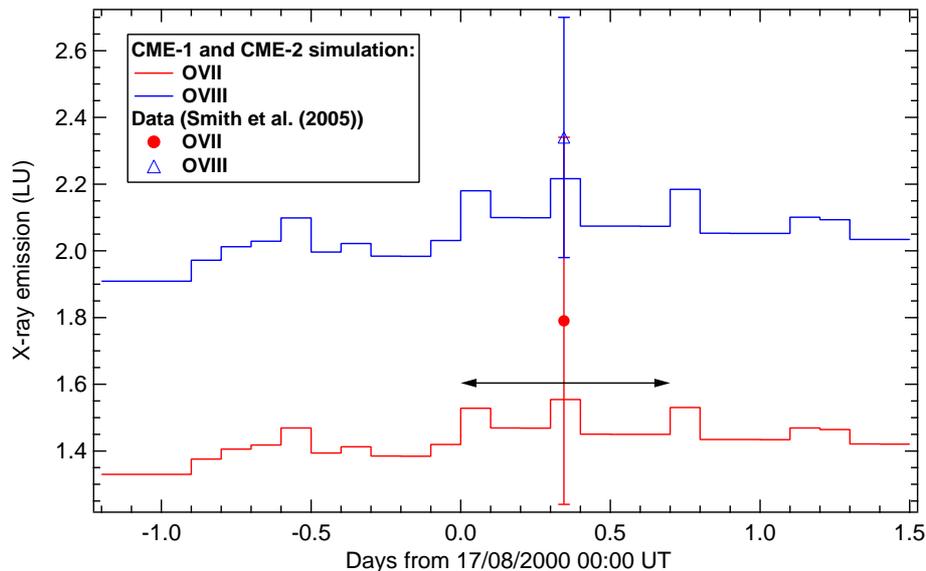


FIG. 5.7 – Courbes de lumière simulées pour les raies O VII (courbe rouge) et O VIII (courbe bleue) en LU pour l’observation du MBM 12 avec Chandra (17/08/2000 01 :04UT) sous l’effet combiné des CME-1 et CME-2 (pour plus de détails voir §5.3.1). Les intensités dérivées de l’analyse Chandra sont aussi présentées (Smith et al., 2005) : O VII point rouge, O VIII triangle bleu. La double fleche horizontale présente les limites de la pose ON-CLOUD Chandra.

#### Galactique.

Pour l’estimation de la contribution des échanges de charge héliosphériques, Smith et al. (2005) se basent sur les valeurs de l’émission géocoronale détectée lors des observations ‘Dark Moon’ avec Chandra (Wargelin et al., 2004). Après un bref raisonnement sur la géométrie d’observation et les rapports des émissions héliosphérique et géocoronale, ils estiment la contribution héliosphérique à 1.4 LU pour O VII et 0.56 LU pour O VIII, ce qui est du même ordre que nos valeurs d’intensité ‘zéro’. Ils jugent la valeur O VII suffisante pour expliquer l’intensité observée, mais que la raie O VIII mesurée est toujours largement supérieure aux prédictions. Ainsi, ils discutent la possibilité de l’influence d’un ou plusieurs CME sur leurs observations, et trouvent cette hypothèse très probable, malgré le fait qu’ils ne disposent pas des moyens pour la modéliser et l’estimer précisément. Par ailleurs, ils écartent les possibilités que l’émission soit expliquée avec des modèles collisionnels hors équilibre de la Bulle Locale et aussi avec des processus de recombinaison dans les modèles plasma.

On comprend, alors, que pour l’observation MBM 12 avec Chandra, on pourrait attribuer (quasiment) toute la composante proche du fond diffus X à l’émission héliosphérique due aux échanges de charge, non seulement dans la raie O VIII mais probablement aussi dans la raie O VII.

### Suzaku, 3-8 février 2006

#### a) Géométrie

L’observation de MBM 12 avec Suzaku s’est déroulée en deux phases consécutives : une pose ON-CLOUD entre le 3 et 6 février 2002 pour une durée totale de 231 ks et immédiatement après, une pose OFF-CLOUD entre le 6 et le 8 février pour une durée totale de 168 ks (Smith et al., 2007). La Terre (c. à d. le satellite en approximation) se trouvait à une position d’environ  $137^\circ$  de longitude héliocyclique pour la période du 03-08/02/2006. Pendant la pose ON-CLOUD le satellite pointait vers la direction du nuage  $(l, b) = (159.2^\circ, -34.47^\circ)$ , ou  $(\lambda, \beta) = (47^\circ, 3^\circ)$  en coordonnées héliocycliques. La ligne de visée OFF-CLOUD pointait environ  $3^\circ$  loin du nuage, aux coordonnées galactiques  $(157.3^\circ, -36.8^\circ)$ , soit  $(44^\circ, 2^\circ)$  en coordonnées écliptiques. La géométrie des observations est présentée dans la figure 5.5(b), où on remarque que pour cette date, les deux lignes de visée pointent à travers le cône gravitationnel de l’hélium.

### b) Analyse publiée sans échange de charge

Le modèle appliqué par Smith et al. (2007) aux spectres observés est légèrement différent de celui utilisé pour les spectres Chandra. Il comprend (i) deux lois de puissance brisées absorbées pour le fond diffus cosmique distant, (ii) trois gaussiennes pour représenter les raies de la Bulle Locale : N VI, C VI(Ly $\beta$ ) (toutes les deux à  $\sim 0.43$  keV) et O VII à 0.57 keV, et (iii) une combinaison de bremsstrahlung absorbée avec une raie Fe pour l'émission de XY Ari résiduelle. Cette émission résiduelle, malgré le fait que la source XY Ari est enlevée, contamine encore le spectre au dessus de 1 keV, mais pour notre comparaison n'est pas très gênante puisque nous ne sommes intéressés qu'aux énergies 0.5-0.7 keV.

La partie proche de l'émission, qui est générée devant le nuage est considérée identique pour l'observation ON et OFF cloud. Le continuum thermique de la Bulle Locale est encore négligé, car il est important seulement en dessous de 0.4 keV qui est la limite de bonne résolution avec Suzaku. Pour avoir une estimation sur la raie O VIII, les auteurs ont rajouté une fonction delta à 0.653 keV. Les composantes distantes du spectre sont soumises à une absorption qui dépend de la colonne densité de l'hydrogène ON-CLOUD ( $N_H = 4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ) et OFF-CLOUD ( $N_H = 8.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ). Pour évaluer l'émission distante des raies O VII et O VIII, Smith et al. (2007) ont rajouté deux gaussiennes aux énergies 0.57 keV et 0.653 keV respectivement.

En supposant, alors, que la contamination par l'avant plan de l'émission (composante proche) est identique et l'émission des échanges de charge stable pour les observations ON et OFF, la différence des deux devrait donner une estimation de l'émission lointaine, originaire du disque et du halo galactique. Pour la partie ON de l'émission, l'analyse de Smith et al. (2007) a donné  $(3.34 \pm 0.26)$  LU et  $(0.24 \pm 0.10)$  LU pour le flux des raies O VII et O VIII respectivement. D'autre part, quand nous ajoutons à l'émission locale les composantes distantes, non-absorbées, des raies O VII et O VIII mesurées pendant la pose OFF-CLOUD, nous retrouvons un flux total de  $(5.68 \pm 0.59)$  LU et  $(1.01 \pm 0.26)$  LU respectivement pour O VII et O VIII.

Les valeurs des raies ON-CLOUD mesurées avec Suzaku, qui peuvent être comparées aux mesures Chandra (17/08/2000), sont assez différentes de ces dernières. D'une part, ceci est naturel, car dans les deux analyses de données les auteurs n'ont pas utilisé exactement le même modèle. Dans l'analyse des données Suzaku, Smith et al. (2007) ont modélisé la composante absorbée par des lois de puissance, tandis que pour les données Chandra, Smith et al. (2005) ont supposé de l'émission de plasma thermique pour la composante absorbée du Halo Galactique. Le spectre d'émission d'un plasma chaud est composé d'un fond continu et des raies qui, selon la température du plasma, peuvent être importantes dans le domaine 0.5-0.7 keV et notamment les raies O VII (0.57 keV) et O VIII (0.65 keV). A l'opposé, un spectre en loi de puissance ne produit que de l'émission continue. Ainsi, on peut comprendre que les intensités des gaussiennes O VII et O VIII rapportées dans l'analyse Chandra sont biaisées par le modèle qui pourrait attribuer une partie de l'émission proche à de l'émission du halo galactique réussissant à traverser le nuage. L'intensité réelle de ces raies du halo n'est pas explicitement mentionnée dans l'analyse Chandra.

D'autre part, en comparant les résultats Chandra avec les résultats Suzaku, Smith et al. (2007) affirment que le vent solaire était stable en moyenne, sauf pendant une courte période à la fin de l'observation ON-CLOUD. Ils en concluent, donc, que les divergences des résultats sont dues au bruit de fond élevé pendant les observations Chandra et aux incertitudes sur ce bruit. Aussi, ils estiment que la présence des CME a profondément affecté l'observation Chandra et augmenté ces incertitudes. Malgré tout, ils reconnaissent que l'influence des émissions dues aux échanges de charge ne peut pas être estimée précisément et peut contaminer les émissions locales O VII et O VIII détectées jusqu'à un degré inconnu.

### c) Notre analyse

Ce sont ces émissions que nous essayons d'estimer, pour les conditions des observations MBM 12, en tenant compte des géométries exactes des poses ON et OFF, ainsi que l'éventuelle influence des variations du vent solaire (flux et abondances). Mais, avant d'appliquer les simulations dynamiques aux champs MBM 12/Suzaku, je dois préciser trois effets partiellement responsables de la différence entre les résultats Chandra et les résultats Suzaku, et aussi qui pourraient contribuer à la hausse de l'émission non-absorbée OFF par rapport à l'émission absorbée ON.

Le premier point, qui est le plus important, est le passage d'une période de maximum solaire en

2000 (observation Chandra) au minimum solaire en 2006 (observations Suzaku). Comme nous avons déjà démontré dans les cartes monochromatiques calculées avec le modèle statique (fig. 4.4-4.8), pour des lignes de visée à basses latitudes l'émission X due aux échanges de charge est plus intense pendant le minimum que pendant le maximum solaire, car la concentration des neutres est plus importante pendant le minimum. En effet, pendant le minimum les processus d'ionisation sont moins efficaces, et les atomes H et He sont moins 'détruits'. De plus, la force de gravitation est plus importante que la pression de radiation, ce qui donne des trajectoires convergentes aux atomes d'hydrogène qui remplissent la cavité d'ionisation. Le cône de gravitation de l'hélium est aussi plus dominant, puisque les atomes He sont moins détruits par la photoionisation.

Deuxièmement, il faut particulièrement noter la différence entre les géométries d'observations Chandra et Suzaku (fig. 5.5). Chandra le 17/08/2000 se trouvait à  $324^\circ$  et pointait dans la direction Down-Wind, où se situe environ MBM 12, mais la ligne de visée était quasi-parallèle au cône He, l'évitant de justesse et ainsi évitant l'excès d'émission X que celui-ci aurait provoqué via les échanges de charge. Au contraire, Suzaku, pendant les deux observations ON et OFF pointe MBM 12 et sa région directement à travers le cône He. De plus, le cône se trouve seulement à 1-2 UA environ sur la ligne de visée, donc sur la partie la plus émissive de celle-ci. Ceci rajoute une raison pour laquelle Suzaku devrait mesurer des intensités O VII et O VIII plus élevées que Chandra.

Enfin, pour la hausse de l'intensité OFF par rapport à l'intensité ON des données Suzaku, à part la différence de colonne absorbante entre les deux poses, il faut noter la différence de  $3^\circ$  entre la visée ON et la visée OFF, qui influe sur la contribution des échanges de charge à l'émission. Comme j'ai noté, la visée ON pointe vers des coordonnées écliptiques ( $47^\circ$ ,  $3^\circ$ ) et la visée OFF vers des coordonnées ( $44^\circ$ ,  $2^\circ$ ). Dans la figure 5.5(b), on voit que la ligne de visée OFF traverse une partie du cône He plus proche du Soleil que la LOS ON, et donc plus dense. En moyenne, dans le cône d'hélium, la densité des atomes He atteint un pic autour de 0.8-1 UA et ensuite décroît jusqu'à l'infini. Les deux lignes de visée croisent le cône plus loin que 1 UA, représentée avec l'orbite terrestre (le cercle noir dans la figure 5.5(b)), et donc la ligne de visée la plus interne traverse, en effet, une région plus dense.

Ainsi, globalement, on s'attend à ce que les mesures Suzaku montrent un niveau supérieur aux mesures Chandra, ce qui peut être confirmé aussi par les valeurs du modèle statique (niveau 'zéro') pour les conditions des observations Suzaku. Le modèle statique pour la géométrie Suzaku/ON donne des intensités de 3.82 LU et 1.48 LU pour les raies O VII et O VIII respectivement. Pour la géométrie Suzaku/OFF ( $3^\circ$  plus proche du Soleil) il donne 4.05 LU et 1.57 LU respectivement pour O VII et O VIII, légèrement en hausse par rapport aux intensités ON. A comparer avec les intensités 'zéro' ON simulées pour le cas Chandra (O VII : 1.33 LU, O VIII : 0.52 LU), celles de Suzaku sont  $\sim 3$  fois supérieures.

Naturellement, la différence de géométrie d'observation ne peut expliquer à elle seule l'écart entre les intensités de la pose ON et la pose OFF, à laquelle vient s'ajouter la composante galactique et extra-galactique non-absorbée du fond diffus X. Mais le modèle SWCX statique indique pour la pose OFF une contribution de l'héliosphère de  $\sim 6\%$  en plus de l'intensité héliosphérique prédite pour la pose ON, tandis que dans l'analyse de données Suzaku, Smith et al. (2007) ont considéré la contribution de la composante locale X identique pour les deux poses.

Après une première analyse des niveaux 'zéro' d'intensité prédits par le modèle statique, nous allons examiner l'influence du sursaut de vent solaire survenu à la fin de l'observation ON-CLOUD. Le vent solaire était particulièrement lent dans la période des observations Suzaku, à une vitesse de seulement  $V_{SW} = 350 \text{ km/s}$ . Nous modélisons le sursaut de vent solaire avec une fonction créneau de flux maximum  $2.01 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  enregistré par WIND à l'instant  $T_o = 2.2 \text{ d}$  (voir eq. 5.3) mesuré à partir du 03/02/2006 00 :00 UT. La durée du créneau est de 0.75 d. Après la fin du sursaut solaire, le flux de protons solaires reste à un niveau élevé de  $1.7 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . La vraie courbe du flux du vent solaire et la fonction créneau sont présentées dans le panneau inférieur de la figure 5.8 en traits pointillés et traits pleins respectivement. Dans la même figure je présente aussi les courbes de lumière issues des simulations pour les raies O VII (courbe rouge) et O VIII (courbe bleue discontinue). Les traits verticaux délimitent le début et fin de la période d'observation et le trait vertical discontinu représente le passage de la pose ON-CLOUD à celle OFF-CLOUD.

Jusque là, le modèle statique prévoyait des intensités plus élevées pour la pose ON que celles mesurées, et qui seraient encore modifiées à la hausse avec l'impact du sursaut du vent solaire. Par contre,

les abondances des ions  $O^{7+}$  et  $O^{8+}$  sont en baisse pendant toute la période d’observation. Avant le sursaut du vent, l’abondance  $O^{7+}$  était environ la moitié ( $[O^{7+}/O] = 0.11$ ) de la valeur normale (voir table 2.1) du vent lent qui domine les régions écliptiques, ce qui entraîne une baisse initiale du niveau 0 de la raie O VII du même facteur. Durant le sursaut et après celui-ci, l’abondance  $O^{7+}$  remonte à de valeurs plus hautes ( $[O^{7+}/O] = 0.18$ ) mais toujours en légère baisse par rapport aux normales.

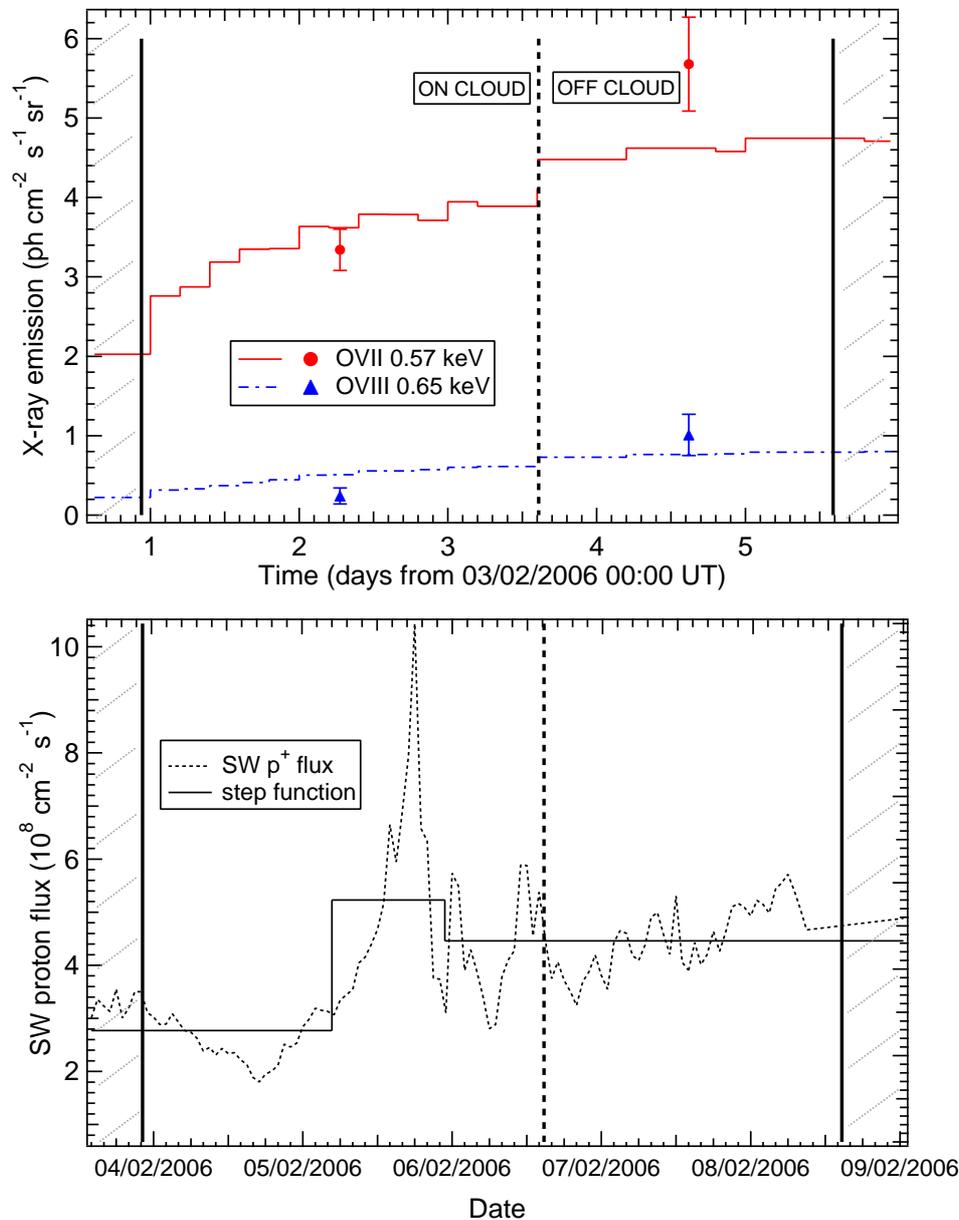


FIG. 5.8 – *panneau Haut* : Courbes de lumière simulées pour les raies O VII (courbe rouge) et O VIII (courbe bleue discontinue) en LU pour les observations ON (17/08/2000 01 :04UT) et OFF (17/08/2000 01 :04UT) du MBM 12 avec Suzaku. Les intensités dérivées de l’analyse de données Suzaku sont aussi présentées (Smith et al., 2007) : O VII points rouges, O VIII triangles bleus. *panneau Bas* : Courbe du flux de protons solaires (trait pointillé) et la fonction créneau utilisée dans la simulation (trait plein). Pour plus de détails voir §5.3.1.

Les données ACE/SWICS pour l’ion  $O^{8+}$  ont une très mauvaise statistique mais indiquent aussi une abondance très basse pour cet ion ( $[O^{8+}/O] = 0.01$ ) qui a aussi réduit initialement le niveau d’intensité pour la raie O VIII. L’abondance  $O^{8+}$  reste très basse durant tout la période d’observation, ainsi pour les phases pendant et après le créneau, nous considérons des valeurs  $[O^{8+}/O] = 0.02$  et  $0.03$  respectivement, tout en sachant que les mesures ACE/SWICS sont très incertaines.

Les résultats des simulations sont présentés, comme j’ai mentionné, dans le panneau supérieur de la

figure 5.8. En effet, on remarque que les valeurs initiales dans les courbes de lumière sont très basses par rapport aux valeurs prévues dans le modèle statique, mais elles remontent assez rapidement, quand le créneau de surdensité de vent solaire commence à 'toucher' la ligne de visée à l'instant  $T_i = 1$  d. Cette hausse du vent solaire qui affecte successivement toutes les deux poses, accentue encore plus l'écart des valeurs ON-OFF déjà présent dans le modèle statique.

Ainsi, en faisant la moyenne sur la durée de chaque pose, nous retrouvons les intensités suivantes : (i) pour O VII, on obtient 3.56 LU pour la pose ON et 4.62 LU pour la pose OFF, soit une augmentation relative de  $\sim 30\%$ , (ii) pour O VIII, on obtient 0.5 LU pour la pose ON et 0.77 LU pour la pose OFF, soit 54% d'augmentation. Les valeurs simulées ON-CLOUD sont légèrement supérieures à celles mesurées dans les données Suzaku, mais dans les limites des barres d'erreurs, ce qui suggère que toute l'émission d'avant-plan dans la bande 0.5-0.7 keV serait générée dans l'héliosphère via les échanges de charge.

D'autre part, pour l'émission OFF-CLOUD, les simulations prévoient des niveaux inférieurs à ceux mesurés. Ceci est logique, puisque dans les valeurs mesurées il faut à présent inclure l'intensité produite dans la composante distante qui n'est plus absorbée. Par contre, nos résultats suggèrent que **l'émission distante est surestimée d'environ la même quantité que l'augmentation de l'intensité SWCX (30% pour O VII et 54% pour O VIII)** dans l'analyse Smith et al. (2007), **puisque il ne faut pas négliger la hausse supplémentaire introduite, en partie par la différence des géométries d'observations, mais surtout à cause de l'influence des variations du vent solaire sur les DEUX poses Suzaku.**

### 5.3.2 Vers un filament absorbant à haute latitude sud

Un nuage filamentaire absorbant (en anglais South Galactic Filament-SGF) situé dans l'hémisphère galactique sud ( $279^\circ$ ,  $-46^\circ$ ) a été choisi par Henley et al. (2007) et Henley et Shelton (2007) pour contraindre les composantes proche (Bulle Locale) et distantes (Halo Galactique et extragalactique) du fond diffus X. La première observation du SGF a été effectuée avec XMM (Henley et al., 2007) et la deuxième avec Suzaku (Henley et Shelton, 2007), chacune séparée en deux poses consécutives ON-Filament et OFF-Filament. Le but des études combinées était d'utiliser la différence de la colonne densité dans les deux directions (ON :  $9.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  et OFF :  $1.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ) pour séparer l'émission non-absorbée d'avant plan attribuée à la Bulle Locale, et les émissions absorbées du halo galactique et extragalactique.

Le modèle spectral de base pour les deux études était le même : (i) une composante non-absorbée de plasma chaud en équilibre collisionnel pour la Bulle Locale, (ii) deux composantes plasma absorbées pour le Halo Galactique et (iii) une loi de puissance absorbée pour les sources extragalactiques non-résolues (AGN). L'absorption a été déterminée par la colonne densité dans chaque direction de visée, comme j'ai mentionné précédemment.

Dans les paragraphes suivants je détaille les résultats obtenus par Henley et al. (2007) avec XMM et Henley et Shelton (2007) avec Suzaku pour les raies O VII et O VIII dans la direction du SGF, et leur différences. Puis, nous présentons l'estimation de notre modèle SWCX de la contribution de l'émission X héliosphérique dans la direction SGF pour les conditions des observations XMM et Suzaku.

#### Poses XMM 03/05/2002

##### a) Géométrie

XMM a observé le SGF le 03/05/2002 pendant deux poses consécutives, ON et OFF filament, pour une durée totale de 12.8 ks et 27.8 ks respectivement. Après suppression des périodes d'éruptions avec la procédure standard, la durée utile restante est de 11.9 ks pour la pose ON et seulement 4.4 ks pour la pose OFF. Le système XMM-Terre était situé à une longitude de  $222^\circ$ , et les lignes de visée SGF ON et OFF pointaient à des latitudes hautes Sud, à ( $352^\circ$ ,  $-75^\circ$ ) et ( $353^\circ$ ,  $-73^\circ$ ) respectivement pour la date du 03/05/2002.

##### b) Analyse publiée sans échanges de charge

Dans l'analyse des données XMM, Henley et al. (2007) ont ajusté aux spectres ON et OFF le modèle standard décrit précédemment, simultanément et pour les deux caméras MOS1 et MOS2. Leur modèle de plasma chaud pour la Bulle Locale a les paramètres ajustés suivants : une température de  $T = 1.15 \times 10^6 \text{ K}$

TAB. 5.2 – Résumé des intensités O VII et O VIII mesurées et simulées dans l’observation XMM/SGF. ATTENTION : Les valeurs d’intensité O VII et O VIII ne se réfèrent pas toujours à la même composante de l’émission diffuse X. Le modèle SWCX se réfère à la composante héliosphérique, les mesures Henley et al. (2007) à l’intensité attribuée à la Bulle Locale, et les mesures XMM/PLC et XMM/TCZEROX à l’intensité totale mesurée dans les raies (héliosphère et/ou Bulle Locale + Halo Galactique). Pour plus de détails lire le §5.3.2.

	SWCX		Henley et al. (2007)	XMM/PLC		XMM/TCZEROX	
	ON	OFF	Bulle Locale	ON	OFF	ON	OFF
O VII	3.16	3.47	$3.4^{+0.6}_{-0.4}$	$11.38^{+1.51}_{-1.65}$	$16.95^{+2.66}_{-2.67}$	$13.23 \pm 1.37$	$16.55 \pm 2.5$
O VIII	1.02	1.11	1.0	$3.36^{+0.73}_{-0.70}$	$2.74^{+1.10}_{-1.06}$	$5.07^{+0.68}_{-0.64}$	$3.52^{+1.10}_{-1.06}$

et une mesure d’émission E.M. =  $0.018 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}^{(5)}$ . Pour ces paramètres, un modèle de Bulle Local standard produit 2.9 LU pour la raie O VII et 0.017 LU pour la raie O VIII (Henley et al., 2007, , d’après la base de données ATOMDB <sup>(6)</sup>).

Les auteurs ont remplacé leur modèle standard par une variante : ils introduisent deux Gaussiennes représentant les raies O VII et O VIII de la Bulle Locale. Le modèle utilisé pour la Bulle Locale, garde la même température, mais l’abondance d’oxygène est mise à zéro pour modéliser seulement le continu et les raies restantes. Les largeurs des Gaussiennes ont été fixées à zéro et les énergies ont été fixées à 0.5681 keV pour le triplet O VII et à 0.6536 keV pour la raie O VIII. Les intensités des raies O VII et O VIII mesurées, alors, sont  $3.4^{+0.6}_{-0.4}$  LU et 1.0 LU respectivement, ce qui est légèrement supérieur aux prédictions du modèle standard ATOMDB.

### c) Notre analyse

L’année 2002 étant considérée comme année maximum, nous utilisons le modèle statique correspondant. L’intensité héliosphérique ‘zéro’ prédite pour ces conditions est 2.32 LU pour la raie O VII et 0.92 LU pour la raie O VIII.

Les mesures des instruments solaires au niveau de la Terre montrent des variations moyennes de vent solaire mais qui ne sont pas assez nettes pour être modélisées comme des fonctions créneaux. Dans le catalogue CME de LASCO, nous retrouvons un CME déclenché le 30/04/2002 à 23 :32 UT ( $T_o + \Delta t = (-2.02 + 0.167) \text{ d}$ ), et se propageant à une vitesse moyenne  $V_{SW} = 1100 \text{ km/s}$ . D’après les éléments du catalogue, le CME est centré à environ  $307^\circ$  de longitude héliocentrique, et doit avoir une demi-largeur angulaire de  $\theta \sim 65^\circ$ . Ces paramètres se traduisent par un flux de protons solaire de  $f_{SW} = 6 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Si nous adoptons des abondances modérément augmentées, comme il est suggéré dans les données ACE/SWICS, 0.30 et 0.08 respectivement pour  $O^{7+}$  et  $^{8+}$ , nous obtenons les valeurs suivantes pour les poses ON et OFF : 3.16 LU (ON) et 3.47 LU (OFF) pour la raie O VII et 1.02 LU (ON) et 1.11 LU (OFF) pour la raie O VIII. Ces valeurs simulées, ainsi que celles obtenues par Henley et al. (2007) pour la Bulle Locale et celles mesurées pour le total d’intensité des raies (émission d’avant plan + émission résiduelle du halo) dans nos deux ajustements (PLC, TCZEROX) des données XMM sont résumées dans la table 5.2.

A comparer les résultats de notre simulation avec l’émission des raies attribuée à la Bulle Locale par Henley et al. (2007), aussi bien les intensités ‘zéro’ que les intensités modifiées par le CME sont comparables avec les intensités mesurées et les émissions CX pourraient constituer une large portion de (si non toute) l’émission attribuée à la Bulle. De plus, avec l’impact du CME, l’intensité X de l’héliosphère de la pose OFF, surtout pour la raie O VII, est de  $\sim 10\%$  plus élevée que pour la pose ON. Henley et al. (2007) ont fait l’hypothèse que l’émission de la Bulle Locale est identique pour les deux poses, attribuant cette augmentation de 10% dans l’héliosphère au Halo Galactique.

Dans notre ajustement spectral des données XMM, puisque nous n’avons fait aucune hypothèse ad-hoc sur la nature de l’émission des raies O VII et O VIII (voir §5.2.2) et avons seulement soustrait le

<sup>5</sup>La Mesure d’Emission E.M. =  $\int n_e^2 dl$ , où  $n_e$  est la densité électronique dans le plasma

<sup>6</sup><http://cxc.harvard.edu/atomdb/>

continu, les intensités mesurées et présentées dans les colonnes XMM/PLC et XMM/TCZEROX de la table 5.2 contiennent la somme des contributions d'avant plan (héliosphère et/ou Bulle Locale) et distantes (Halo Galactique et extragalactique). Si l'on soustrait la contribution héliosphérique à l'intensité mesurée des raies, il reste une émission qui devrait être la somme des contributions de la Bulle Locale et du Halo Galactique, ce qui changerait considérablement les paramètres supposés pour ces deux composantes.

Le filament SGF est un absorbeur moyennement puissant. Henley et al. (2007) commentent le fait que la colonne densité dans la direction SGF-ON est beaucoup plus faible que celle d'autres observations d'ombres :  $4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  pour MBM 12 (Smith et al., 2005, 2007), et jusqu'à  $\sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$  pour Barnard 68 (Freyberg et al., 2004), qui ont donné des températures supérieures pour la Bulle Locale ( $10^{6.21}$  K). Pour ce type d'absorbeurs, il est plus facile de départager les émissions proches et lointaines, car ces nuages ont une épaisseur optique  $\sim 2$ , ce qui signifie une transmission inférieure à 14% pour la raie O VIII. Ainsi, l'émission lointaine est mieux absorbée par le nuage, ce qui implique une certitude plus importante pour les mesures d'avant plan et donc la détermination de la température de la Bulle Locale. A l'opposé, le Filament a une transmission plus élevée, d'environ 61% pour l'énergie O VIII, ce qui rend beaucoup plus difficile la détermination certaine de l'émission d'avant plan et de l'émission distante qui s'est infiltrée à travers le filament.

Pour étudier cette différence entre le SGF et les résultats de MBM 12 et Barnard 68, Henley et al. (2007) ont tenté d'ajuster les spectres XMM avec un modèle de Bulle Locale plus chaude ( $10^{6.21}$  K), qui induirait une émission plus importante de la raie O VIII de la Bulle. Cependant, un tel modèle rentre en conflit avec des mesures FUSE dans le domaine UV/EUV, car par cascades il impose un halo plus froid, et une raie O VI ( $1032\text{\AA}$ ) de ce halo au dessus des valeurs permises par FUSE (Shelton et al., 2007). Ils sont, alors, contraints d'admettre une nature anisotrope de la Bulle Locale pour différentes lignes de visée, pour reconcilier les résultats de tous les cas d'ombres et les résultats FUSE. Notre étude propose une approche différente : si l'émission jusqu'alors attribuée à la Bulle Locale est largement ou entièrement d'origine héliosphérique, il n'y a pas besoin d'augmentation de la température de la Bulle Locale, ni de lui attribuer une nature anisotrope pour expliquer les différences d'intensité selon la ligne de visée. Alors, dans ce cas, il n'y aurait pas besoin de basculer vers un Halo plus froid pour compenser l'augmentation de température de la Bulle Locale, et donc il n'y aurait pas de divergence avec les mesures FUSE.

## Observations Suzaku du 01/03/2006

### a) Analyse publiée sans échanges de charge

Les observations Suzaku sur le SGF ont été effectuées le 01/03/2006 16 :56 UT pour une durée totale de  $\sim 80$  ks (ON-filament) et le 03/03/2006 20 :52 UT pour une durée totale de  $\sim 100$  ks (OFF-filament). Pour les données Suzaku, Henley et Shelton (2007) appliquent le même modèle standard que celui utilisé pour les données XMM (Bulle Locale plasma chaud, non-absorbée + Halo galactique plasma chaud absorbé + loi de puissance extragalactique absorbée) et ils trouvent des paramètres de température plasma de la Bulle Locale et du Halo très différents de ceux venant de l'analyse XMM/SGF en 2002. Plus précisément, ils détectent une intensité O VII beaucoup plus faible pour la Bulle Locale (seulement 0.17 LU), tandis que la raie O VIII est à la limite de détection. L'intensité de ces raies pour la composante du Halo n'est pas mentionnée.

L'écart entre les résultats des deux observations laisse Henley et Shelton (2007) perplexes. Ils estiment que les échanges de charge ne peuvent pas être à l'origine de cette différence. D'après les mesures des instruments solaires, l'observation Suzaku/SGF s'est déroulée pendant une période de vent solaire très calme. Henley et Shelton (2007) en déduisent que l'émission due aux échanges de charge était négligeable et que de toute façon elle devrait avoir les mêmes valeurs dans les deux observations XMM et Suzaku.

### b) Notre analyse

La différence entre les deux observations se situe, une fois de plus, dans les conditions d'activité solaire avec le passage de maximum solaire pour l'année 2002 au minimum solaire en 2006, comme dans

le cas MBM 12 observé par Chandra en 2000 et par Suzaku en 2006. Mais, et c'est très important, pour une géométrie d'observation polaire comme le filament ( $352^\circ$ ,  $-75^\circ$ ), l'effet est opposé par rapport à celui du MBM 12 qui se trouvait très proche du plan écliptique. En effet, pour des lignes de visée polaires, c'est l'anisotropie du vent solaire, ainsi que les différences d'abondance et de sections efficaces des réactions de CX que celle-ci entraîne, qui dominent les caractéristiques de l'émission. Pendant le minimum solaire, les lignes de visée polaires sont surtout affectées par le vent rapide qui a une composition en ions lourds très différente du vent lent, dominant dans la zone équatoriale et aussi pendant le maximum d'activité solaire. L'ion  $O^{8+}$  est complètement absent du vent rapide et l'ion  $O^{7+}$  est fortement réduit, atteignant une abondance relative de  $\left[\frac{O^{7+}}{O}\right] = 0.07$  seulement. Par conséquent, pour la direction polaire du SGF on s'attend à voir une regression très forte du niveau d'émission dans les deux raies O VII et O VIII en passant du maximum au minimum solaire, ce qui est confirmé dans les données XMM et Suzaku ou l'intensité chute quasiment d'un ordre de grandeur.

Les conditions du vent solaire pour la période 01-03/03/2006 étaient particulièrement calmes, et par conséquent pour modéliser l'émission X due aux échanges de charge dans l'héliosphère nous n'utilisons que le modèle statique pour des conditions de maximum solaire. L'intensité 'zéro' prévue par le modèle est 0.83 LU pour la raie O VII et 0.07 LU pour la raie O VIII dans la direction SGF. Les seules variations que nous avons introduites dans la modélisation sont celles des abondances  $O^{7+}$  et  $O^{8+}$  qui sont en moyenne très basses, mesurées par ACE/SWICS. En effet, l'abondance  $O^{7+}$  est seulement 0.083 en moyenne pour l'observation ON le 01/03/2006 et environ 2 jours plus tard, pendant la pose OFF le 03/03/2006, elle monte à 0.13. La statistique des données ACE/SWICS pour l'abondance de l'ion  $O^{8+}$  est très mauvaise, mais les données indiquent aussi de très faibles valeurs d'abondance pour  $O^{8+}$  d'environ 0.02 seulement.

Ces conditions d'abondance induisent une baisse encore plus marquée des intensités O VII et O VIII pour l'observations Suzaku/SGF que pour les observations XMM/SGF. La raie O VII prédite fait seulement 0.34 LU et la raie O VIII seulement 0.02 LU, valeurs qui sont d'un ordre de grandeur plus faibles que celles prédites par le modèle SWCX dans le cas XMM/SGF. Cette différence est la même que celle rapportée dans Henley et Shelton (2007) dans la bande Suzaku (0.3-0.7 keV) entre les observations XMM et Suzaku. Dans la bande 0.5-0.7 keV les deux raies O VII et O VIII sont dominantes. Dans la bande 0.3-0.5 keV on retrouve des raies dominantes des ions  $C^{5+}$ ,  $N^{6+}$  et  $N^{5+}$  qui proviennent des réactions CX entre les atomes H, He et les ions  $C^{6+}$ ,  $N^{7+}$  et  $N^{6+}$ . Ces réactions et les cascades radiatives ne sont pas traitées dans les simulations dynamiques, mais on sait que les ions parents de ces émissions ont les mêmes variations d'abondance que les ions  $O^{8+}$  et  $O^{7+}$  entre maximum et minimum (voir table 2.1) et donc les mêmes tendances dans les émissions X qu'ils produisent.

Les intensités O VII et O VIII prédites par le modèle SWCX sont du même ordre de grandeur (voir plus larges) que les intensités attribuées aux raies O VII et O VIII de la Bulle Locale par Henley et Shelton (2007). On peut comprendre, alors, que dans le cas Suzaku l'émission d'avant plan dans la bande 0.5-0.7 keV pourrait être originaire exclusivement de l'héliosphère. Nous devons aussi noter que d'après l'augmentation d'abondance pour l'ion  $O^{7+}$  d'un facteur 1.6 entre les poses ON et OFF, la raie O VII devrait suivre une augmentation du même facteur entre les deux poses. Ceci entraîne une nécessité de revoir l'intensité attribuée au Halo Galactique par Henley et Shelton (2007) suivant l'hypothèse que la composante d'avant plan, supposée générée dans la Bulle Locale, reste la même dans les deux poses.

### 5.3.3 Vers le champ profond Hubble Deep Field North

Le champ profond du satellite Hubble (HDFN), une région particulièrement 'propre', aux coordonnées galactiques ( $126^\circ$ ,  $+55^\circ.2$ ) (ou écliptiques  $148^\circ$ ,  $+57^\circ$ ), a été observé avec XMM-Newton pour développer la modélisation du bruit non-cosmique pour la camera (EPIC = European Photon Imaging Camera). L'ensemble de l'observation était départagé sur quatre poses, programmées sur une période de 16 jours. La quatrième pose, le 01/06/2001 s'est révélée un cas exemplaire de détection des émissions issues des échanges de charge, qui a été analysé dans les travaux de Snowden et al. (2004).

Les auteurs, avec un temps d'exposition utile de 38.1 ks sur un total de 95.4 ks, après avoir retiré les sources ponctuelles et les périodes de haut bruit de particules dû aux éruptions solaires, ont mesuré une chute dans la courbe de lumière de la bande 0.5-0.7 keV, survenue vers le quart final de la pose. Ils ont

TAB. 5.3 – Paramètres et résultats des simulations pour l’observation HDFN du 1 juin 2001. La liste contient les paramètres du vent solaire, et les abondances relatives des ions  $O^{7+}$  et  $O^{8+}$  pour les deux variantes de la simulation, ainsi que le flux mesuré et simulé des raies O VII et O VIII.

Fonction créneau du Flux de Protons				Abondances Relative des Ions			
Simulation 1		Simulation 2		HIGH		LOW	
$T_o + \Delta t$ (d)	$f_{SW}$ (SPFU)	$T_o + \Delta t$ (d)	$f_{SW}$ (SPFU)	$\left[\frac{O^{7+}}{O}\right]$	$\left[\frac{O^{8+}}{O}\right]$	$\left[\frac{O^{7+}}{O}\right]$	$\left[\frac{O^{8+}}{O}\right]$
(0.5 + 0.5)	4	(0.5 + 1.)	10	0.488	0.28	0.125	0.038

Line flux (LU = photons $cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$ )							
	Simulation 1		Simulation 2		SCK04	Data	
	High	Low	High	Low	High	High	Low
O VII	4.20	3.22	9.06	2.02	7.39	15.44	8.14
O VIII	1.99	1.40	5.69	1.18	6.54	8.14	1.96

séparé temporellement la pose en deux ‘régimes’ nommés HIGH et LOW, avant et après la chute respectivement, et ont effectué un ajustement séparé chacun avec quatre composantes ‘modèle’ principales.

D’abord, une composante plasma thermique, non-absorbée, à  $T = 10^6$  K pour modéliser la Bulle Locale. Ensuite, une composante plasma absorbée, aussi à  $T = 10^6$  K, pour le halo galactique bas et un plasma absorbé à  $T = 6 \times 10^6$  K pour la composante chaude du halo galactique ou l’émission du Groupe Local. Enfin, une loi de puissance absorbée avec indice spectral de 1.46, pour les sources extragalactiques. L’absorption est déterminée par la colonne densité de gaz galactique pour cette région  $N_H = 1.5 \times 10^{20} cm^{-2}$ . Dans le spectre HIGH, et seulement lui, ils ont rajouté une série de gaussiennes pour représenter les raies produites par échanges de charge dans le système solaire. Les raies incluses sont : C VI à 0.37 et 0.46 keV, le triplet O VII à 0.57 keV, les raies O VIII à 0.65 et 0.81 keV, la raie Ne IX à 0.91 keV et enfin la raie Mg XI à 1.34 keV. Leur analyse a donné un flux de photons dû aux CX de 7.39 LU et 6.54 LU pour O VII et O VIII respectivement pour le régime HIGH seulement, puisque la contribution des échanges de charge dans le régime LOW a été supposée nulle.

Dans la section 5 de notre article Koutroumpa et al. (2006), j’avais effectué une première modélisation préliminaire de l’observation XMM/HDFN basée sur le même principe de simulation dynamique que celui présenté de ce chapitre. J’avais utilisé une géométrie simplifiée, supposant que la ligne de visée HDFN se trouve dans le plan écliptique. Dans Koutroumpa et al. (2007) nous avons approfondi l’étude en considérant la véritable géométrie d’observation.

Dans ce paragraphe je présente les simulations de l’observation HDFN, premièrement en tenant compte de la vraie géométrie de la visée (observateur à  $\lambda_{obs} = 251^\circ$ , LOS pointe en arrière à  $\lambda, \beta = 48^\circ, 57^\circ$ ) et en re-analysant les données XMM avec le modèle décrit dans le paragraphe 5.2.2. J’ai utilisé des abondances en accord avec le rapport des raies O VII et O VIII calculé dans l’analyse Snowden et al. (2004). Les valeurs sont communes pour les deux simulations et détaillées dans la table 5.3. La différence entre les deux simulations se trouve dans la fonction créneau adoptée pour modéliser le flux de protons du vent solaire et la façon dont elle affecte la ligne de visée, en considérant la vraie géométrie d’observation. Ces différences sont aussi présentées dans la table 5.3 ainsi que les résultats de chaque simulation pour les raies O VII et O VIII en LU. Dans la table sont aussi incluses les intensités des raies mesurées, selon l’analyse Snowden et al. (2004) (colonne SCK04) ou la re-analyse effectuée en collaboration avec *F. Acero* (colonne Data).

Dans un premier temps, j’ai fait les mêmes hypothèses que celles appliquées dans l’analyse Koutroumpa et al. (2006), avec une fonction créneau qui se produit dans l’intervalle  $T_o + \Delta t = (0.5 + 0.5)$  d, et un flux de protons de  $4 \times (2.6 \times 10^8) cm^{-2} s^{-1}$ . Les résultats sont présentés dans la figure 5.9(a), dans le panneau supérieur. Les courbes de lumière simulées, rouge plaine et bleue discontinue, correspondent respectivement à O VII et O VIII. Les points rouges et les triangles bleus représentent les intensités totales O VII et O VIII mesurées dans notre re-analyse de données XMM/MOS présentée dans le §5.2.2. Dans le panneau inférieur de la figure 5.9(a) je présente aussi la courbe mesurée du flux de protons (trait pointillé) ainsi que la fonction créneau (trait plein) utilisé dans la simulation. Dans les deux panneaux,

les lignes pleines verticales délimitent la durée totale de l'observation HDFN, et la ligne discontinue la limite entre le régime HIGH et le régime LOW.

On voit d'après la figure 5.9(a), que l'évolution temporelle est bien la même pour la simulation et pour les données, comme c'était le cas pour la géométrie simplifiée analysée dans Koutroumpa et al. (2006). En effet, le pic de l'émission X survient bien en avance par rapport au sursaut du vent solaire, et donc, quand l'intervalle d'observation XMM/HDFN commence, l'émission X se trouve déjà dans un niveau élevé, comme c'est également décrit dans l'analyse Snowden et al. (2004). Ensuite l'émission décroît, pour tomber à un niveau stable et très proche de l'intensité 'zéro', juste après la fin de l'augmentation du vent solaire à l'instant  $T_i = 1.0$  d.

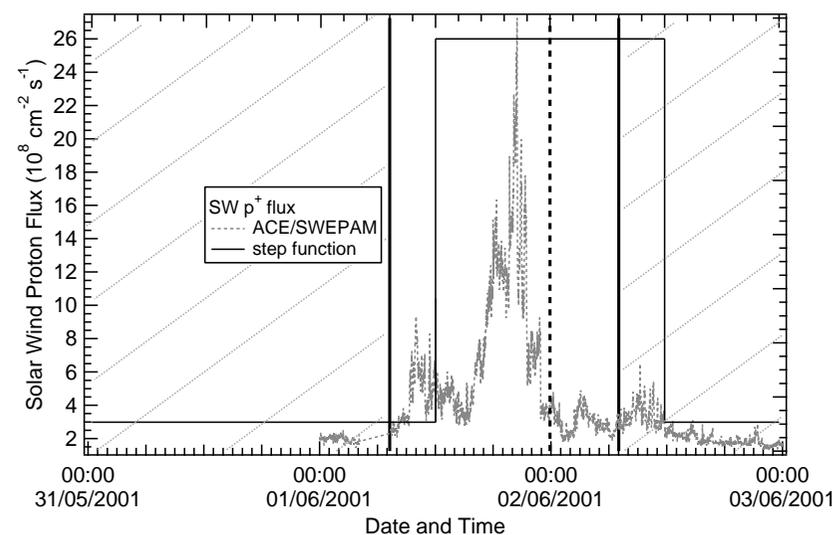
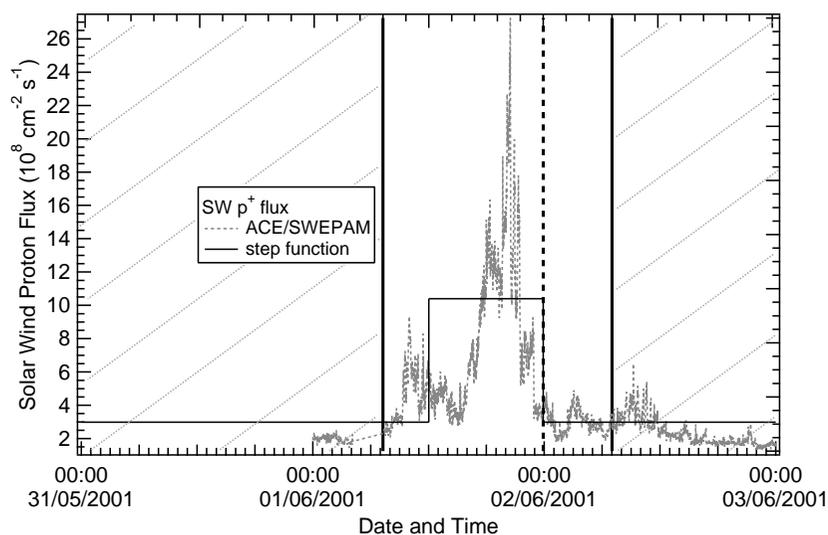
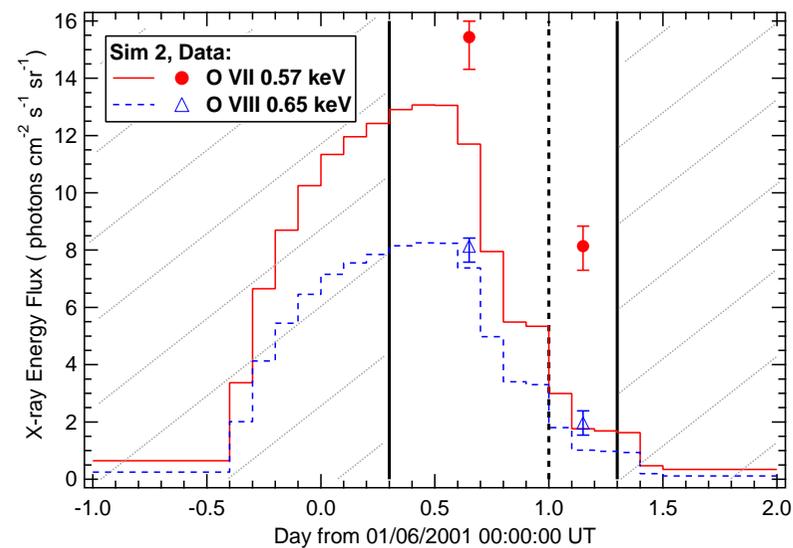
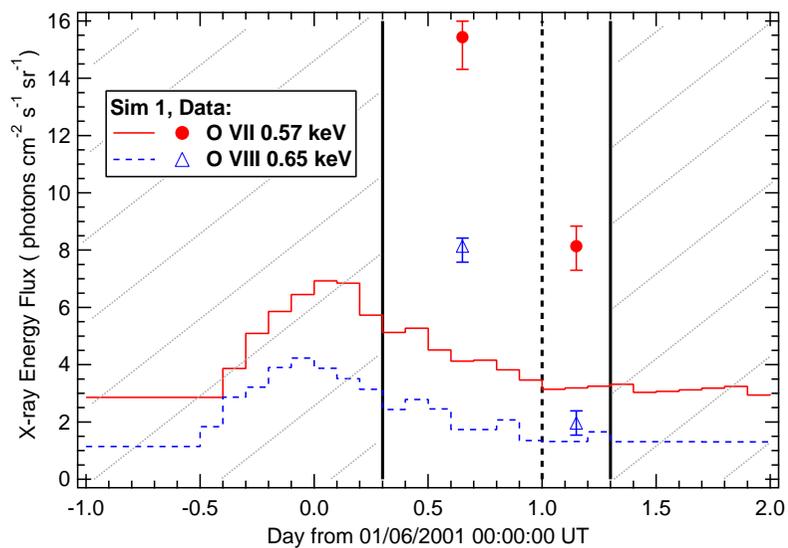
En ce qui concerne la différence absolue d'intensité du modèle pour les régimes HIGH et LOW, par contre, il y a une divergence importante par rapport aux données. En effet, le modèle prévoit une chute très faible de 0.98 LU et 0.57 LU seulement pour les raies O VII et O VIII respectivement, tandis que les données indiquent une chute de 7.3 LU pour la raie O VII et de 6.18 LU pour la raie O VIII.

L'observation HDFN est la seule dans notre analyse à être divisée temporellement en deux parties. Puisque le champ observé pour les deux poses est le même, la colonne densité est identique pour le régime HIGH et LOW, alors, l'écart entre les mesures des deux poses ne peut avoir d'origine que dans le système solaire. Nous sommes persuadés que l'émission est due aux échanges de charge entre les ions du vent solaire et les neutres IS. L'émission de la Géocouronne pourrait être en partie responsable de la variation, mais, comme c'est expliqué dans Cravens et al. (2001) et Snowden et al. (2004) cette émission, si elle était 'terrestre', devrait être entièrement corrélée avec les variations du vent solaire. Hors, les courbes de lumière dans la bande 0.5-0.7 keV analysées dans Snowden et al. (2004) montrent un profil beaucoup plus lisse, qui correspond mieux à une origine héliosphérique de l'émission. De plus, Snowden et al. (2004) ont analysé la géométrie d'observation XMM pour le 01/06/2001 et ont conclu que le satellite a évité les zones d'influence importante de la Géocouronne.

Il faut reconnaître que l'hypothèse utilisée jusqu'ici que le vent solaire subit les mêmes variations à toute longitude et latitude est sujette à caution. Pour des visées à haute latitude ou loin de la radiale Soleil-Terre, le vent rencontré pourrait être assez différent. Par conséquent, j'ai voulu explorer plus avant notre simulation et rechercher si les profils temporels de l'émission X (des raies O VII et O VIII dans la bande 0.5-0.7 keV) et les différences d'intensités HIGH - LOW absolues pourraient être en accord avec les données XMM, ceci en faisant varier les paramètres du vent solaire tout en restant dans des proportions raisonnables. J'ai considéré une fonction créneau survenant à l'instant  $T_o + \Delta t = (0.5 + 1.0)$  d et un flux de protons à  $10 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , ce qui est assez rare, mais non impossible. La ligne de visée HDFN pointe en arrière sur l'orbite à  $(48^\circ, 57^\circ)$  nord, donc assez inclinée par rapport au plan galactique et presque perpendiculaire à la radiale Soleil-Terre où le vent solaire est principalement mesuré. Cette géométrie nous permet de faire certaines hypothèses sur les paramètres du vent solaire et aussi la région d'influence de la surdensité du vent solaire.

Le modèle dynamique de base que j'utilise, suppose, comme je l'ai écrit, que la région active liée à chaque 'créneau', s'étend du pôle Nord aux pôle Sud solaire et persiste sur le disque solaire infiniment (ou du moins durant la période de modélisation). Pour le cas HDFN au contraire, j'ai fait l'hypothèse que la région active n'est pas infiniment ancienne sur le disque solaire, mais elle apparaît  $\sim 7$  d avant le 01/05/2001 00 :00 UT (day 0), date à laquelle elle est à une longitude hélioecliptique  $\lambda_j \sim 219^\circ$ .

Dans ces conditions, la ligne de visée sera affectée seulement jusqu'au segment  $(\lambda_j, \beta_j \sim 219^\circ, 40^\circ)$  qui se trouve à un angle de phase  $\phi_j \sim 32^\circ$  et une distance 1.08 AU de l'observateur (voir fig. 5.4(b) et sect. 5.1.5). Cela revient à supposer que le vent solaire qui a quitté le Soleil le jour -7 d et qui influence la majeure partie émissive de la LOS était très différent de celui mesuré le jour 0.5 d au niveau de la Terre. Cette hypothèse est plausible si l'on se rappelle que les échelles temporelles des variations du vent solaire peuvent être beaucoup plus courtes que 7 jours.



(a) Simulation 1

(b) Simulation 2

FIG. 5.9 – panneau supérieur : Courbes de lumière de la simulation (1) pour l'émission des raies O VII et O VIII en unités LU pour l'observation HDFN du 01/06/2001. Voir §5.3.3 et la table 5.3, pour les détails de la simulation. Le trait plein rouge est pour l'émission O VII et le trait bleu discontinu est pour l'émission O VIII. Les points rouges représentent les flux de la raie O VII mesurés, et les triangles bleus les flux mesurés pour la raie O VIII. panneau inférieur : Courbe du flux de protons du vent solaire (trait pointillé) en unités de  $10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour la même période. Les traits plein représentent la fonction créneau utilisée dans les simulations. Dans les deux panneaux, les lignes verticales plaines représentent le début et la fin de la période d'observation, et la ligne discontinue verticale représente la séparation chronologique entre les régimes HIGH et LOW définis en Snowden et al. (2004).

Les résultats de la simulation sont présentés dans la figure 5.9(b) construite avec les mêmes éléments d’annotation que la figure 5.9(a). La troncation de l’effet de la spirale jusqu’à 40° seulement, force une chute plus brusque de l’émission X entre les états HIGH et LOW à l’instant  $T_i = 1.0$  d. Ceci correspond mieux au profil temporel des données XMM. De plus, l’augmentation du vent solaire d’un facteur 10 par rapport aux valeurs normales moyennes, permet une meilleure comparaison des écarts absolus des intensités entre HIGH et LOW (voir table 5.3. En effet, avec les hypothèses de la deuxième simulation, on obtient une chute pour la raie O VII de 7.04 LU ce qui est très proche de la chute dans les données. Pour la chute de la raie O VIII la simulation 2 prévoit 4.51 LU, ce qui est toujours un peu faible par rapport à la chute dans les données, mais il faut noter que les mesures d’abondances, sont assez incertaines, surtout pour l’ion  $O^{8+}$ , et les abondances réelles peuvent être aussi très différentes de celles utilisées dans les simulations. D’autre part, les mesures XMM pour la raie O VIII sont aussi assez incertaines puisque cette raie est souvent difficilement détectable.

En conclusion, on voit qu’en ‘poussant’ les conditions du vent solaire tout en restant dans des limites réalistes, il est possible de reproduire les observations. Cependant, il ne s’agit que de tests, car il est impossible de vérifier ces valeurs de vent.

### 5.3.4 Vers le champ profond dit : Marano Field

Le champ Marano a été nommé suite à une étude de relevé optique des quasars dans cette région du ciel par Marano et al. (1988). Depuis, cette région a été fréquemment scannée en différentes bandes d’énergie allant des ondes radios, aux longueurs d’onde optiques et aux rayons X (ROSAT, XMM) (Krumpe et al., 2007, et références ci-incluses). La colonne densité moyenne de la Galaxie dans ce champ est  $N_H = 2.7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . Le satellite XMM-Newton a observé le champ Marano pendant sept poses dans la période entre le 22 et le 27 août 2000. La durée moyenne d’exposition était d’environ 10 ks pour chaque observation.

Le modèle SWCX statique (intensité ‘zéro’) que nous utilisons pour cette date correspond à des conditions de maximum solaire. Ainsi, nous considérons un flux de vent lent, homogène à toute latitude, mais il faut garder en esprit que cette homogénéité n’est valable qu’en moyenne dans le cycle et que le vent solaire peut être temporellement et spatialement très variable. D’autant plus, que le champ Marano se trouve dans une latitude héliocyclique très basse ( $-67^\circ$ ) ce qui signifie que les parties lointaines de la ligne de visée correspondent à du vent émis à très basses latitudes, aux caractéristiques potentiellement très différentes de celles mesurées dans l’écliptique.

Les variations du vent solaire mesurées avec WIND pendant cette période sont modélisées à l’aide de trois créneaux, se produisant dans les intervalles (en nombre de jours à partir du 22/08/2000 00 :00 UT) :  $T_o + \Delta t = (0 + 1.4)$  d (nommée step-1),  $T_o + \Delta t = (1.625 + 0.4)$  d (step-2),  $T_o + \Delta t = (5 + 1.8)$  d (step-3). Step-1 intervient avec un flux de protons augmenté de  $2.12 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , step-2 a une augmentation de  $2.7 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et enfin step-3 produit une augmentation de  $1.8 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Les mesures ACE/SWICS indiquent des valeurs d’abondances assez élevées,  $[\frac{O^{7+}}{O}] = 0.3$  et  $[\frac{O^{8+}}{O}] = 0.14$ , surtout avant et pendant les créneaux step-1 et step-2.

Dans la figure 5.10 nous présentons les courbes de lumière simulées pour les raies O VII et O VIII, en couleur rouge et bleue respectivement, ainsi que les données XMM analysées pour les sept poses modélisées, en points rouges pour la raie O VII et triangles bleus pour la raie O VIII. L’axe d’ordonnées gauche pour l’intensité X est présenté en échelle logarithmique pour faire ressortir le profil temporel des courbes, qui montre de très faibles variations. Dans la figure nous présentons aussi suivant l’axe d’ordonnées droit la courbe du flux de vent solaire en unités de  $10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , représenté en pointillé gris.

Les variations mesurées avec XMM pour le champ Marano sont plutôt faibles, en général dans les limites des barres d’erreurs de chaque point. Le modèle SWCX prévoit le même ordre de grandeur dans les variations et en accord avec la tendance temporelle des données. On distingue une augmentation moyenne modérée autour du jour 2 d (24/08/2000) d’environ 38% dans les données de la raie O VII, qui est reproduite dans le modèle avec une augmentation relative de 34%. Les données O VIII ont des incertitudes plus larges, mais si on considère les points aux plus faibles barres d’erreurs, nous retrouvons une augmentation moyenne de 50- 80%. Le modèle prévoit une augmentation de 40% seulement pour cette raie, mais il ne faut pas oublier les grandes incertitudes dans les données O VIII XMM, mais aussi

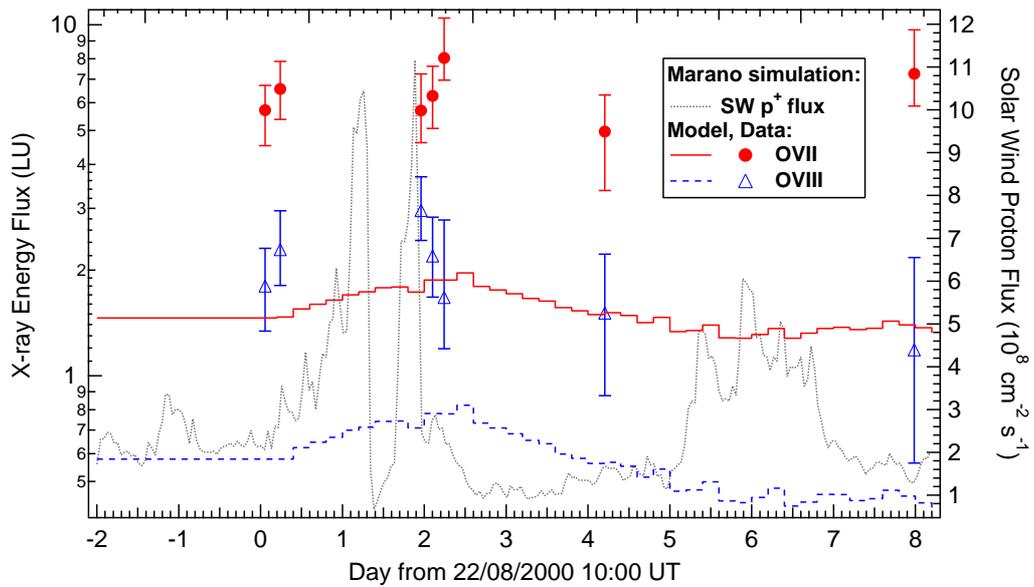


FIG. 5.10 – Courbes de lumière simulées des raies d'émission O VII (rouge) et O VIII (bleu) en LU pour le champ Marano pendant les poses XMM (22-27/08/2000 période). Les intensités X sont présentées en échelle logarithmique. Les données X de l'instrument sont présentées avec les points rouges pour le triplet O VII et avec les triangles bleus pour la raie O VIII. Elles sont placées en mi-temps de chaque exposition. Le flux des protons solaires est présenté en pointillé gris.

dans les données d'abondances  $O^{8+}$ .

### 5.3.5 Région de Virgo

L'Amas de la Vierge (Virgo Cluster) est un amas de galaxies à une distance d'environ  $18.0 \pm 1.2$  Mpc, dans la constellation de la Vierge. Il comprend environ 1300 (et éventuellement jusqu'à 2000) galaxies. L'amas forme le cœur du Superamas Local, dont le Groupe Local (dans lequel appartient notre Galaxie) et un membre externe. Il est estimé que sa masse est de  $1.2 \times 10^{15} M_{\odot}$  jusqu'à  $8^{\circ}$  du centre de l'amas, ou sinon jusqu'à un rayon d'environ 2.2 Mpc (Fouqué et al., 2001).

La région de l'amas Virgo, est très étendue et plusieurs poses sont nécessaires pour la couvrir dans son intégralité. Dans la période entre le 4 et le 12 juillet 2002, nous avons récupéré six observations XMM d'une région de l'amas Virgo évitant les galaxies M 86 et M 87 du groupe, connues pour être des sources étendues de rayons X (Finoguenov et al., 2004; Sakelliou et al., 2002, respectivement). Le centre moyen de la région étudiée se trouve aux coordonnées galactiques ( $284.7^{\circ}, 75.8^{\circ}$ ) ou en coordonnées écliptiques ( $182^{\circ}, +16^{\circ}$ ). La durée d'exposition pour les six observations varie de  $\sim 8.5$  ks jusqu'à  $\sim 17.5$  ks. Dans la région de Virgo la colonne densité de la Galaxie est  $N_H \sim 2.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ .

Jusqu'ici dans notre étude nous avons considéré l'année 2002 en tant qu'année de maximum solaire. Dans le cas Virgo, pour rester cohérents, nous allons utiliser les mêmes conditions, même si cela ne donnera qu'une limite inférieure aux émissions X héliosphériques vers cette direction. En effet, comme nous l'avons démontré dans les figures 4.4 à 4.8, pour une ligne de visée de basse latitude héliocyclique, les émissions X issues des échanges de charge sont plus intenses durant le minimum solaire. Ainsi, au fil des années vers le minimum solaire (années 2003-2006) on devrait s'attendre à une augmentation du flux total d'émission X dans la direction de Virgo. Ceci pourrait être vérifié en étudiant des observations plus récentes de Virgo, aux alentours du minimum solaire.

En attendant, pour la période du 04-12/07/2002, nous appliquons une simulation temporelle sur les observations Virgo, qui comprend quatre créneaux d'augmentation du flux de vent solaire : (i) Step-1 :  $T_o + \Delta t = (-5 + 2.5)$  d,  $f_{SW} = 1.25 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , (ii) Step-2 :  $T_o + \Delta t = (0 + 2.2)$  d,  $f_{SW} = 2.41 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , (iii) Step-3 :  $T_o + \Delta t = (3.8 + 2)$  d,  $f_{SW} = 1.44 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , (iv) Step-4 :  $T_o + \Delta t = (7.4 + 1.04)$  d,  $f_{SW} = 2.27 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Le vent solaire se propage à une

vitesse moyenne entre 380 et 450 km/s pour les quatre créneaux. Le flux de protons solaires entre les créneaux consécutif est relativement faible, à un niveau moyen de  $\sim 0.8 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

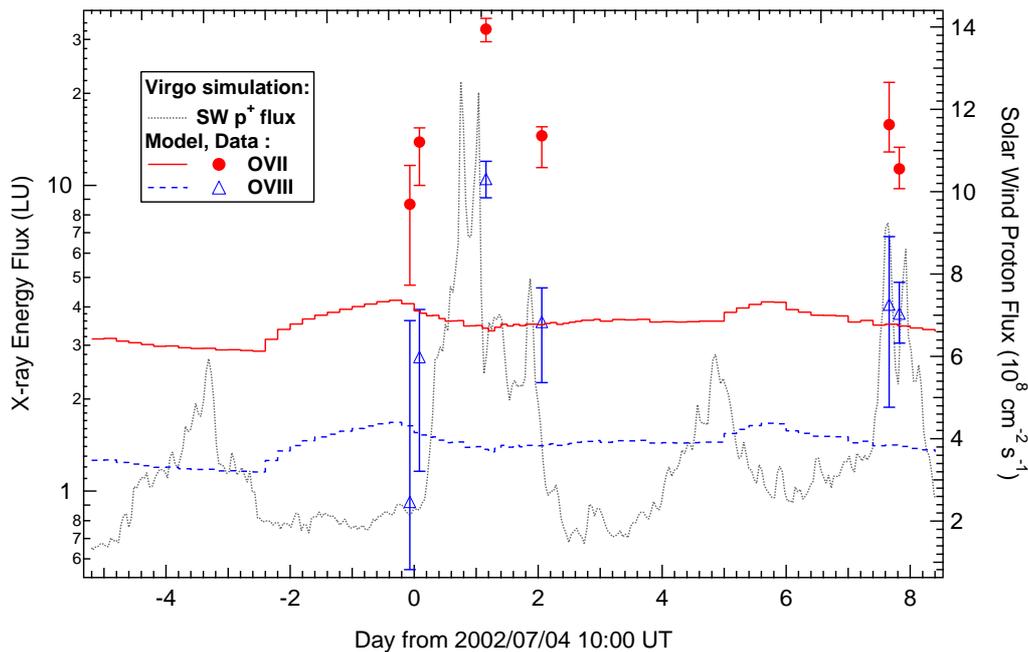


FIG. 5.11 – Comme la figure 5.10 mais pour le champ Virgo.

Les courbes de lumière simulées pour les raies O VII (trait rouge) et O VIII (trait bleu) sont présentées dans la figure 5.11. L’axe gauche de l’émission X est en échelle logarithmique et unités de LU. Sur le même axe on trace les intensités totales des raies O VII (points rouges) et O VIII (triangles bleus) mesurées dans la série d’observation XMM. Sur l’axe droit on trace le flux de protons du vent solaire (trait pointillé gris) en unités  $10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Le modèle prévoit des variations très faibles pour la ligne de visée Virgo pendant la période d’observations, et qui ne montrent pas de corrélation temporelle significative avec les données. Les données XMM sont en moyenne assez stables aussi, sauf le point qui correspond à l’observation (x :106060701) le 05/07/2002 qui coïncide exactement au maximum de l’augmentation du flux de vent. Pour cette observation les courbes de lumière MOS-1& 2 ont été largement contaminées par des événements de protons solaires, et seulement une très faible durée de l’observation a pu être récupérée après le filtrage des événements d’éruptions (voir §5.2.2). Apparemment, même le temps utile de l’observation (x :106060701) reste contaminé par les protons solaires, et la statistique de l’observation est très faible. De plus, la possibilité que le satellite soit passé dans les zones d’émission géocoronale pendant cette pose n’est pas complètement exclue. Cette configuration produirait des corrélations directes entre le profil temporel du vent solaire et les émissions X, puisque, comme nous avons expliqué dans l’introduction de ce chapitre, la Géocouronne réagit très vite aux perturbations du vent solaire (Cravens et al., 2001).

Là encore, la contribution héliosphérique est significative ( $\approx 5$  à  $7 \text{ LU}$  pour O VII), mais une grande part du signal total ( $\approx 15 \text{ LU}$ ) est galactique et extragalactique.

### 5.3.6 Vers la cavité dite : Lockman Hole

Le ‘Vide’ de Lockman (appelé Lockman Hole dorénavant) doit son nom à sa faible colonne densité H I, la plus faible dans tout le ciel, seulement  $4.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ . XMM-Newton a observé le Lockman Hole sept fois dans la période entre le 15 et le 28 octobre 2002. Les durées totales d’exposition pour les sept observations se répartissent entre  $\sim 80 \text{ ks}$  et  $\sim 105 \text{ ks}$ .

Le modèle SWCX statique utilisé pour l’année 2002 est considéré pour des conditions de maximum solaire. Pour les variations du vent solaire dans la période 15-28/10/2002 on suppose deux fonctions créneau dans les intervalles  $T_o + \Delta t = (-9.25 + 2) \text{ d}$  (step-1) et  $T_o + \Delta t = (0 + 2) \text{ d}$  (step-2). Step-1 atteint

un flux total de protons solaires de  $\sim 1.7 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et step-2 un niveau de  $\sim 2 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Le vent solaire pendant les deux créneaux a une vitesse de 410 km/s et 550 km/s respectivement.

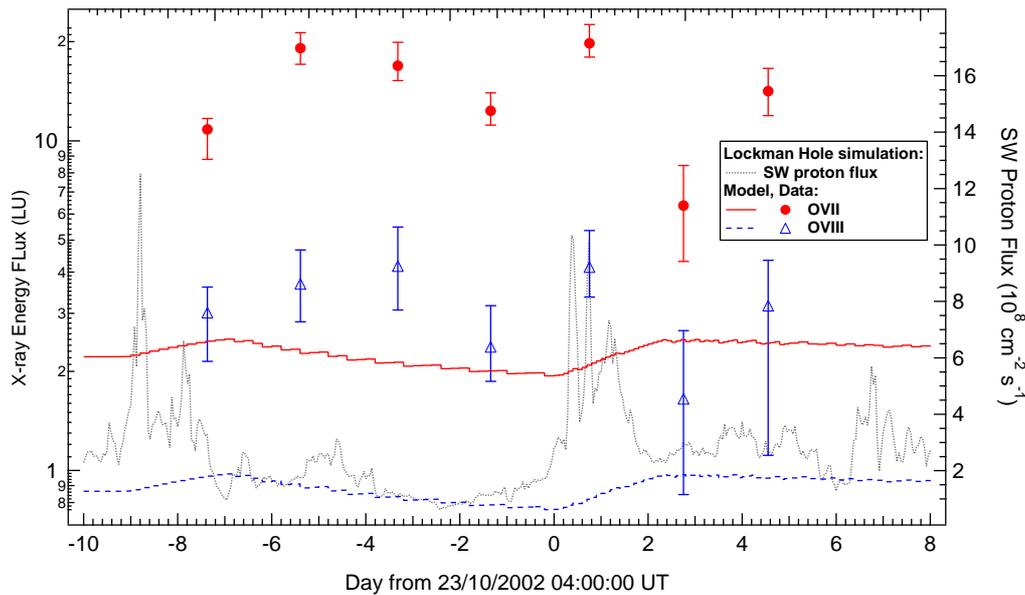


FIG. 5.12 – Comme la figure 5.10 mais pour le champ Virgo.

Dans les simulations nous n'avons pas utilisé de variations des abondances relatives des ions  $O^{7+}$  et  $O^{8+}$ , car la statistique des mesures ACE/SWICS pour cette période n'est pas assez puissante. Malgré ça, il y a des indications que l'ion  $O^{7+}$  soit un peu plus abondant que d'habitude, avec une abondance relative d'environ 0.3 - 0.4. De plus, il faut noter, encore une fois, que le Lockman Hole se trouve à haute latitude écliptique ( $45^\circ$ ) et les flux et abondances du vent solaire sont susceptibles d'être assez différents de ceux mesurés dans le plan écliptique.

Les résultats des simulations sont présentés dans la figure 5.12, avec le trait rouge plein pour la raie O VII et avec le trait bleu discontinu pour la raie O VIII. Les données XMM sont présentées aussi, pour les sept poses, avec les points rouges pour la raie O VII et avec les triangles bleus pour la raie O VIII. Le flux de vent solaire est représenté par la courbe grise pointillée. L'axe du flux d'émission X est présenté en échelle logarithmique d'unités LU pour faire ressortir la trop faible variation des courbes simulées.

La légère augmentation de l'abondance  $O^{7+}$  probablement mesurée dans les données ACE/SWICS aurait accentué la variation absolue dans les simulations. Toutefois, on voit que cela n'aurait pas suffi pour expliquer la grande variation mesurée dans les données XMM. Il aurait fallu une augmentation de vent solaire d'un facteur environ 5 pour arriver à reproduire les différences absolues entre les intensités mesurées maximales et minimales. D'autre part, comme on voit clairement dans la figure 5.12, dans le cas Lockman Hole il y a un problème de corrélation temporelle. En effet, le modèle prévoit une émission qui monte trop rapidement par rapport à la première augmentation dans les données, associée au step-1, tandis que pour le cas step-2 le modèle est en retard par rapport aux données XMM. Surtout pour la période du créneau step-2 les résultats laissent croire que les données étaient directement contaminées par les particules du vent solaire.

C'est ici un cas où clairement, i) l'émission CX est faible devant l'émission galactique ( $2-3 < 11-20$  LU), ii) les conditions de vent sont telles qu'en utilisant les données au niveau de la Terre on n'arrive pas à reproduire l'évolution temporelle.

## 5.4 Discussion

### 5.4.1 Régions hors ombres

Dans la table 5.4 je résume tous les champs observés par XMM en dehors des régions d'ombres (i.e. loin de nuages denses) que nous avons modélisé avec le modèle SWCX dynamique. J'ai inclus dans cette

Tab. 5.4 – Liste des champs sélectionnés pour l'étude temporelle de l'émission X héliosphérique. Comparaison des résultats des simulations pour les raies O VII et O VIII avec les intensités des raies observées avec les instruments XMM-Newton, Chandra et Suzaku et l'émission cosmique résiduelle après soustraction de la contribution héliosphérique modélisée.

		Target		Line flux (LU = photons cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> sr <sup>-1</sup> )					
Name	Gal.Coord.	Obs ID	Start Date	Data (Total)		CX Model		Residual	
				O VII	O VIII	O VII	O VIII	O VII	O VIII
Marano Field	(269.8°, -51.7°)	x : 129320801	22/08/2000	6.67 <sup>+1.26</sup> <sub>-1.01</sub>	2.22 <sup>+0.66</sup> <sub>-0.53</sub>	1.46	0.58	5.21	1.64
		x : 129320901	22/08/2000	5.55 <sup>+1.08</sup> <sub>-0.92</sub>	1.97 <sup>+0.50</sup> <sub>-0.45</sub>	1.49	0.59	4.06	1.38
		x : 110970201	24/08/2000	5.58 <sup>+1.52</sup> <sub>-1.02</sub>	2.91 <sup>+0.65</sup> <sub>-0.41</sub>	1.80	0.74	3.78	2.17
		x : 110970301	24/08/2000	6.82 <sup>+1.29</sup> <sub>-1.32</sub>	2.43 <sup>+0.60</sup> <sub>-0.60</sub>	1.87	0.78	4.95	1.65
		x : 110970401	24/08/2000	7.68 <sup>+1.61</sup> <sub>-1.35</sub>	1.60 <sup>+0.76</sup> <sub>-0.62</sub>	1.91	0.80	5.77	0.80
		x : 110970501	26/08/2000	6.17 <sup>+1.14</sup> <sub>-0.88</sub>	2.03 <sup>+0.50</sup> <sub>-0.42</sub>	1.50	0.56	4.67	1.47
		x : 110970701	30/08/2000	7.25 <sup>+1.16</sup> <sub>-0.78</sub>	1.16 <sup>+0.55</sup> <sub>-0.37</sub>	1.36	0.43	5.89	0.73
HDFN	(126.0°, 55.2°)	x : 111550401	01/06/2001 HIGH	15.44 <sup>+0.56</sup> <sub>-1.12</sub>	8.14 <sup>+0.28</sup> <sub>-0.56</sub>	9.06	5.69	6.38	2.45
			01/06/2001 LOW	8.14 <sup>+0.70</sup> <sub>-0.84</sub>	1.96 <sup>+0.42</sup> <sub>-0.42</sub>	2.02	1.18	6.12	0.78
Filament	(278.7°, -45.3°)	x : 084960201	03/05/2002 ON	11.38 <sup>+1.51</sup> <sub>-1.65</sub>	3.36 <sup>+0.73</sup> <sub>-0.70</sub>	3.16	1.02	8.96	2.37
	(278.7°, -47.1°)	x : 084960101	03/05/2002 OFF	16.95 <sup>+2.66</sup> <sub>-2.67</sub>	2.74 <sup>+1.10</sup> <sub>-1.06</sub>	3.47	1.11	11.72	1.18
Virgo	(284.7°, 75.8°)	x : 106060301	04/07/2002	8.67 <sup>+2.95</sup> <sub>-3.95</sub>	0.92 <sup>+2.69</sup> <sub>-0.369</sub>	3.99	1.59	4.68	0 : :
		x : 106060401	04/07/2002	13.86 <sup>+1.56</sup> <sub>-3.85</sub>	2.74 <sup>+1.186</sup> <sub>-1.58</sub>	3.82	1.53	10.04	1.21
		x : 106060701	05/07/2002	32.44 <sup>+2.72</sup> <sub>-2.94</sub>	10.49 <sup>+1.49</sup> <sub>-1.39</sub>	3.42	1.37	29.02	9.12
		x : 106060501	06/07/2002	14.52 <sup>+1.02</sup> <sub>-3.089</sub>	3.58 <sup>+1.05</sup> <sub>-1.31</sub>	3.53	1.42	10.99	2.16
		x : 106060201	08/07/2002	15.80 <sup>+5.93</sup> <sub>-2.94</sub>	4.08 <sup>+2.72</sup> <sub>-2.19</sub>	3.49	1.41	12.31	2.67
		x : 106060601	08/07/2002	11.32 <sup>+1.99</sup> <sub>-1.56</sub>	3.81 <sup>+1.01</sup> <sub>-0.756</sub>	3.44	1.39	7.88	2.42
Lockman Hole	(149.1°, 53.6°)	x : 147510101	15/10/2002	8.76 <sup>+1.80</sup> <sub>-0.74</sub>	2.30 <sup>+0.68</sup> <sub>-0.53</sub>	2.46	0.96	6.30	1.34
		x : 147510801	17/10/2002	18.12 <sup>+1.84</sup> <sub>-1.62</sub>	3.40 <sup>+0.79</sup> <sub>-0.73</sub>	2.30	0.90	15.82	2.5
		x : 147510901	19/10/2002	16.69 <sup>+3.17</sup> <sub>-1.72</sub>	3.90 <sup>+1.73</sup> <sub>-0.83</sub>	2.10	0.82	14.59	3.08
		x : 147511001	21/10/2002	10.69 <sup>+1.42</sup> <sub>-1.14</sub>	1.80 <sup>+0.66</sup> <sub>-0.47</sub>	1.99	0.78	8.70	1.02
		x : 147511101	23/10/2002	18.47 <sup>+3.95</sup> <sub>-1.60</sub>	3.91 <sup>+1.99</sup> <sub>-0.72</sub>	2.11	0.83	16.36	3.08
		x : 147511201	25/10/2002	7.25 <sup>+1.81</sup> <sub>-1.45</sub>	2.05 <sup>+0.89</sup> <sub>-0.72</sub>	2.47	0.96	4.78	1.09
		x : 147511301	27/10/2002	13.94 <sup>+2.54</sup> <sub>-1.60</sub>	2.61 <sup>+1.01</sup> <sub>-0.97</sub>	2.44	0.95	11.50	1.66

liste la pose ON du Filament Galactique Sud puisqu'il s'agit d'un absorbeur mineur et que l'émission considérable résiduelle du halo persiste. Les résultats des données sont les intensités des raies O VII et O VIII comme elles ont été calculées par le modèle spectral XMM/PLC que nous avons défini dans le paragraphe 5.2.2. Les données comprennent, alors, les composantes locale et distante de l'émission diffuse des raies O VII, O VIII. Les résultats du modèle donnent SEULE l'émission héliosphérique des raies O VII et O VIII due aux réactions d'échange de charge. Dans les deux dernières colonnes je donne l'émission résiduelle du fond diffus X, après soustraction du constituant SWCX (héliosphérique) des données totales. Cette émission résiduelle devrait avoir sa source dans le Halo Galactique (ou des régions frontalières de la Loop I), puisque j'ai démontré dans le cas des ombres que toute la composante locale d'avant plan peut-être induite dans les réactions CX dans l'héliosphère. Ce dernier résultat sera discuté plus en détail dans le paragraphe §5.4.2.

L'émission résiduelle n'est pas identique d'un champ à l'autre et, même dans le même champ, elle peut être assez variable, surtout lorsque le modèle SWCX dynamique n'est pas corrélé temporellement aux observations. Notamment, dans le cas du Lockman Hole, les variations de l'émission 'distante' résiduelle sont dues à l'absence complète de corrélation temporelle entre l'émission X observée et celle prédite par le modèle SWCX. Il est difficile d'imaginer que l'émission intrinsèque du halo varie autant à de si petites échelles spatiales. On peut imaginer, par ailleurs, pour expliquer ces variations qu'il existe une variation spatiale de la colonne absorbante d'un champ de pose à l'autre dans la région du Lockman Hole. Pourtant, suivant la loi d'absorption (définie dans le premier chapitre d'introduction) dans le milieu interstellaire :

$$I_{OVII} \propto \exp(-\sigma_{OVII} N_H) \quad (5.10)$$

où  $\sigma \sim 8.56 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$  est la section efficace de l'absorption photo-électrique pour le domaine d'énergie O VII, afin d'avoir une baisse d'un facteur 2 de l'intensité O VII nous avons besoin d'une augmentation d'un facteur  $\sim 10$  de la colonne densité  $N_H$ . Cette condition est fortement contestée dans l'atlas galactique H I de Hartmann et Burton (1997). De plus, Kappes et al. (2003) ont démontré que dans la région du Lockman Hole le halo est plutôt homogène. Il est, alors, très probable que les observations Lockman aussi, comme Virgo, sont contaminées par les protons solaires, qui induisent ces variations.

Pour le champ HDFN j'ai retenu les résultats de la simulation 2 du modèle SWCX, puisque ce sont eux qui donnent une émission résiduelle constante (voir §5.3.3). Le champ Marano est le seul qui a une émission résiduelle relativement constante, puisque les données XMM déjà ne montraient pas une grande variabilité.

Dans les figures 5.13(a) et 5.13(b) je regroupe les points des données XMM en fonction des points du modèle SWCX séparément pour les hémisphères galactiques Nord et Sud respectivement. Les points pour les différentes cibles sont représentés avec des signes différents. J'ai exclus les observations Virgo qui présentaient des problèmes de forte contamination par les protons. Dans la figure pour l'hémisphère Nord j'ai aussi inclus pour comparaison les résultats pour la simulation 1 du HDFN.

En général, la comparaison des données XMM aux résultats du modèle produit une corrélation plutôt pauvre, en particulier pour l'intensité O VII. Les données sont systématiquement plus élevées que les prédictions du modèle, avec des facteurs allant de 2 à 10. Ceci est attendu, naturellement, puisque le modèle reproduit seulement la composante CX héliosphérique du fond diffus interstellaire X. Par ailleurs, l'émission résiduelle, après soustraction de la composante CX est assez différente pour chaque région cible. Ceci est la conséquence des différences de colonne densité H I dans chaque champ, ou, le résultat des variations intrinsèques de l'émission du Halo Galactique d'une région à l'autre.

Les points des données O VII (et par conséquent l'intensité résiduelle) présentent une dispersion plus importante que les points des données O VIII pour chaque champ. A l'exception du HDFN qui, comme nous avons expliqué dans §5.3.3, a été divisé temporellement en deux poses vers le même champ exactement, toutes les autres cibles, ont été observées à des poses répétées où le pointage du champ de vue central diffère de quelques dizaines de minutes d'arc. A la bande d'énergie de la raie O VIII la transmission est assez élevée, un peu plus que 60% pour des colonnes densité inférieures à  $\sim 10^{21}$  (Freyberg, 2004; Henley et al., 2007), comme nos cibles XMM. Ainsi l'émission O VIII est peu sensible aux variations de la colonne densité. En revanche, la raie O VII est beaucoup plus absorbée et des petites variations de la colonne densité  $N_H$  peuvent induire des larges dispersions au niveau de l'émission mesurée pour les poses répétées à chaque région de la Galaxie.

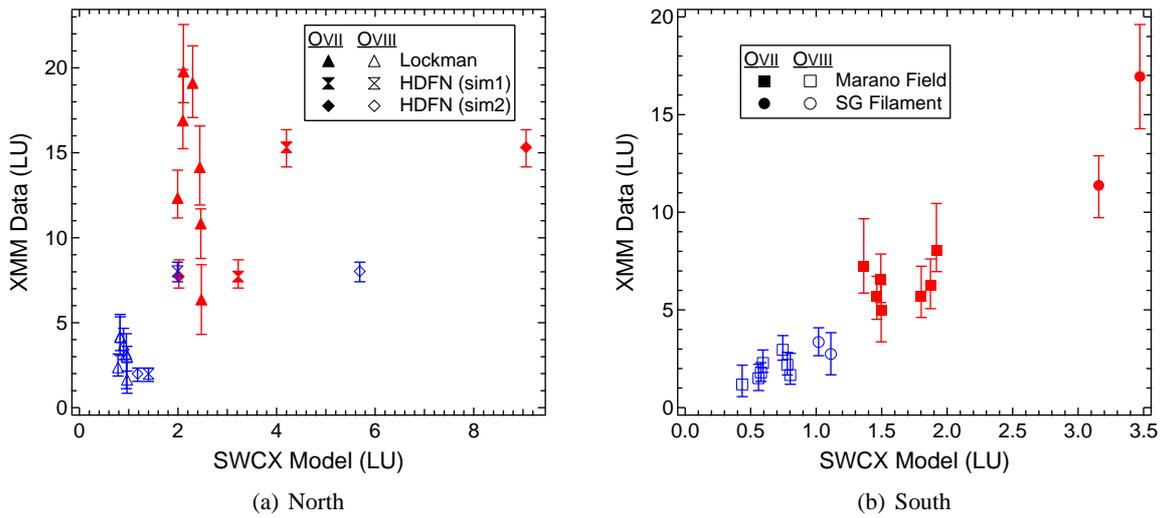


FIG. 5.13 – *XMM* total data versus SWCX model *O VII* and *O VIII* line intensities for the North Galactic hemisphere (a) and the South Galactic hemisphere (b). Each field is represented by a different marker sign. *O VII* points are marked in red, and *O VIII* in blue. In the North hemisphere panneau we include also the HDFN simulation 1 results

Dans le futur, il est essentiel de poursuivre l'étude en améliorant le modèle dynamique et aussi la statistique des données pour CHACUN des champs sélectionnés (et pour des nouvelles cibles également). Il serait très utile d'appliquer le modèle SWCX dynamique à nombreuses poses sur chaque champ afin de pouvoir ajuster séparément les résultats, en fonction des données mesurées de chaque cible.

#### 5.4.2 Observations d'ombres

Le résultat le plus important qui découle de mon analyse provient de l'analyse des observations des nuages absorbants. En effet, on comprend avec ces analyses que l'émission dans la bande d'énergie des raies d'oxygène, initialement attribuée à la Bulle Locale Interstellaire, est très probablement générée entièrement dans l'héliosphère par les réactions d'échange de charge.

Dans la table 5.5, structurée de la même façon que la table 5.4, je résume les observations des régions d'absorption MBM 12 et SG Filament. Les données d'observation sont les intensités des raies *O VII* et *O VIII* comme elles résultent des analyses des auteurs qui les ont publiées (Smith et al., 2005, 2007; Henley et al., 2007; Henley et Shelton, 2007). Ainsi qu'il a été expliqué en détail dans les sections 5.3.1 and 5.3.2, les ombres bloquent plus ou moins efficacement l'émission d'arrière plan originale du halo galactique, et dans leur analyse les auteurs cités ci-dessus communiquent uniquement l'émission locale (d'avant-plan) pour les raies d'oxygène.

La seule exception est dans l'observation Suzaku/MBM 12 (Smith et al., 2007) où les raies d'émission *O VII* et *O VIII* du Halo sont rajoutées à la composante d'avant-plan pour la pose OFF-CLOUD. Cependant, comme je l'ai démontré dans le paragraphe 5.3.1, le modèle SWCX prévoit une augmentation de  $\sim 30\%$  et  $\sim 55\%$  des intensités des raies *O VII* et *O VIII* respectivement pour la pose OFF par rapport à la pose ON, en raison de la courte perturbation du vent solaire. Smith et al. (2007) ont supposé que l'émission locale était constante pendant les poses ON et OFF, et donc cette augmentation, prévue dans le modèle, a été attribuée par eux à l'émission distante du Halo, qui devrait être révisée. Pour cette raison, j'inclus les valeurs totales dans la table et ce sont elles que j'utilise.

Je présente les points des données en fonction des points du modèle SWCX pour les cinq observations de raies *O VII* et *O VIII* qui sont présentées dans la table 5.5. J'ai ajusté linéairement les données aux résultats du modèle. L'ajustement présenté ne tient pas compte des barres d'erreur, car je ne disposais pas de toutes les barres d'erreur sur les données (Henley et al., 2007; Henley et Shelton, 2007). Les paramètres des droites de corrélation ( $y(\text{LU}) = (a + bx)(\text{LU})$ ) pour les raies *O VII* et *O VIII* sont notés sur la figure 5.14. Les erreurs à  $1\sigma$  qui sont données sont déduites de la dispersion des points, en attribuant des poids identiques à tous.

TABLE 5.5 – Liste des observations d’ombres. Comparaison des données d’analyses précédentes aux résultats des simulations SWCX. Les données contiennent principalement les flux des raies O VII et O VIII de la Bulle Locale (composante avant-plan). <sup>a</sup>Seule exception, Smith et al. (2007) pose Suzaku/MBM12-OFF qui contient l’émission du halo (voir §5.3.1). <sup>b</sup> Les préfixes sont x : pour XMM-Newton, c : pour CHANDRA, s : pour SUZAKU. <sup>c1</sup>Smith et al. (2005), <sup>c2</sup>Smith et al. (2007). <sup>d1</sup>Henley et al. (2007) & <sup>d2</sup>Henley et Shelton (2007) voir §5.3.2.

Name	Target			Line flux (LU = photons cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> sr <sup>-1</sup> )					
	Gal.Coord.	Obs ID <sup>b</sup>	Start Date	Data (LB <sup>a</sup> )		CX Model		Residual	
				O VII	O VIII	O VII	O VIII	O VII	O VIII
MBM12	(159.2°, -34.5°)	c :900015943	17/08/2000 ON	1.79±0.55 <sup>c1</sup>	2.34±0.36 <sup>c1</sup>	1.49	2.13	0.30	0.21
	(159.2°, -34.5°)	s :500015010	03/02/2006 ON	3.34±0.26 <sup>c2</sup>	0.24±0.10 <sup>c2</sup>	3.56	0.50	0 : :	0 : :
	(157.3°, -36.8°)	s :501104010	06/02/2006 OFF	5.68±0.59 <sup>c2</sup>	1.01±0.26 <sup>c2</sup>	4.62	0.77	1.06	0.24
Filament	(278.7°, -45.3°)	x :084960201	03/05/2002 ON	3.4 <sup>+0.6</sup> <sub>-0.4</sub> <sup>d1</sup>	1 <sup>d1</sup>	3.16	1.02	0.24	0 : :
	(278.7°, -47.1°)	x :084960101	03/05/2002 OFF			3.47	1.11	0 : :	0 : :
	(278.7°, -47.1°)	s :501001010	01/03/2006 ON	0.13 <sup>d2</sup>	N.A. <sup>d2</sup>	0.34	0.02 : :	0 : :	0 : :

Les droites de corrélation ont une pente de 1.19 ( $\pm 0.14$ ; 0.19 pour O VII et O VIII resp.) ce qui signifie que le modèle SWCX reproduit très bien l’émission locale mesurée en avant-plan des ombres. De plus, l’intersection de la droite avec l’axe des données apporte une estimation de l’émission d’avant-plan résiduelle à attribuer réellement à la Bulle Locale or, ce point d’intersection est  $(-0.26 \pm 0.43)$  LU pour O VII et  $(-0.17 \pm 0.24)$  LU pour O VIII, ce qui peut aisément se traduire par une forte probabilité que l’émission O VII et O VIII de la BL soit en fait négligeable par rapport à l’émission héliosphérique.

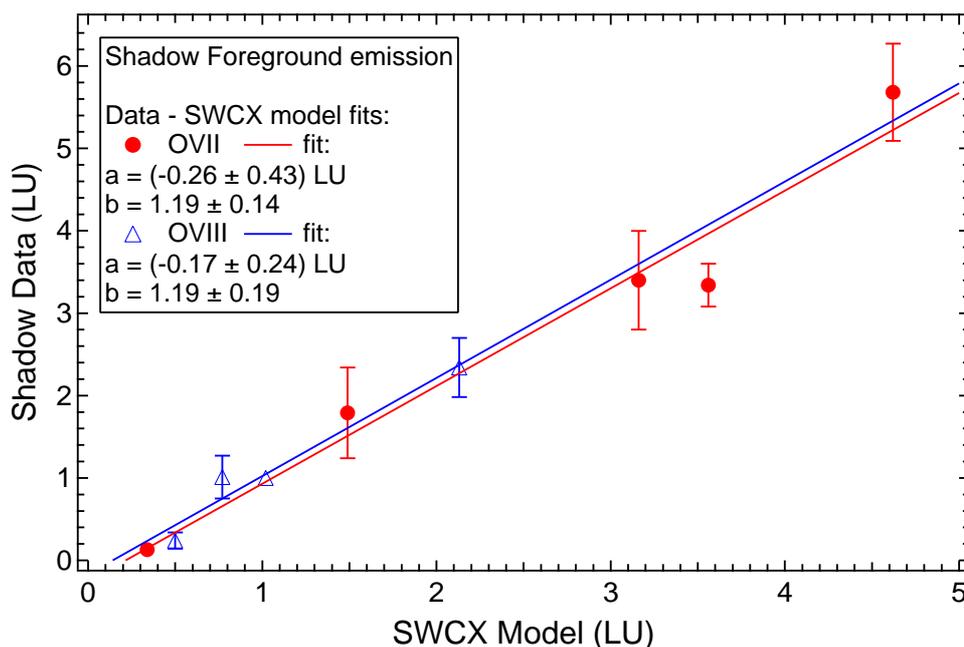


FIG. 5.14 – Ajustement linéaire des données d’émission locale par les observations d’ombre dans la littérature (MBM 12 : Smith et al. (2005); Smith et al. (2007) and SGF : Henley et al. (2007); Henley et Shelton (2007)) en fonction des résultats de notre modèle SWCX pour les raies O VII et O VIII.

### 5.4.3 La carte ROSAT à 3/4 keV

Les deux ‘ombres’ utilisées dans la section précédente sont à haute latitude et c’est pour cela que l’hypothèse a été faite que l’émission d’arrière-plan est due au halo et à une composante extragalactique. Nous avons vu que l’émission d’avant-plan, initialement attribuée à la Bulle Locale, était probablement héliosphérique. Si l’on fait l’hypothèse, assez raisonnable, que s’il n’y a pas de gaz chaud de la Bulle

Locale émettant à  $E \geq 0.3$  keV entre le soleil et des nuages éloignés de 100-150pc situés à haute latitude, il n'y en a vraisemblablement pas non plus autour du soleil et autour du plan galactique.

Dans ce cas (et pour cette gamme d'énergie) une question qui se pose alors est la suivante : y-a-t-il des directions vers lesquelles l'émission du halo est complètement absorbée, et vers lesquelles aucune autre source n'intervient ? Dans ce cas toute l'intensité serait héliosphérique. Dans la figure 5.15 nous présentons une carte du ciel, en coordonnées galactiques, à la bande R45 (3/4 keV) du sondage ROSAT, extraite de Wang (1998). L'échelle de couleur est en unités ROSAT (1 RU = 0.07 LU). Sur la carte nous avons superposé les emplacements des champs présentés dans notre analyse. La carte du sondage a été construite pendant une période de 6 mois, à cause des contraintes géométriques des observations ROSAT qui sondait le ciel sur des grands cercles perpendiculaires à l'axe Soleil-ROSAT. Il est possible, comme nous l'avons mentionné, que les procédures de décontamination des LTE's aient enlevé un peu de signal héliosphérique, mais il en reste certainement la plus grande part.

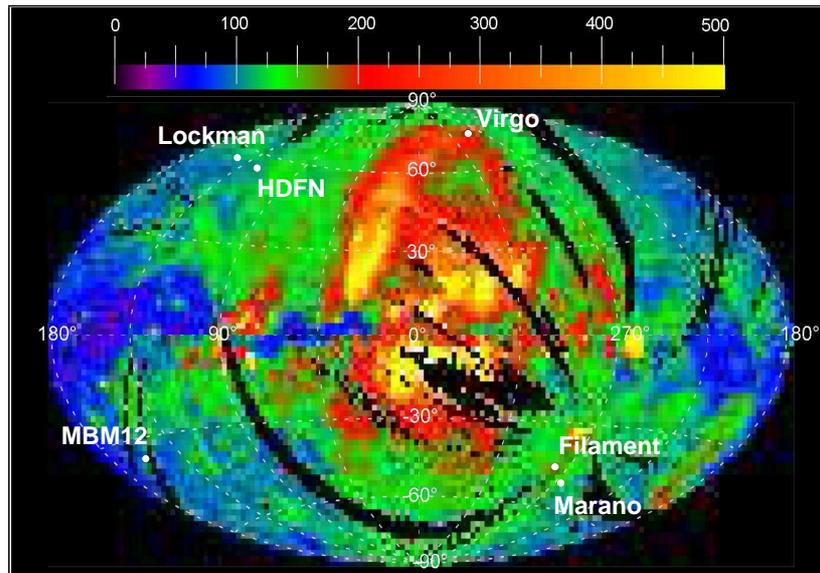


FIG. 5.15 – Carte ROSAT 3/4 keV (Wang, 1998) en unités  $10^{-6}$  cts  $s^{-1}$  arcmin $^{-2}$  (RU) superposée des positions des champs-cibles modélisés avec le modèle SWCX.

La carte fait apparaître de façon spectaculaire une région d'un diamètre environ égal à 130 degrés autour du centre galactique, région qui correspond (et est intérieure à) des arches radio formant globalement un cercle et connues sous le nom de Loop 1. Des coquilles de gaz dense vues en 21cm entourent les arches radio en continu. L'émission R4+R5 dans cette direction est supposée avoir sa source dans une bulle de supernova très proche et les coquilles de gaz sont le gaz dense repoussé à la périphérie de la bulle de supernova. Dans toute cette région du ciel, on voit que l'émission de la Loop 1 est le phénomène prépondérant.

Le cas du champ Virgo, situé en direction d'une arche, nous donne une idée des proportions entre le signal qui traverse le gaz et vient de Loop 1 et celui de la contamination CX. L'émission totale des raies de l'oxygène est de l'ordre de 15 LU (voir table 5.4, en omettant la pose contaminée), ce qui correspond à 200-250 RU. C'est bien ce qu'on retrouve sur la carte à partir de l'échelle de couleurs (zone rouge). L'émission CX (OVII+OVIII) est de l'ordre de 5 LU, elle est donc le tiers environ de la totalité du signal, ce qui explique bien la grande visibilité de cette structure.

L'autre cas, extrême opposé est celui de MBM12. Il est situé dans une zone bleue (limite vert) ce qui donne environ 7LU. L'échelle est trop grande pour distinguer l'ombre, ce chiffre s'applique alors à l'extérieur du nuage. On a vu que pour MBM12 les mesures 2006 donnent environ 6.5 LU off cloud, alors que l'émission CX est de l'ordre de 4 et 5 LU (poses on et off resp.). Cela veut dire que, très grossièrement, il n'y a dans la région de MBM12 (autour du nuage) que environ 1 LU en tout d'émission non-locale. Ici l'émission d'arrière plan est donc très faible, moins du quart de l'émission héliosphérique. Cela favorise l'interprétation selon laquelle, toute la région bleu foncé sur la carte correspond essentiel-

lement à de l'émission héliosphérique, en moyenne 5 LU.

Les cas Marano, HDFN et Lockman correspondent, eux, aux hautes latitudes et les champs sont situés sur des zones vertes de la carte. Effectivement les intensités XMM donnent des valeurs intermédiaires entre les valeurs hautes Virgo et basses MBM12. L'émission est celle du halo, partiellement absorbé, avec une contamination héliosphérique qui va du quart du signal total pour Marano, à un peu moins d'un demi pour HDFN. On voit que la situation est loin d'être simple, mais que même dans les cas extrêmes (Virgo) la contribution de l'héliosphère n'est pas négligeable.

## 5.5 Conclusions et perspectives

Nous avons calculé l'émission X induite des réaction d'échange de charge dans l'héliosphère pour une série d'observations de champs profonds ou "d'ombres" de l'émission diffuse X. Nous avons utilisé le modèle statique SWCX afin de calculer l'émission X de niveau zéro pour les observations selon la phase du cycle solaire durant laquelle elles ont été faites. En parallèle nous avons développé un modèle simple de propagation des perturbations du vent solaire en simples fonctions créneaux pour tenir compte des éventuelles variations de l'émission X à courte échelle temporelle en plus des variations à long terme dues à la phase du cycle.

L'analyse a donné des estimations de la contribution héliosphérique post-CX dans le fond diffus X interstellaire dans le domaine 0.5-0.7 keV et plus particulièrement des intensités des raies O VII (0.56 keV) et O VIII (0.65 keV) et a confirmé la grande contamination des données X dans ces énergies par l'émission héliosphérique.

L'émission locale à 3/4 keV (dominée par les deux raies O VII et O VIII) qui a été détectée à l'avant-plan des "ombres" (nuages à grande colonne densité qui absorbent l'émission soft-X qui est émise derrière eux par rapport à l'observateur), peut être expliquée par l'émission CX héliosphérique seule. A ces énergies, donc, il n'est point besoin d'émission venant de la Bulle Locale Interstellaire pour expliquer le niveau de l'émission X diffuse. Ce résultat 'négatif', tiré de notre analyse, devrait être pris en compte dans le futur dans les études de détermination de la température et pression dans la Bulle Locale.

Pour ce qui est de l'émission résiduelle galactique provenant essentiellement du halo galactique et de la région de la Loop I, les intensités des raies de l'oxygène à 3/4 keV devraient être corrigées de l'émission héliosphérique. Dans notre analyse nous avons donné une estimation de la correction qui pourrait être apportée et qui devrait aussi entraîner une révision des paramètres du gaz du Halo Galactique.

Notre analyse est encore relativement simple et apporte surtout des ordres de grandeur. Elle est limitée par l'absence de mesures hors-écliptique du vent solaire et de mesures précises d'abondances ioniques. Notre modélisation est encore à un stade préliminaire, à cause de l'impossibilité de suivre précisément les variations du vent solaire et de sa composition en ions lourds.

Un travail de modélisation plus détaillé sera essentiel pour réellement dé-contaminer les données X de l'émission héliosphérique et contraindre partout l'émission résiduelle galactique. Enfin, les instruments X de nouvelle génération à grande résolution spectrale devraient permettre, dans le futur, une détermination plus précise des raies d'émission et des sources et mécanismes d'émission.

## Chapitre 6

# Emissions EUV/X Héliosphériques : Domaine 0.1-0.3 keV

Dans ce chapitre, nous examinons les émissions EUV/X de l'héliosphère produites dans le domaine 0.1-0.3 keV. Le motif de cette étude, dans la continuité de l'étude de la contribution héliosphérique au fond diffus interstellaire, est la comparaison des émissions héliosphériques et des émissions de la Bulle Locale qui théoriquement est prépondérante dans ce domaine d'énergie.

Pour cette étude nous avons choisi d'utiliser un modèle global de l'interface héliosphérique, basé sur des simulations cinétiques, qui tient compte également des échanges de charge dans les régions de l'Héliogaine et l'Héliotail, jusqu'à l'Héliopause (~165 UA) et jusqu'à 40000 UA respectivement. La particularité de ces régions est que les vitesses thermiques des particules (neutres et ionisées) deviennent importantes par rapport à la vitesse d'ensemble du vent solaire, dès que l'on traverse le choc terminal, et on ne peut plus les négliger. Le modèle et les simulations effectuées seront présentées dans la section 6.1.

L'utilité initiale de ce modèle étant l'estimation de la contribution des parties externes de l'héliosphère aux intensités totales, qui s'ajoutent à la contribution de l'héliosphère interne, nous effectuons, dans un premier temps, une estimation des émissions X de l'Héliogaine et de l'Héliotail, sans la contribution des ions secondaires, que nous présentons dans le paragraphe 6.2.1. Ces résultats justifient l'approximation faite dans le chapitre 4, de négliger la contribution des parties externes de l'héliosphère et se concentrer sur les émissions de l'héliosphère interne.

D'autre part, une idée a surgi en lisant les résultats des sondages Wisconsin (Snowden et al., 1990) et ROSAT (Snowden et al., 2000) qui montrent un gradient de l'indice spectral du fond diffus X IS observé dans le domaine 0.1-0.3 keV le long d'un axe d'orientation assez proche de celle de l'axe centre-antcentre galactiques ( $l = 168^\circ.7$ ,  $b = 11^\circ.2$ ). L'explication proposée par (Snowden et al., 1990, 2000) est un gradient négatif de la température de la Bulle Locale selon la direction centre galactique - antcentre. Les deux études ne donnent pas tout à fait le même gradient, ceci éventuellement à cause des légères différences entre les bandes d'énergie de Wisconsin par rapport aux bandes d'énergie ROSAT. Wisconsin, avec les deux bandes B (bore, 0.13-0.188 keV) et C (carbone, 0.16-0.284 keV ; McCammon et al., 1983) a donné  $T \sim 1.58 \times 10^6 K$  pour le centre galactique et  $T \sim 0.79 \times 10^6 K$  pour l'antcentre. Les bandes ROSAT, R1 (0.09-0.284 keV) et R2 (0.1-0.284 keV et 0.35-0.75 keV minoritairement), ont montré des températures variant de  $1.35 \times 10^6$  à  $1.05 \times 10^6$  K du centre galactique à l'antcentre respectivement. Il faut aussi noter que l'étude ROSAT considérait seulement l'émission non-absorbée, c'est à dire après soustraction de la partie du signal émise au delà de la Bulle Locale. L'étude Wisconsin considérait la totalité du signal. Cependant, autour du plan galactique, l'essentiel de l'émission en dessous de 0.25 keV est local et les gradients auraient dû être semblables.

L'orientation de l'axe du gradient, traduite en coordonnées écliptiques est ( $\lambda = 90^\circ.5$ ,  $\beta = 20^\circ.8$ ) et se trouve à 15-20° environ de l'axe DownWind du flot IS, mais très proche de l'axe de déflexion de l'héliosphère prédit par les modèles à Champ Magnétique IS (Izmodenov et al., 2005a) comme nous avons expliqué dans la discussion du chapitre 3.1. Notre idée fut qu'un tel alignement n'est pas dû au hasard, mais qu'il y a une contribution héliosphérique à ce gradient. De toute façon, si l'on considère que les observations Wisconsin et ROSAT donnent une moyenne des composantes héliosphériques et

Bulle Locale, avec le modèle héliosphérique nous disposons d'un outil pour estimer les proportions de la contribution des deux composantes. La problématique et les résultats de cette proposition seront examinés dans les paragraphes 6.2.2 et 6.3 respectivement avec la comparaison des spectres obtenus dans les directions UW et DW. Les résultats seront comparés aux résultats des études avec *Wisconsin* et *ROSAT*.

Cette étude étant, au moment de la rédaction de ma thèse, en phase encore préliminaire, je discute dans le paragraphe 6.4 les premiers résultats obtenus et j'expose les perspectives de l'étude.

## 6.1 Description de la simulation

Le modèle classique dit 'chaud' (Lallement et al., 1985a,b) de la distribution des atomes H interstellaires à l'intérieur de l'héliosphère, a une très bonne résolution pour les régions proches du Soleil et jusqu'au choc terminal (90-100 UA), mais il n'est pas adapté pour étudier les émissions X issues de l'Héliogaine et l'Héliotail. Pour calculer les distributions H dans ces régions il faut tenir compte du couplage par échanges de charge des atomes H avec les protons solaires et interstellaires. La difficulté est que le libre parcours moyen des atomes H par rapport aux réactions d'échange de charge est comparable à la taille caractéristique de l'héliosphère. Pour modéliser l'écoulement du flot des atomes H IS à travers l'interface héliosphérique il faut, alors, utiliser des simulations cinétiques.

Nous avons utilisé les distributions plasma ( $p^+$  solaires) et neutres (H IS) d'après les études récentes de Izmodenov et Alexashov (2003), pour l'intégralité de la structure héliosphérique. Dans ce modèle cinétique, basé sur les études de Baranov et Malama (1993), le vent solaire au niveau de l'orbite terrestre est supposé à symétrie sphérique. La composante neutre du flot IS qui est constituée des atomes H est supposée uniforme et en mouvement plan-parallèle à l'extérieur de l'héliosphère. Dans ces conditions, le flot se trouve à symétrie axiale. Toutes les composantes chargées du flot IS (électrons, protons, particules  $\alpha$  et ions 'pick-up') sont traitées comme un fluide à composante unique, décrit par les équations hydrodynamiques d'Euler qui contiennent des termes-sources incluant les effets des CX.

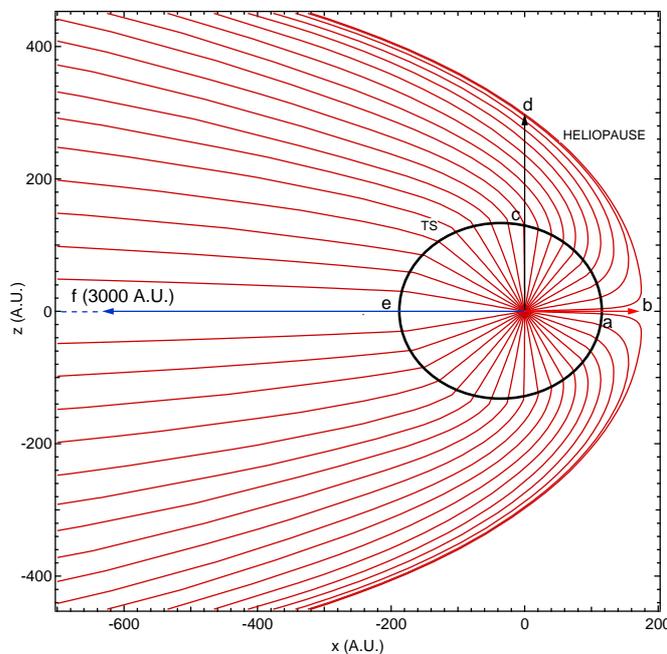


FIG. 6.1 – Structure des 'streamlines' du vent solaire. L'ovale en noir représente la position du choc terminal.

Le mouvement des atomes IS à travers l'interface héliosphérique est calculé à partir de la solution de l'équation cinétique. Il est supposé que les atomes H interagissent avec le plasma uniquement par la voie des échanges de charge et l'impact électronique est négligé. Les calculs s'étendent jusqu'à l'Héliopause dans la direction Upwind et jusqu'à 40000 UA dans l'Héliotail DownWind. Ce modèle de couplage neutre-plasma auto-consistant, donne des densités des atomes H et des ions, et aussi des vitesses moyennes et thermiques pour les ions et les neutres le long des lignes d'écoulement (streamlines) du vent solaire. Un exemple de la structure des 'streamlines' du vent solaire résultant du modèle Izmodenov et Alexashov (2003) est présenté dans la figure 6.1 (et aussi un autre exemple dans la figure 1.8). Le vent IS s'écoule de la droite vers la gauche, poussant le plasma du vent solaire et créant l'interface héliosphérique.

Dans un premier temps, le terme de perte pour chaque ion lourd  $X^{Q+}$  à cause des échanges de charge est calculé à partir de l'équation 6.1

utilisée déjà dans le modèle classique statique :

$$\begin{aligned} \frac{dN_{X^{Q+},\theta_o}}{ds} = & -N_{X^{Q+}}(\sigma_{(H,X^{Q+})} n_{H,\theta_o}(s) + \sigma_{(He,X^{Q+})} n_{He,\theta_o}(s)) \\ & + N_{X^{(Q+)+}}(\sigma_{(H,X^{(Q+)+})} n_{H,\theta_o}(s) + \sigma_{(He,X^{(Q+)+})} n_{He,\theta_o}(s)) \end{aligned} \quad (6.1)$$

L'intégration selon  $ds$ , dans la formule 6.1, se fait tout le long de chaque 'streamline' caractérisée par son **angle au vent  $\theta_o$  au départ du Soleil**, en expansion radiale jusqu'au choc terminal du vent solaire, et fléchies ensuite pour retourner vers la direction DownWind, comme présenté dans la figure 6.1. La distribution  $n_{H,\theta_o}(s)$  des atomes H IS le long de la 'streamline'  $\theta_o$  est issue des simulations Izmodenov et Alexashov (2003). La distribution des atomes He, non prise en compte dans leur modèle, est calculée à partir du modèle Lallement et al. (2004), le même utilisé dans le modèle classique statique (chap. 4). La grille de simulation pour les distributions He est interpolée à l'intérieur du choc terminal et extrapolée par une valeur constante de la densité IS au delà de celui-ci, afin d'obtenir des valeurs  $n_{He,\theta_o}(s)$  dans le même système de coordonnées que les distributions des atomes H IS. Les sections efficaces de CX avec les atomes H et He sont caractéristiques du vent solaire lent, présentées dans la table 2.1.

Dans le vent solaire supersonique, l'évolution de la densité des ions (termes source et perte) se calculait le long des radiales et on construisait, donc, la grille d'émissivité  $(r, \theta)$  en même temps que l'on calculait ces densités sur la même grille. Ici, le calcul 'perte + source' se fait le long des lignes d'écoulement et c'est dans une deuxième étape que sera calculée la grille  $(r, \theta)$  par interpolation.

Pour les ions dénudés, l'équation 6.1 est simplifiée, comme dans le cas du modèle SWCX statique :

$$N_{X^{Q+},\theta_o}(r) = \left[ \frac{X^{Q+}}{O} \right] \left[ \frac{O}{H^+} \right] n_{H^+,\theta_o}(r) \exp\left(- \int_{r_o}^r (\sigma_{(H,X^{Q+})} n_H(s) + \sigma_{(He,X^{Q+})} n_{He}(s)) ds\right) \quad (6.2)$$

où  $r$  est la distance radiale jusqu'au choc terminal et ensuite la distance le long la 'streamline', et  $n_{H^+,\theta_o}(r)$  la distribution des protons solaires le long de la 'streamline'  $\theta_o$ .

Le taux des réactions de CX par unité de volume pour chaque ion est calculée le long des 'streamlines' pour simplicité, selon l'équation 6.3 :

$$R_{X^{Q+},\theta_o}(r) = N_{X^{Q+},\theta_o}(r) v_{rel}(r) (\sigma_{(H,X^{Q+})} n_{H,\theta_o}(r) + \sigma_{(He,X^{Q+})} n_{He,\theta_o}(r)) \quad (6.3)$$

où  $v_{rel}(r)$  est la vitesse relative moyenne entre les ions lourds  $X^{Q+}$  et les atomes neutres H et He IS, en fonction de la distance depuis le Soleil :

$$v_{rel,HS}(r) = \sqrt{(V_{SW}^{\vec{}}(r) - v_n^{\vec{}}(r))^2 + 8kT_i(r)/\pi m_i} \quad (6.4)$$

où  $V_{SW}^{\vec{}}(r)$  est la vitesse d'ensemble des protons/ions du vent solaire,  $v_n^{\vec{}}(r)$  la vitesse d'ensemble des atomes H IS (considérée identique pour les atomes He IS) et  $m_i, T_i(r)$  la masse et la température, respectivement, des protons/ions du vent solaire indiquant la vitesse thermique des ions solaires. On obtient cette formule en intégrant  $V_{SW}^{\vec{}} - (v_n^{\vec{}} + v_{th}^{\vec{}})$  sur une distribution Maxwellienne pour  $v_{th}^{\vec{}}$  (vitesse thermique).

Ensuite par interpolation, j'ai construit sur les 'streamlines', des grilles  $R_{X^{Q+}}(r, \theta)$  interpolées des taux de CX pour chaque ion en fonction de la distance radiale  $r$  à partir du Soleil et l'angle au vent DW  $\theta$ . Sur cette grille finale, j'ai intégré le long des lignes de visée  $(\lambda, \beta)$  pour les positions d'observateur données. A l'exception des lignes de visée UW et DW et pour un observateur situé respectivement UW ou DW, toute autre ligne de visée croise plusieurs 'streamlines' dans l'Héliogaine, et donc, le taux d'échange de charge calculé le long des 'streamlines' jusqu'aux points de croisements avec la ligne de visée contribue à l'émission intégrée. L'intégration sur la ligne de visée s'arrête à l'héliopause dans les directions UW et CW (points b et d sur la fig.6.1), donc à des distances différentes selon la direction. Dans la direction DW je considère comme limite de l'intégration une distance de 40000 UA, qui est la limite des simulations Izmodenov et Alexashov (2003) même si les ions solaires sont déjà quasiment consommés à 5000 UA.

## 6.2 Résultats

### 6.2.1 Contribution de l'héliosphère externe à l'intensité totale due à l'héliosphère

Dans cette section, publiée dans l'article Koutroumpa et al. (2006), je présente une première étude préliminaire de la contribution de l'héliosphère externe à l'émission X totale issue de l'héliosphère. Le

principe de simulation suivi tenait compte de la vraie vitesse relative entre les neutres IS et les ions lourds du vent solaire comme décrit ci-dessus, mais négligeait l'apport des ions de charge inférieure créés le long des 'streamlines' au cours des échanges de charges séquentielles. Au moment de la publication je disposais uniquement des probabilités de cascades radiatives exactes pour quelques ions seulement (ions  $C^{q+}$ ,  $N^{q+}$ ,  $O^{q+}$ ,  $Ne^{q+}$  et  $Mg^{11,10+}$ , tables C.1 - C.5 de l'annexe C), et donc je n'ai appliqué la méthode que sur les ions correspondants.

Dans l'héliogaine, les échanges de charge avec les atomes H sont dominants. La focalisation gravitationnelle et les processus d'ionisation qui favorisent les échanges de charge avec les atomes He proche du Soleil ne sont plus très importants à grande distance, et pour la région de l'héliogaine nous avons, donc, négligé les échanges de charge avec les atomes He. Nous avons aussi négligé les variations de l'activité solaire, car leur effet est limité pour les régions lointaines de l'héliosphère. Ainsi, nous appliquons seulement des conditions d'un vent lent stationnaire.

Dans la figure 6.2 je présente l'émission totale due aux échanges de charge avec les atomes H en fonction de la distance au Soleil, pour un ion hypothétique de nombre atomique 16 et de section efficace  $3.5 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}$ , qui émet une raie spectrale à 0.56 keV. L'intensité est vue d'un observateur situé au Soleil, en unités  $10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  pour trois directions de visée, UW (trait rouge), CW (trait noir) et DW (trait bleu). A la distance de 100 UA nous marquons l'emplacement du choc terminal, limite du vent solaire supersonique et de l'héliosphère interne. La contribution additionnelle de l'héliosphère externe est calculée à partir de cette limite.

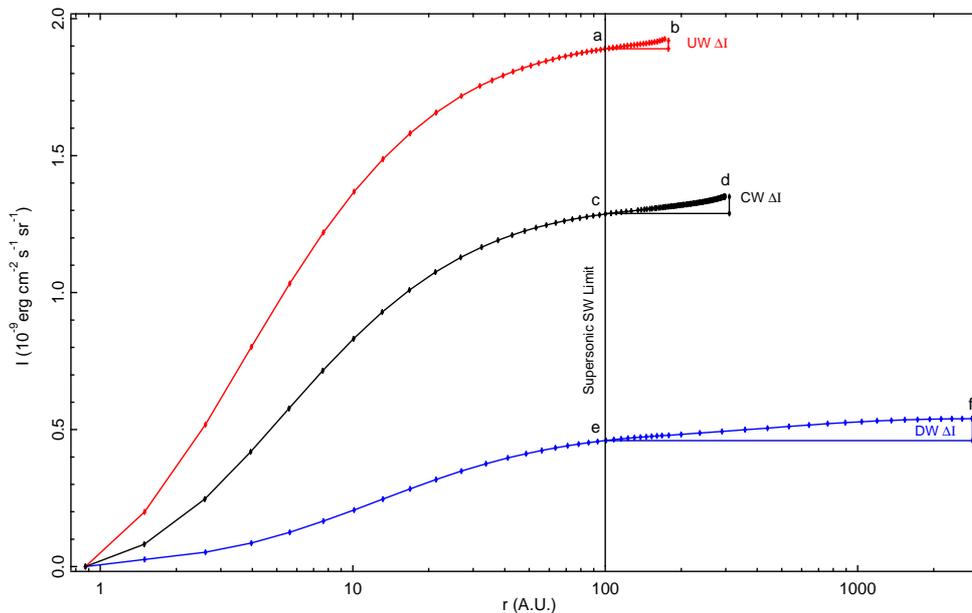


FIG. 6.2 – Contribution de l'Héliogaine vers les direction UW (rouge), et CW (noir) et de l'Héliotail vers la direction DW (bleu) à l'émission d'un ion lourd solaire. L'intensité, en unités de  $10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ , est présentée en fonction de la distance  $r$  (UA) au Soleil. La position des points (a) à (f) est marquée dans la figure 6.1.

Dans la table 6.1 je présente les contributions de l'émission dans l'héliosphère externe pour tous les ions traités dans l'étude, exprimées en pourcentage de l'émission totale due à l'hydrogène et l'émission totale due à l'ensemble H et He de l'héliosphère interne (jusqu'à 100 UA). Je note

$$A_H = \frac{I(\text{heliogaine})}{I(100 \text{ UA})} \times 100 \quad (6.5)$$

Pour calculer l'apport de l'héliosphère externe au total de l'émission  $A_{(H+He)}$  nous avons ajusté le pourcentage de la contribution due à l'hydrogène uniquement  $A_H$  et le rapport des intensités H et He respectivement  $\alpha = I_H/I_{He}$  pour les trois directions considérées (UW, CW, DW). Ce rapport  $\alpha$  est également noté dans la table 6.1.

$$A_{(H+He)} = A_H \frac{\alpha}{(1 + \alpha)} \quad (6.6)$$

Tab. 6.1 – Contribution de l'héliosphère Externe, jusqu'à  $\sim 170$  UA UW,  $\sim 300$  UA CW et  $\sim 3000$  UA DW, à l'intensité  $X$  due aux CX entre les ions lourds solaires et les atomes H IS, ainsi qu'à l'intensité totale  $X$  (contribution H+He) jusqu'au choc terminal ( $\sim 100$  AU).

$\alpha = I_H/I_{He}$ emission within 100AU	UW	CW	DW				
	2.7	1.08	0.15	A(% LOS)			
CX reaction	H <sup>a</sup>	H+He <sup>b</sup>	H	H+He	H	H+He	
$C^{6+} \rightarrow C^{5+}$	1.87	1.36	3.52	1.83	14.90	1.94	
$C^{5+} \rightarrow C^{4+}$	2.70	1.97	6.37	3.31	37.90	4.94	
$N^{7+} \rightarrow N^{6+}$	1.38	1.01	2.45	1.27	9.87	1.29	
$N^{6+} \rightarrow N^{5+}$	1.92	1.40	3.88	2.01	17.15	2.24	
$N^{5+} \rightarrow N^{4+}$	2.44	1.78	5.76	2.99	32.05	4.18	
$O^{8+} \rightarrow O^{7+}$	1.33	0.97	2.44	1.27	9.85	1.28	
$O^{7+} \rightarrow O^{6+}$	1.93	1.41	4.15	2.15	19.06	2.49	
$O^{6+} \rightarrow O^{5+}$	1.85	1.35	3.87	2.01	17.27	2.25	
$Ne^{9+} \rightarrow Ne^{8+}$	0.97	0.71	1.75	0.91	7.10	0.93	
$Ne^{8+} \rightarrow Ne^{7+}$	1.72	1.25	3.77	1.96	16.93	2.21	
$Mg^{11+} \rightarrow Mg^{10+}$	0.88	0.64	1.64	0.85	6.69	0.87	
$Mg^{10+} \rightarrow Mg^{9+}$	1.63	1.19	3.69	1.92	16.64	2.17	

<sup>a</sup>% à rajouter à l'émission due aux CX avec H

<sup>b</sup>% à rajouter à l'émission totale due aux CX avec H et He

Le pourcentage correspondant pour chaque ion dépend essentiellement de la section efficace de la réaction de CX entre l'ion  $X^{Q+}$  et les atomes H et décroît quand la section efficace augmente. La contribution la plus importante se trouve pour l'ion  $C^{5+}$  qui a la section efficace la plus petite pour les collisions avec les atomes H (voir table 2.1) et dont la quantité diminue beaucoup plus lentement avec la distance au Soleil.

La contribution est plus importante dans la direction DW, car la limite d'intégration ne dépend que de la consommation des ions par échanges de charge, contrairement aux directions UW et CW où l'Héliopause s'oppose en tant que limite physique à l'intégration. Upwind, l'Héliopause se trouve à  $\sim 170$  UA et sa contribution est relativement petite, à 2.7% du total d'émission due à l'hydrogène. Dans la direction Crosswind le pourcentage augmente légèrement à 7.3% , puisque l'Héliopause pour cette direction est réculée à  $\sim 300$  UA. Finalement, dans la direction Downwind, l'augmentation est beaucoup plus importante, atteignant  $\sim 38\%$  , car les échanges de charge contribuent jusqu'à  $\sim 3000$  UA où les ions solaires (primaires) sont complètement épuisés.

Comme je l'ai expliqué précédemment, nous n'avons tenu compte que des échanges de charge avec les atomes H, négligeant les échanges avec les atomes He dans l'héliogaine. Lors du calcul de la contribution de l'héliogaine à l'émission totale, la grande contribution de l'hélium aux parties internes de l'héliosphère (et surtout dans la direction DW où le cône de focalisation est dominant), compense la contribution de l'héliogaine et l'héliotail à l'émission totale due à l'hydrogène et l'hélium, suivant l'équation 6.6. Globalement, à cause de cet effet contrebalançant, la contribution de l'héliosphère externe ne dépasse pas  $\sim 5\%$  de l'émission totale de l'héliosphère interne. Rappelons que cela ne concerne que les échanges 'primaires'.

## 6.2.2 Le gradient de température au 1/4 keV : une signature spectrale de la structure de l'héliosphère ?

Dans la préface de ce chapitre j'ai expliqué que la deuxième phase de cette étude était la comparaison des émissions X héliosphériques aux émissions de la Bulle Locale dans le domaine 0.1-0.3 keV et la séparation des deux composantes. Le gradient de l'indice spectral du fond diffus X IS observé dans le domaine 0.1-0.3 eV (Snowden et al., 1990, 2000), qui est quasiment aligné avec l'axe du flot IS à travers l'héliosphère, nous a initialement incité à chercher une signature spectrale de la structure axisymétrique de l'héliosphère.

En allant un peu plus loin dans le raisonnement, dans la direction UpWind, le vent solaire trouve obstacle en présence du gaz IS et une fois décéléré au niveau du choc terminal, il est obligé de revenir en arrière à l'Héliopause. Ainsi, l'Héliopause est la limite physique pour les réactions d'échanges de charge et aussi des émissions X induites, puisqu'au delà de cette surface il n'y a plus d'ions solaires. Dans la direction DownWind, par contre, il n'y a pas de limite physique à l'écoulement du Vent Solaire, alors ce dernier peut se propager jusqu'à des distances 40000 UA avant de se fondre dans les conditions du milieu IS qu'il traverse. Tout le long de sa propagation DownWind suivant les lignes d'écoulement, les ions du vent solaire échangent de charges avec les atomes neutres H et He IS, jusqu'à leur neutralisation complète.

Ce basculement d'une population d'ions très chargés près du Soleil, vers une population d'ions de moins en moins chargés et finalement une neutralisation complète à grande distance du Soleil (surtout dans la Tail), pourrait produire un fléchissement de l'indice spectral des cascades radiatives dues aux CX, avec la production de raies d'énergie basse qui sont issues des ions de bas degré.

Dans cette étape de l'étude nous ne pouvons plus négliger les réactions d'échanges de charge secondaires, car c'est leur apport tout le long des lignes d'écoulement du vent solaire jusqu'aux limites de l'Héliopause et de l'Héliotail qui pourrait provoquer des variations dans le spectre complet des cascades radiatives. Dans cette partie, nous avons également besoin des ions  $Mg^{Q+}$ ,  $Fe^{Q+}$ ,  $Si^{Q+}$  et  $S^{Q+}$  qui ont de longues séquences d'états de charge et qui produisent des raies importantes dans le domaine 0.1-0.3 keV, cruciales pour la comparaison avec les raies émises par la Bulle Locale dans le même domaine. Pour la première fois, alors, dans l'étude des émissions X héliosphériques nous incluons aussi ces ions : Les cascades radiatives ont été calculées par *V. Kharchenko* dans l'approximation des ions hydrogénoïdes. Dans ce cas, les sections efficaces et cascades sont identiques pour H et He. Les résultats sont moins précis que pour les autres ions, mais donnent une très bonne idée quand même des émissions et des spectres.

Pour illustrer ce processus, je présente dans la figure 6.3 la variation de l'abondance relative des ions  $Mg^{Q+}$  en fonction de la distance radiale  $r$  (UA) au Soleil sous l'effet des échanges de charge séquentiels. Sur ce graphe je n'ai pas pris en compte l'expansion du vent solaire, c'est à dire que les densités sont normalisées à la densité du vent solaire au point considéré, car je voulais surtout mettre l'accent sur les effets des termes de perte et de création des ions lourds en fonction des différences des sections efficaces des collisions CX. Les variations d'abondance sont tracées pour deux directions, UW (trait plein) et DW (trait discontinu). Dans la direction UW les processus de perte et de création des ions sont interrompus à l'Héliopause, tandis que DW, les processus continuent jusqu'à l'épuisement des ions.

Dans la figure j'ai omis l'évolution de l'ion  $Mg^{11+}$  car c'est l'ion dénudé de la séquence, qui n'a pas de terme-source et n'ajoute pas d'information sur les effets des termes-source. Le premier ion présenté en trait noir, est l'ion  $Mg^{10+}$  qui est le plus abondant dans la série des ions Mg dans le vent solaire. Sa décroissance commence loin, car, près du Soleil, il est alimenté par les pertes de  $Mg^{11+}$  qui a des sections efficaces plus importantes. La décroissance de l'ion  $Mg^{9+}$  commence plus tôt que celle de  $Mg^{10+}$  car ses sections efficaces sont beaucoup plus fortes, mais elle ralentit à grandes distances car l'approvisionnement par les pertes de  $Mg^{10+}$  est lent et continu dû à la forte abondance de  $Mg^{10+}$ . L'ion  $Mg^{8+}$  est constant jusqu'au moment où l'ion  $Mg^{9+}$  commence à être consommé avec une très grande efficacité. Ainsi, à ce moment,  $Mg^{8+}$  commence à augmenter puisque son terme-perte est beaucoup moins important. Quand le processus d'alimentation est réduit par l'épuisement progressif de  $Mg^{9+}$ , le terme-perte de  $Mg^{8+}$  l'emporte à plus grandes distances. Le même effet est observé pour le reste des ions de la séquence, plus ou moins marqué, selon la compétition des termes-source et les termes-perte exprimée par la valeur des sections efficaces (voir table 2.1). L'effet le plus faible est observé pour l'ion  $Mg^{7+}$  qui a un terme-perte très efficace. L'ion  $Mg^{5+}$  qui n'existe pas initialement dans le vent solaire et qui a les

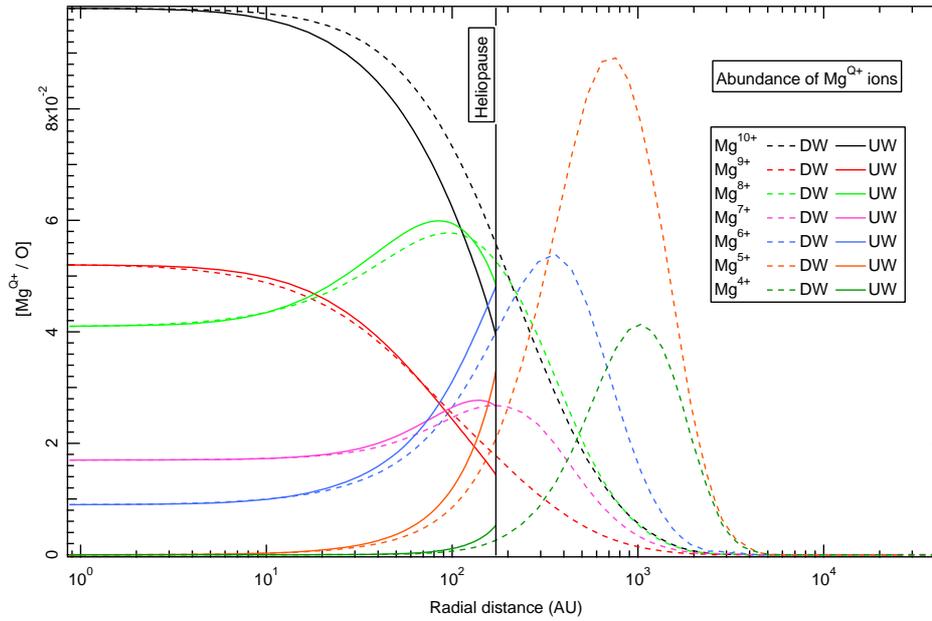


FIG. 6.3 – Variation de l'abondance des ions  $Mg^{Q+}$  le long des 'streamlines' sous l'effet des échanges de charge, sans l'expansion du vent solaire. La variation vers la direction UW est présentée en trait plein et interrompue à l'Héliopause à  $\sim 170$  UA. La variation vers la direction DW est présentée en trait discontinu et décroît jusqu'à zéro à cause de la neutralisation complète des ions autour de 2000-5000 UA.

sections efficaces de CX les plus faibles, est très fortement alimenté par tous les processus successifs qui ont conduit à sa création.

A la lecture du graphe, on se rend compte que ces effets de pertes et de création des ions de degré plus bas, ne rentrent vraiment en jeu qu'à partir d'environ 10 UA. Comme nous avons expliqué déjà, dans les chapitres précédents, 88% de l'émission X primaire totale due à l'hydrogène est produite dans les premières 10 UA et 98% de l'émission due à l'hélium est produite dans les premières 5 UA. Ceci, en plus de l'expansion du vent solaire, radiale jusqu'au choc terminal et en symétrie 'axiale' ensuite, fait que les effets de compétition entre les termes-perte et les termes-source ne sont pas détectables dans les observations. De plus, les raies secondaires, c'est à dire qui sont émises par des ions qui n'existent pas initialement dans le vent solaire mais qui sont créés par les échanges de charge (par exemple les raies de l'ion  $Mg^{5+}$ ), sont très faibles par rapport aux raies des ions principaux du vent solaire. La raie de ce type la plus forte dans le domaine 0.1-0.3 keV est la raie à 185.3 eV de l'ion  $Si^{6+}$  qui 'mesure' 0.128 LU dans la direction UW et 0.096 LU dans la direction DW. Dans les figures 6.4 et 6.5, qui montrent respectivement un spectre CX dans le domaine 0.09-0.38 keV et le même spectre divisé en deux bandes d'énergie pour améliorer la lisibilité, nous pouvons constater que la raie  $Si^{6+}$  (185.3 eV), notée en couleur bleue, est très faible par rapport aux raies des ions primaires du vent solaire.

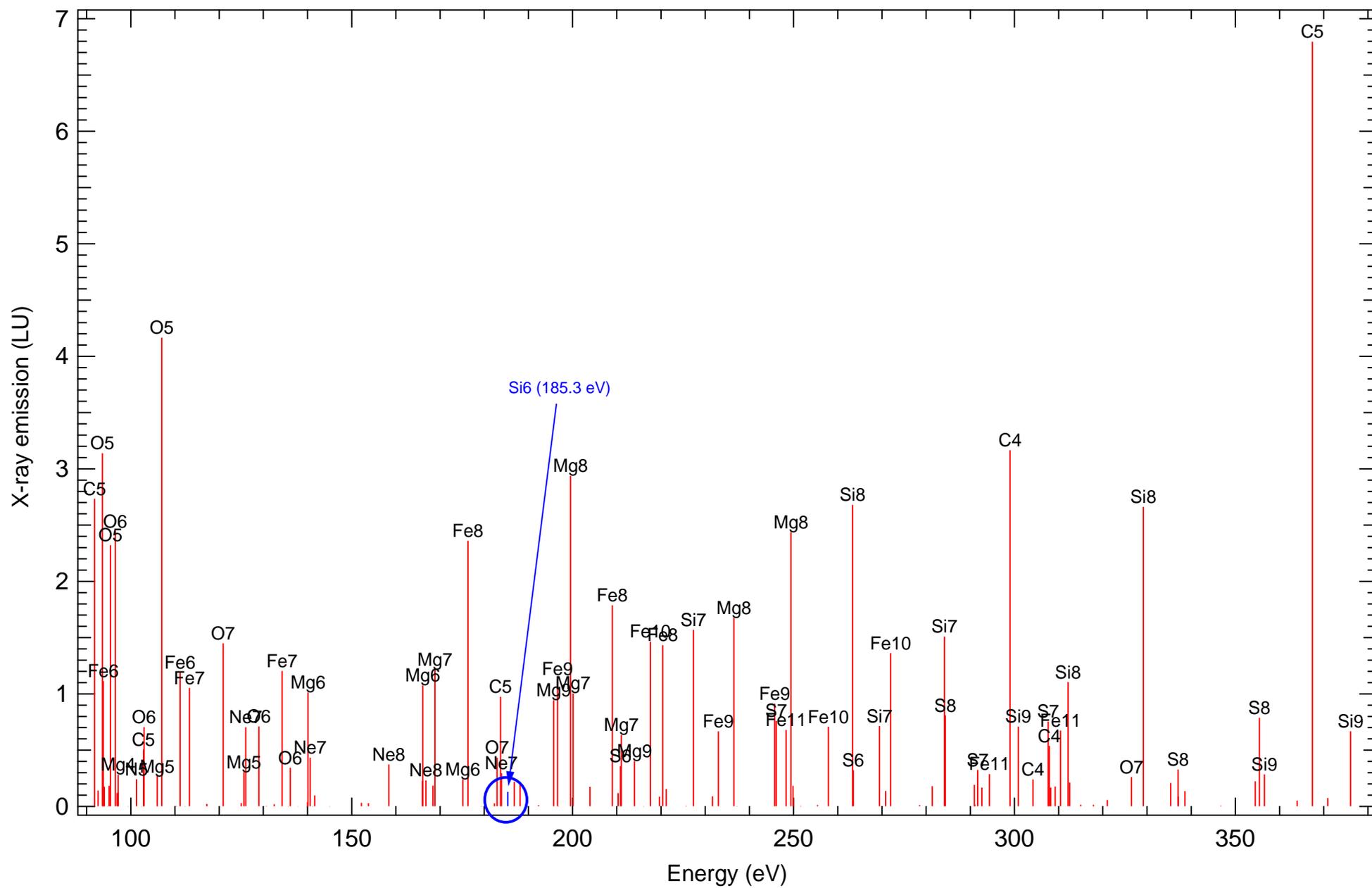


FIG. 6.4 – Exemple de spectre dans le domaine 0.1-0.3 keV. Au dessus de chaque raie spectrale, l'ion émetteur est inscrit.

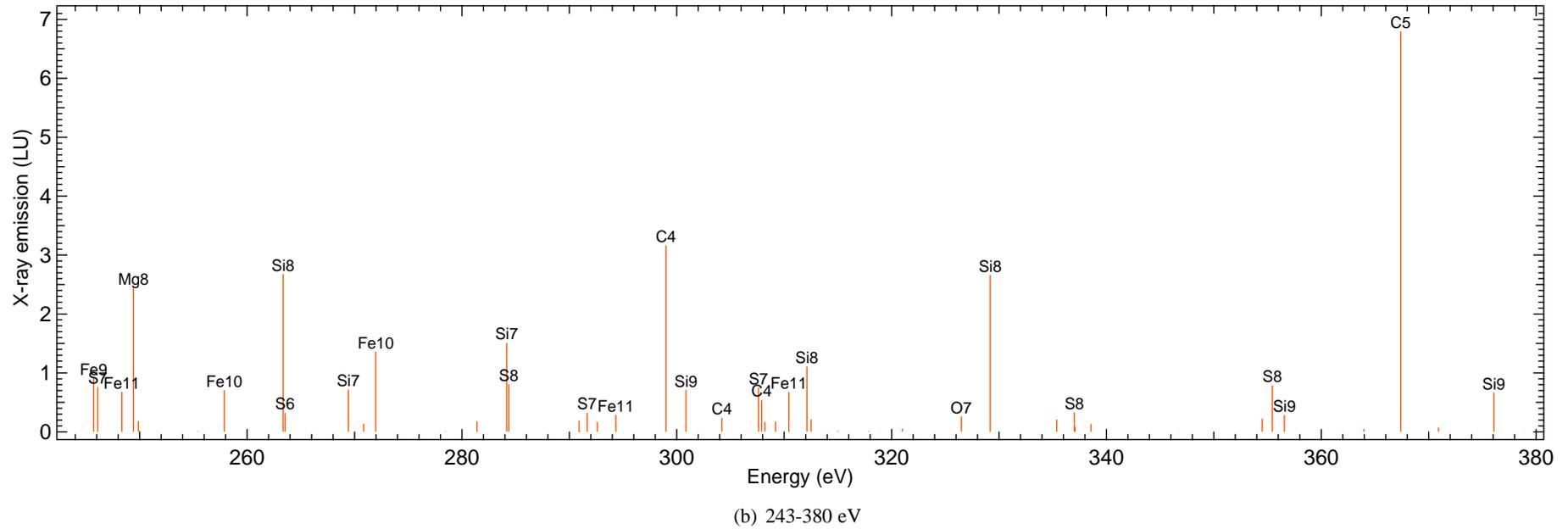
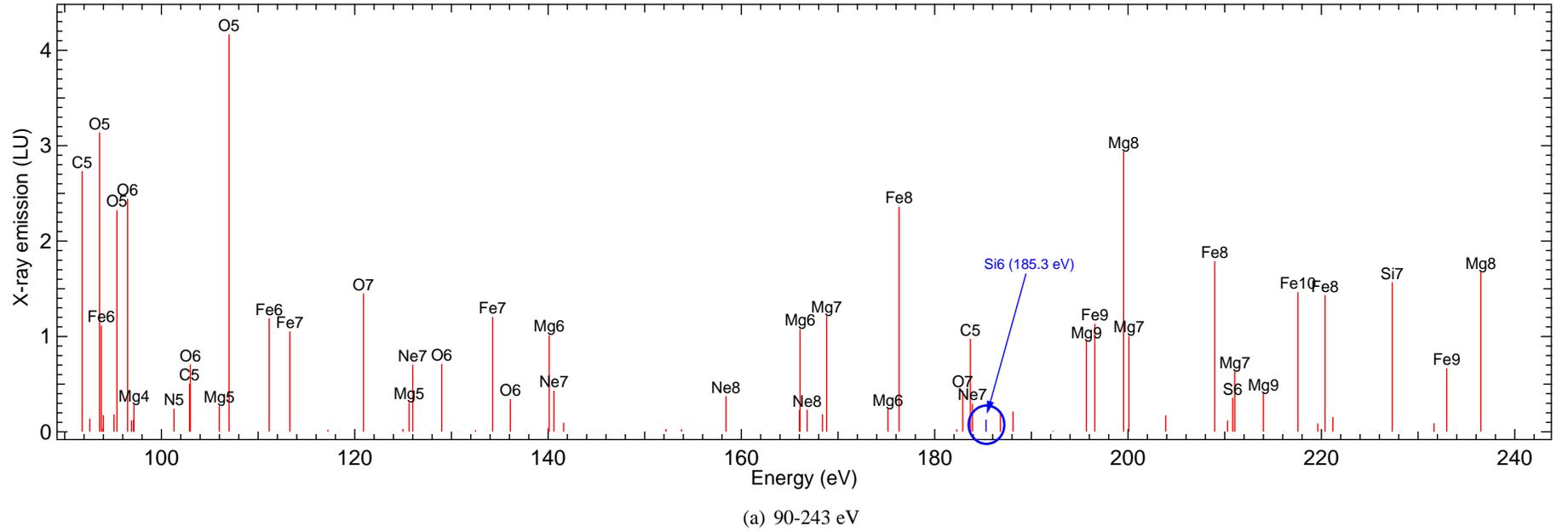


FIG. 6.5 – Identique à 6.4 mais décomposé en sous-domaines d'énergie : (a) 90-243 eV et (b) 243-380 eV.

Nous comprenons alors, que les ions secondaires issus des échanges de charge n'auront, vraisemblablement, qu'une très faible contribution aux différences d'indice spectral entre la direction UW et DW. Cependant, nous devons examiner les deux spectres (UW et DW) pour essayer de comprendre leurs différences. Dans la figure 6.6 je présente le spectre DW, ainsi que, superposé, le spectre UW multiplié par une constante telle que les deux coïncident pour la raie  $Mg^{8+}$  (199.5 eV). Par la suite, j'utiliserai l'expression "normalisé à l'intensité de la raie ..." pour une telle opération. Je rappelle que les raies de l'ion  $Mg^{8+}$ , issu de l'ion  $Mg^{9+}$ , ont été calculées sous l'hypothèse d'un ion hydrogénoïde (voir annexe C). Pour les ions hydrogénoïdes, les valeurs de section efficace et de probabilité d'émission sont identiques pour les CX avec les atomes H et les atomes He. Comme je l'ai expliqué dans le chapitre 4, les atomes He opèrent surtout dans la direction DW où se trouve le cône de focalisation, tandis que les ions H sont dominants dans la direction UW. Ainsi, cette normalisation sur les ions de même section efficace avec H ou He, revient à annuler les effets de densité des atomes H et He dans l'espace IP.

Dans la figure, on comprend immédiatement, que les variations des rapports de raies entre la direction UW et la direction DW, ne peuvent pas être expliquées par les raies des ions hydrogénoïdes dans le domaine 0.1-0.3 keV. En effet, l'hypothèse utilisée dans le modèle de sections efficaces identiques produit des rapports de raies également identiques pour les spectres UW et DW. Donc, il faut chercher la variation dans les raies calculées avec des sections efficaces différentes pour H et He. Si on estime, sur la figure, le rapport de la raie  $Mg^{8+}$  (199.5 eV) sur la raie  $O^{5+}$  (93.6 eV), on voit que ce rapport est plus élevé pour la direction DW que pour la direction UW. Mais, si on suit le même raisonnement pour la raie  $C^{5+}$  à 367.4 eV, on voit que le rapport  $C^{5+}(367.4 \text{ eV})/Mg^{8+}(199.5 \text{ eV})$  est plus fort pour la direction UW que celle DW. Il n'est, donc, pas facile de se prononcer sur la dureté de chaque spectre avec certitude.

Dans la figure 6.7 je présente le spectre DW, ainsi que le spectre UW normalisé à l'intensité de la raie  $C^{5+}$  (367.4 eV). Les raies de l'ion  $C^{5+}$ , contrairement aux ions hydrogénoïdes, ont été calculées à partir des modèles exacts de la structure de l'ion et avec des sections efficaces (et des probabilités d'émission) distinctes pour les collisions avec les atomes H et les atomes He. On rappelle que globalement, les sections efficaces des CX sont plus fortes pour les réactions avec H qu'avec He (voir table 2.1). Ainsi, la normalisation atténue en partie l'effet de la densité des neutres, mais annule surtout les effets des sections efficaces différentes pour H et He. Plus particulièrement, pour  $C^{5+}$  tant la section efficace de CX de son ion parent ( $C^{6+}$ ) que la probabilité d'émission de sa raie à 367.4 eV sont plus fortes pour les collisions avec H qu'avec He.

En faisant cette normalisation on se rend compte que les ions hydrogénoïdes (modélisés avec les mêmes sections efficaces pour H et He), qui dominent dans l'intervalle 0.1-0.3 keV, n'apportent pas de variation dans le spectre entre la direction UW et la direction DW. De plus, ils favorisent d'avantage les émissions CX avec l'hélium qui se trouve concentré très près du Soleil et de l'observateur et surtout dans la direction DW. Par contre, les ions autour de 100 eV ( $C^{5+}$  et  $O^{5,6+}$ ) gardent l'effet des sections efficaces séparées (et plus élevées pour H), de sorte que le spectre UW semble plus mou que celui de la direction DW. Comme nous le verrons aussi plus loin dans la section 6.3.4, en comparant le spectre SWCX convolué avec les réponses des instruments Wisconsin et ROSAT afin de l'ajuster aux données des deux instruments, l'indice spectral du spectre SWCX dans le domaine 0.1-0.3 keV reste quasiment constant entre les directions UW et DW.

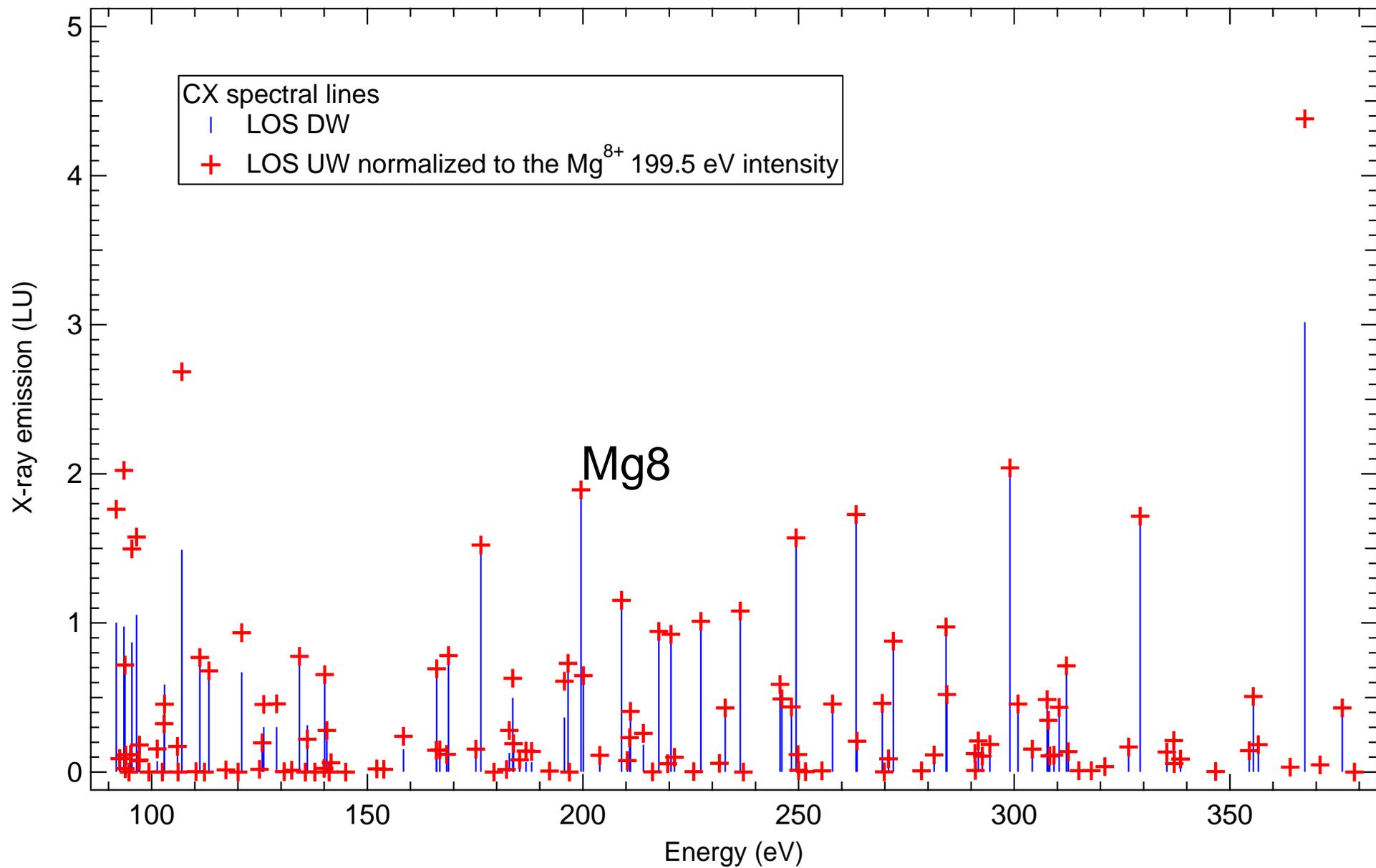
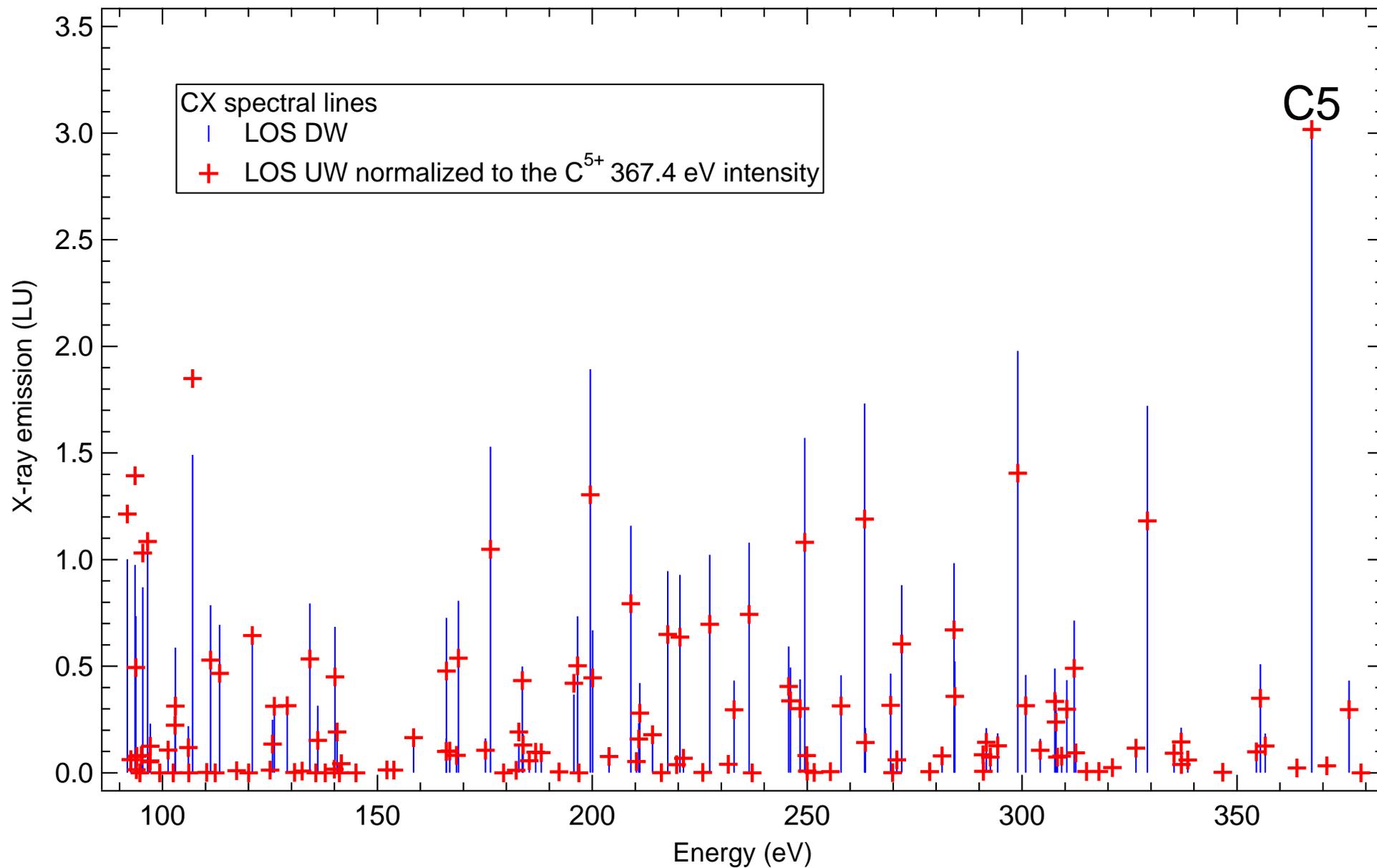


FIG. 6.6 – Comparaison des spectres CX vers les directions UW et DW, dans le domaine 0.1-0.3 keV. Normalisation à la raie Mg<sup>8+</sup> (199.5 eV).

FIG. 6.7 – Identique à 6.6, mais avec une normalisation à la raie  $C^{5+}$  (367.4 eV).

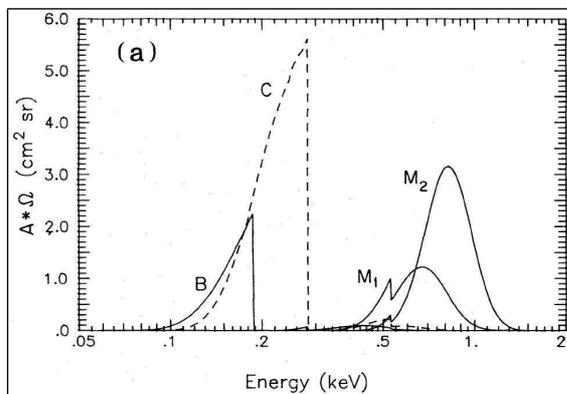
### 6.3 Comparaison des spectres simulés aux résultats d'observations à 1/4 keV

Malgré l'infirmité de notre raisonnement initial, nous disposons d'un outil pour estimer l'intensité absolue du modèle SWCX dans l'héliosphère et les proportions de l'émission héliosphérique et de l'émission de la Bulle Locale dans le domaine 0.1-0.3 keV pour les directions UW et DW, grâce aux analyses Wisconsin et ROSAT.

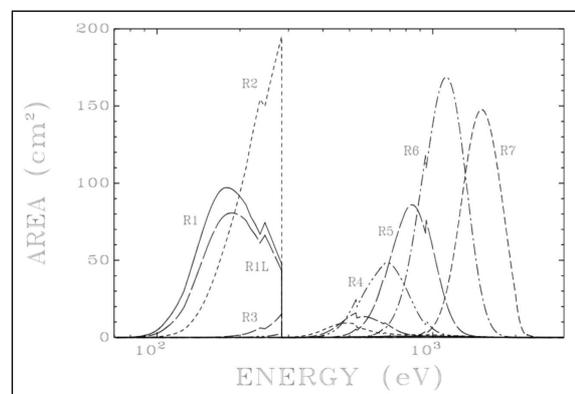
#### 6.3.1 Les résultats du sondage Wisconsin

Le sondage du fond diffus X IS mené par l'équipe de l'université de Wisconsin a été effectué dans la période 1972-1979 avec une série de 10 vols fusées. Les détecteurs, une série de compteurs proportionnels collimatés mécaniquement avaient un champ de vue circulaire de  $6^\circ.5$  FWHM et une faible résolution spectrale dans le domaine sondé 0.1-6 keV. Les détails de calibration des instruments et d'analyse de données générale sont publiés par McCammon et al. (1983). La réponse des détecteurs est présentée dans la figure 6.8(a) et était décomposée en plusieurs bandes d'énergie plus ou moins superposées. Les bandes passantes qui nous intéressent pour notre étude dans le domaine 0.1-0.3 keV sont la bande B et la bande C. La bande B (0.13-0.188 keV) est limitée par la raie d'absorption à 0.188 keV d'un filtre de Bore rajouté dans la structure des détecteurs pour augmenter l'information spectrale. Par équivalence la bande C (0.16-0.284 keV) est aussi limitée par la raie d'absorption du carbone à 0.284 keV.

A cause du manque de résolution spectrale suffisante des détecteurs, on ne dispose que des intensités totales intégrées dans chaque bande spectrale. Plusieurs études ont été consacrées à l'étude détaillée des bandes B et C et au rapport d'intensité dans les deux bandes. En première vue, le rapport semble relativement constant sur tout le ciel, mais, Fried et al. (1980) et McCammon et Sanders (1990) ont rapporté certaines déviations qui ont été analysées en détail par Snowden et al. (1990).



(a) Wisconsin response

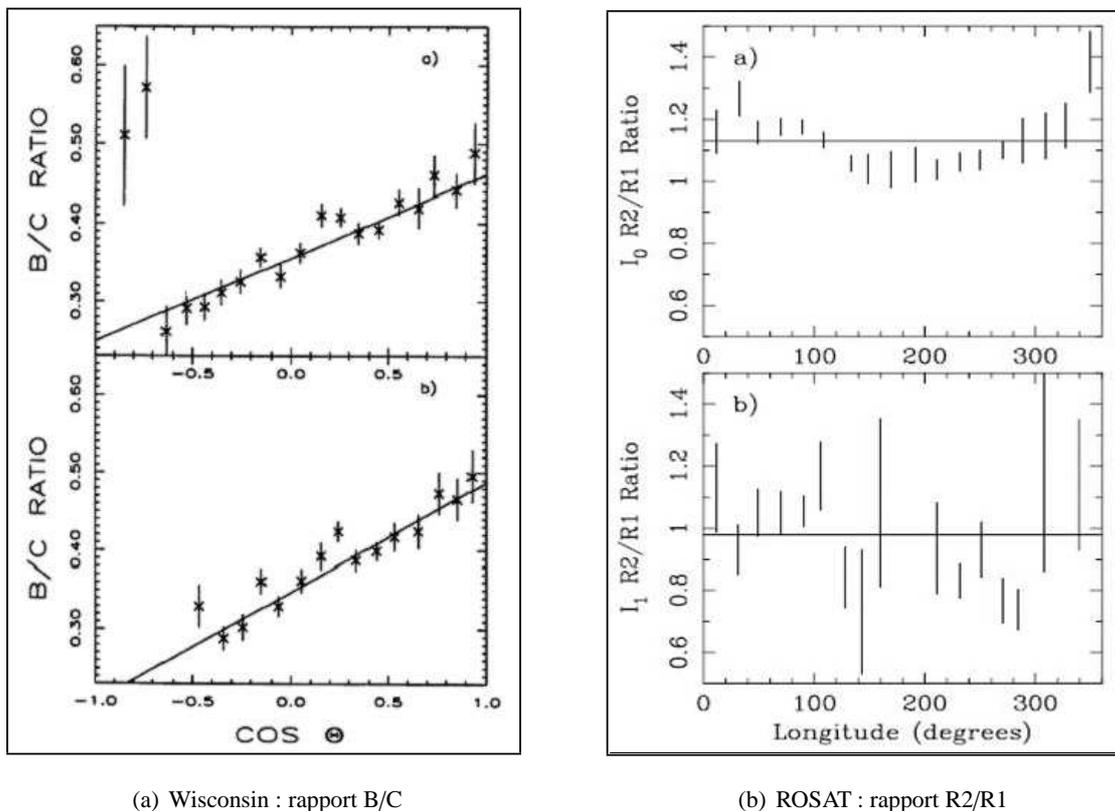


(b) ROSAT response

FIG. 6.8 – Réponses instrumentales de Wisconsin (a) et ROSAT (b). Dans notre analyse on n'utilise que les bandes B, C pour Wisconsin et R1, R2 pour ROSAT.

Dans cette analyse, Snowden et al. (1990) ont mis en évidence un gradient du rapport B/C de forme quasi-dipolaire, grossièrement aligné avec l'axe centre/anti-centre galactique. Le rapport B/C est présenté dans la figure 6.9(a) en fonction du  $\cos(\Theta)$  où  $\Theta$  est l'angle par rapport à l'axe positif du dipole (vers le centre galactique). La différence entre le panneau supérieur et inférieur de la figure 6.9(a) est le choix des données du sondage. Dans le panneau supérieur, toutes les données non-contaminées par de l'émission non-cosmique sont utilisées. Dans le panneau inférieur, les auteurs ont aussi exclu les régions affectées par les émissions structurées diffuses du complexe NPS/Loop I, l'excès d'Eridanus, et la Lupus Loop. Le rapport varie de **0.25** dans la direction du centre galactique, ou la direction UW dans le repère héliosphérique, jusqu'à **0.46** dans la direction anti-galactique, ou DW par rapport à l'héliosphère. La

variation a été attribuée à une anisotropie thermique de la Bulle Locale qui aurait une température de  $10^{6.2}$  K vers le centre galactique, et une température  $10^{5.9}$  K vers la direction anti-galactique.



(a) Wisconsin : rapport B/C

(b) ROSAT : rapport R2/R1

Fig. 6.9 – Colonne (a) : rapports B/C mesurés dans le sondage Wisconsin, en fonction du cosinus de l'angle  $\Theta$  par rapport à la direction du centre galactique. La courbe inférieure a été obtenue en excluant un certain nombre de structures comme la Loop I. Colonne (b) : rapports R2/R1 mesurés dans l'analyse des observations d'ombres avec ROSAT. Le panneau inférieur se réfère à la composante distante absorbée, et le panneau supérieur à la composante non-absorbée, locale.

### 6.3.2 Les résultats des observations du satellite ROSAT

Les résultats du sondage Wisconsin ont été confirmés par l'analyse des observations d'ombres avec ROSAT dans le domaine 1/4 keV (Snowden et al., 2000). L'étude mettait en évidence la corrélation négative entre la colonne densité H I et la brillance du SXR dans le domaine de 1/4 keV. Les auteurs ont utilisé ces propriétés pour décomposer le signal en avant-plan ( $I_0$ ) et arrière plan ( $I_1$ ) de nuages absorbants, comme présenté dans la figure 6.10.

ROSAT XRT/PSPC avait un champ de vue large de  $\sim 2^\circ$  et une géométrie d'observation caractéristique qui permettait le balayage des lignes de visée sur un grand cercle perpendiculaire à l'axe de rotation de l'instrument qui était aligné à  $15^\circ$  près avec la direction Soleil-Terre. Ainsi, une carte complète du ciel nécessitait une période d'une demi orbite terrestre pour couvrir toutes les directions. La réponse de ROSAT dans les différentes bandes spectrales est présentée dans la figure 6.8(b). Dans le domaine 0.1-0.3 keV nous sommes intéressés par les bandes R1 et R2, qui se chevauchent en grande partie mais sont statistiquement indépendantes. Elles sont toutes les deux bornées par la raie d'absorption du carbone à 0.284 keV et leur différence réside surtout aux énergies les plus basses.

Dans l'étude des ombres, Snowden et al. (2000) a calculé le rapport R2/R1 pour la composante locale (avant plan du nuage) et la composante distante (halo galactique derrière le nuage) en fonction de la longitude galactique. Cette dépendance est présentée dans la figure 6.9(b). Le rapport pour la composante distante est présenté dans le panneau inférieur et ne montre pas de dépendance particulière en fonction de la longitude. La composante locale, par contre, présentée dans le panneau supérieur présente une tendance claire par rapport à la longitude. Le rapport R2/R1 de la composante est minimal

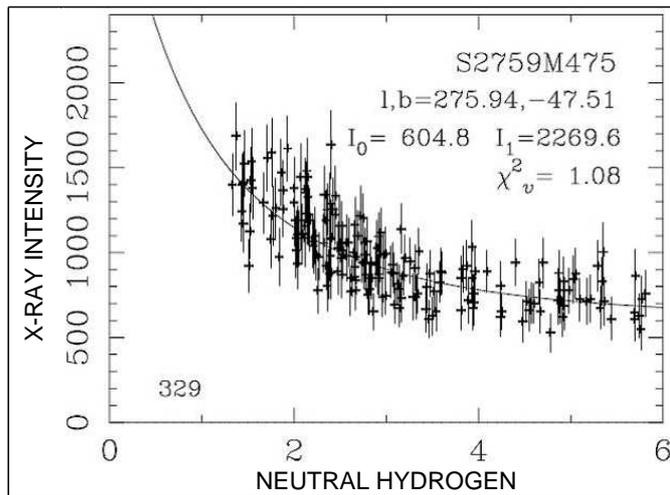


FIG. 6.10 – Exemple d'observation d'une ombre dans le domaine 0.1-0.3 keV. Figure extraite de Snowden et al. (2000).

les directions upwind ( $\cos(\Theta) \leq 0$ ) ce qui représente la dureté inverse du spectre. D'autre part, le rapport R2/R1 est le rapport entre les énergies hautes sur les énergies basses, qui donne le vrai indice de dureté du spectre.

### 6.3.3 Intensités absolues de l'émission post-échanges de charge

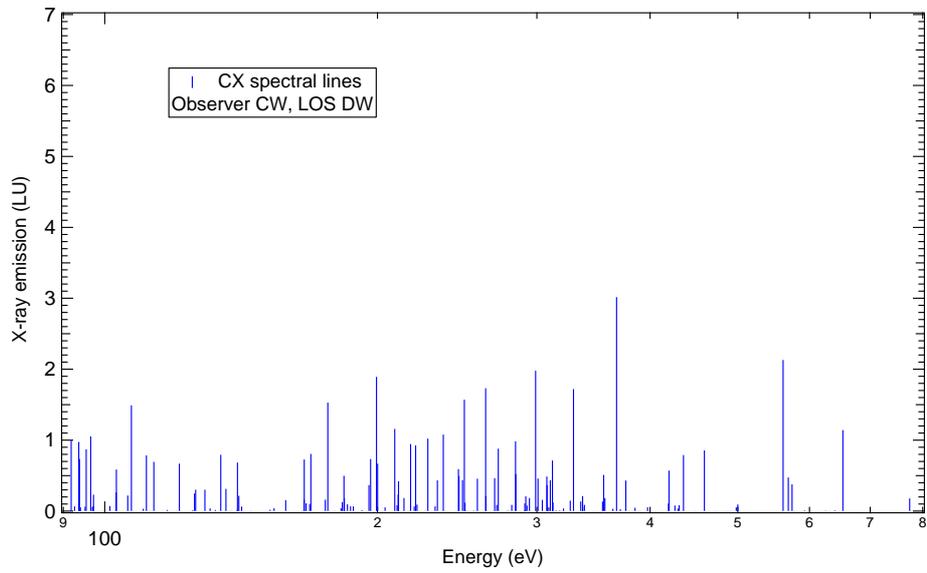
Les valeurs absolues dans les bandes B, C, R1 et R2, (ainsi que les rapports B/C et R2/R1 dans la section suivante) pour l'émission CX héliosphérique sont calculés à partir du modèle héliosphérique décrit dans le paragraphe 6.1 et les réponses des instruments, présentées dans la figure 6.8. Nous calculons le spectre CX pour un observateur situé crosswind et observant dans les directions UW et DW pour être en accord avec la géométrie d'observation de ROSAT. Ceci est très important, puisque nous avons démontré les différences d'intensité de l'émission dues aux effets de parallaxe sur l'orbite terrestre, dans les cartes du modèle statique pour différentes dates d'observation (§4.2.2). Il faut noter, cependant, que cette géométrie ne correspond pas forcément aux observations Wisconsin, ce qui peut influencer les résultats pour cet instrument. Dans l'avenir, lors de l'étude plus minutieuse des émissions à 1/4 keV, je compte prendre en compte la géométrie exacte pour chaque instrument, afin de comparer les observations au modèle de manière la plus fidèle possible.

Ensuite, nous convoluons chaque spectre avec la réponse des bandes B, C, R1 et R2 séparément, et nous calculons l'intensité totale dans toute la bande. Les intensités absolues dans les bandes Wisconsin ont des unités différentes de celles calculées dans les bandes ROSAT. Les intensités absolues du modèle héliosphérique et les spectres convolués avec les réponses des instruments sont présentées dans les figures 6.11 et 6.12. Nous exposons les spectres avant et après convolution pour l'émission CX dans la direction DW (fig.6.11), l'émission CX dans la direction UW (fig.6.12). L'intensité absolue dans la bande ROSAT R1 est **278.6 RU** ( $1 \text{ RU} = 10^{-6} \text{ counts s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$ ) pour UW et **171.6 RU** pour DW, tandis que l'intensité absolue pour la bande R2 est **410.5 RU** et **258.7 RU** pour UW et DW respectivement. Ici nous nous ramenons à des brillances pour pouvoir comparer avec les valeurs publiées. Par ailleurs, pour Wisconsin les intensités absolues sont : (i) pour la bande B, **22.4 counts s<sup>-1</sup>** et **13.16 counts s<sup>-1</sup>** UW et DW respectivement et (ii) pour la bande C, **139.3 counts s<sup>-1</sup>** et **87.6 counts s<sup>-1</sup>** pour UW et DW respectivement. Ici nous utilisons des intensités, de nouveau par souci de comparaison

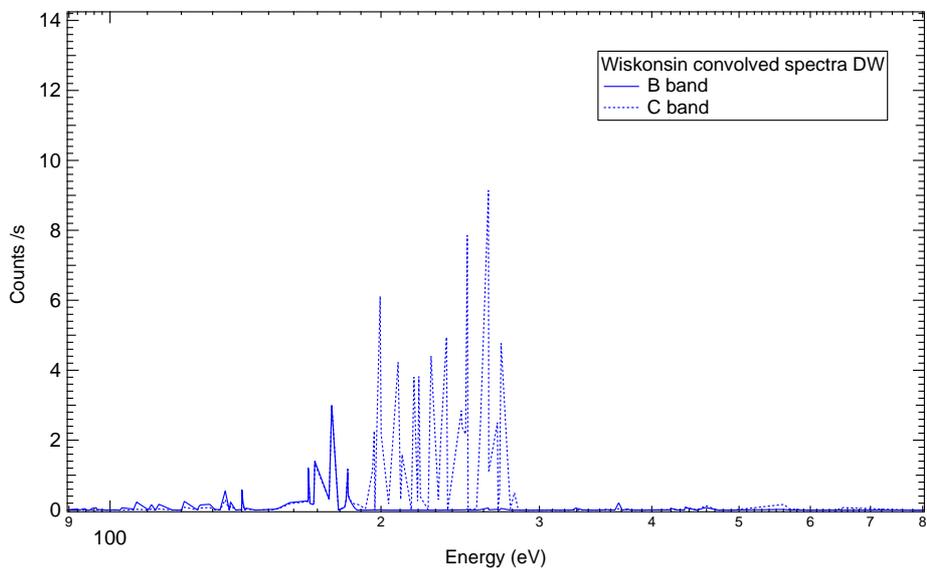
Un résultat intéressant est le suivant : Les intensités absolues pour les deux directions de visée, après convolution avec les réponses respectives des deux instruments sont **DU MEME ORDRE DE GRANDEUR QUE LES VALEURS MESUREES PAR LES INSTRUMENTS**.

et égal à **1.04** pour les directions autour de la longitude galactique  $\sim 160-170^\circ$ , très proche de la direction de l'axe du dipôle observé dans les données Wisconsin ( $l = 168^\circ.7$ ,  $b = 11^\circ.2$ ) vers l'anti-centre galactique. Les valeurs du rapport R2/R1 maximales sont en moyenne égales à **1.25** et sont observées pour les directions vers le centre galactique. D'après Snowden et al. (2000) la variation du rapport le long du dipole se traduit en variations de température entre  $10^{6.13} \text{ K}$  (UW, centre) et  $10^{6.02} \text{ K}$  (DW, anti-centre), une variation moins marquée que pour les données Wisconsin.

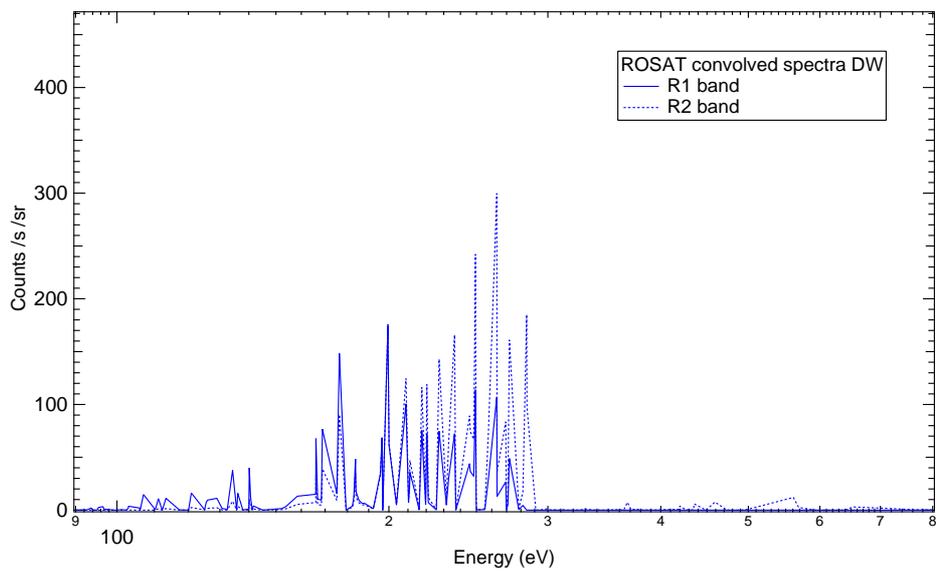
Il faut noter sur les figures 6.9(a) et 6.9(b) que les rapports B/C et R2/R1 sont en fait inversés. Le rapport B/C est le rapport entre les basses énergies sur les hautes énergies, alors il décroît vers



(a) CX DW intensity

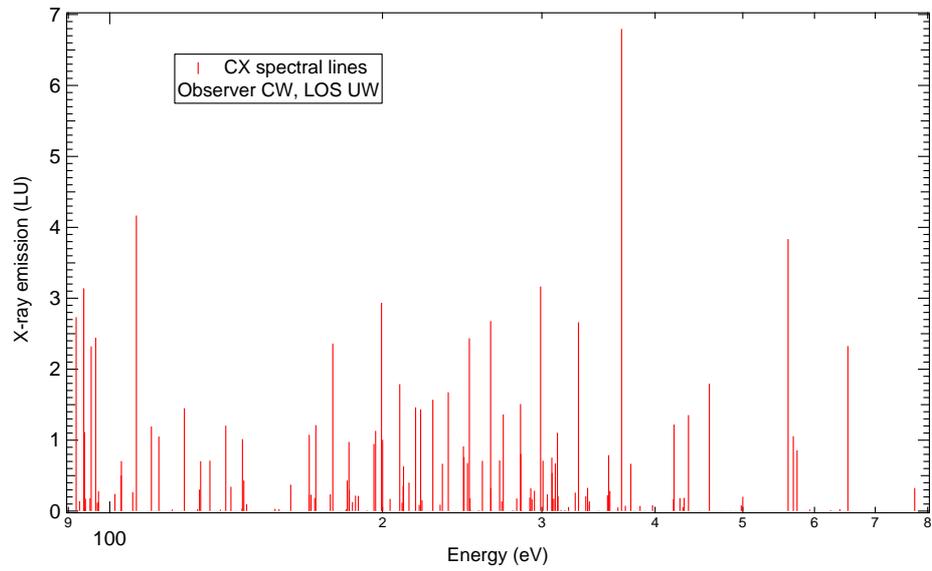


(b) CX DW spectra convolved with Wisconsin

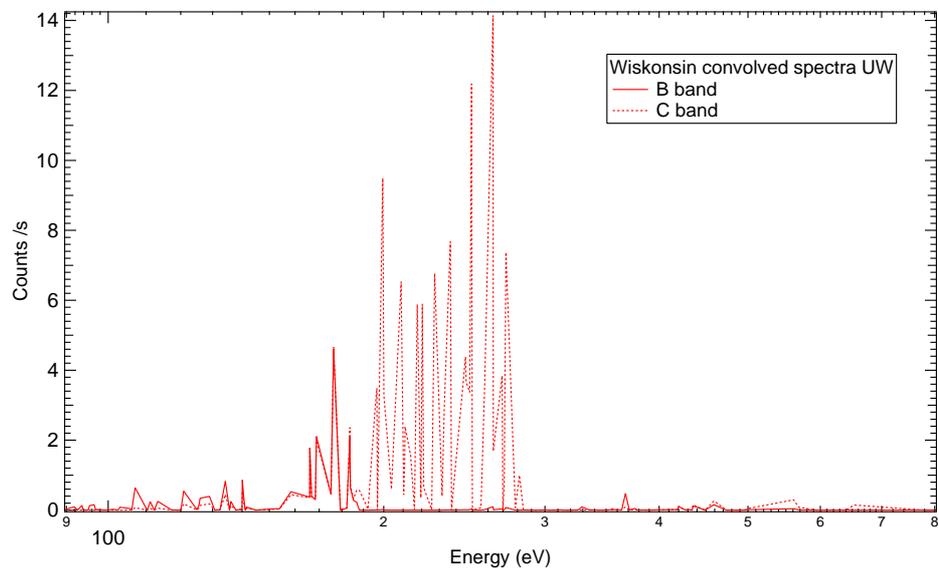


(c) CX DW spectra convolved with ROSAT

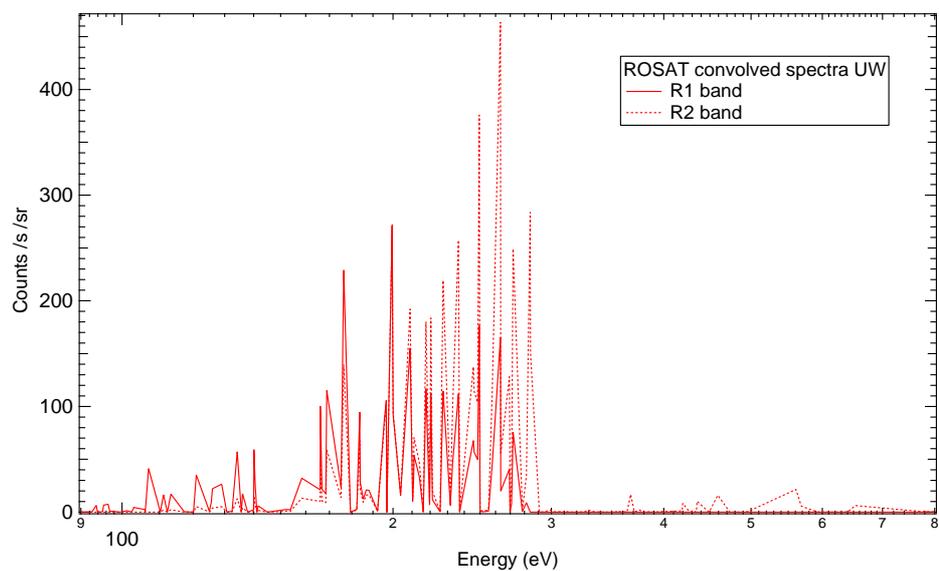
FIG. 6.11 – Intensité et spectre du modèle CX pour la direction DW convolué aux réponses Wisconsin et ROSAT.



(a) CX UW intensity



(b) CX UW spectra convolved with Wisconsin



(c) CX UW spectra convolved with ROSAT

FIG. 6.12 – Intensité et spectre du modèle CX pour la direction UW convolué aux réponses Wisconsin et ROSAT.

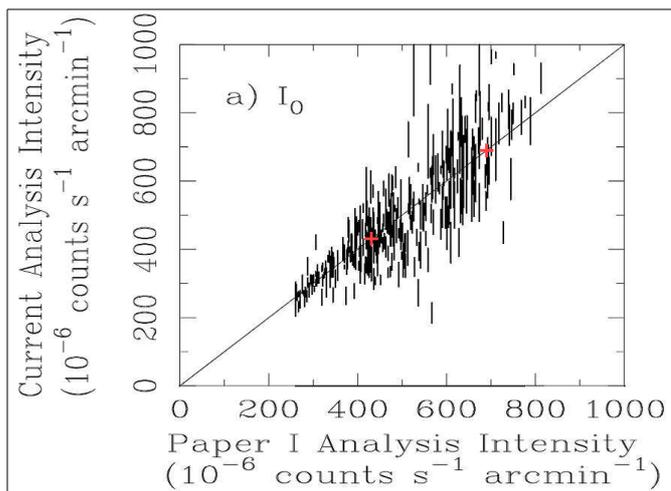


FIG. 6.13 – Mesures de la composante locale  $I_o$  dans la bande 1/4 keV (R1+R2) de ROSAT (barres noires), superposées sur les intensités équivalentes (R1+R2) dans le modèle d'échanges de charge (croix rouges). La composante  $I_o$  a été déterminée par les observations des ombres à deux reprises (Snowden et al. (1998) - Paper I, Snowden et al. (2000) - Current Analysis, voir texte). Figure adaptée de Snowden et al. (2000).

Dans la figure 6.13, adaptée de Snowden et al. (2000), sont présentés les mesures de la composante locale  $I_o$  non-absorbée dans la bande 1/4 keV (R1+R2) de ROSAT. L'auteur compare dans cette figure les résultats des deux analyses effectuées sur les champs d'ombres (Snowden et al., 1998, 2000). Les ombres, comme nous avons déjà expliqué dans le chapitre précédent (5) servent à séparer les émissions d'origine locale (BL+SWCX) et d'origine lointaine (halo galactique et sources extragalactiques). L'intensité  $I_o$  varie entre 250 et 800 RU. Sur la figure sont superposés, représentés par les croix rouges, les points calculés avec le modèle SWCX pour les deux directions de visée (galactique/upwind et anti-galactique/downwind) considérées. Les intensités modèle sont très élevées, et atteignent les valeurs les plus hautes mesurées sur le ciel.

On pourrait en conclure hâtivement que toute l'émission  $I_o$  est héliosphérique. Mais il faut prendre en compte les éléments suivants : D'une part, les valeurs  $I_o$  concernent la composante locale de l'émission diffuse obtenue, sous les hypothèses de l'analyse Snowden et al. (2000), c'est à dire en supposant que le mécanisme d'émission est uniquement thermique (pas de SWCX) et en imposant des températures fixes pour le halo et la Bulle Locale. Une correction prenant en compte l'émission CX devrait être effectuée. Cependant, l'analyse des courbes de Snowden et al. (2000) (voir fig.6.10) permet d'obtenir  $I_o$  et de voir que l'ordre de grandeur ne changerait pas. D'autre part, les données sont déjà corrigées pour la contribution des LTE's (Long Term Enhancements) enlevant, ainsi, une certaine partie de la contribution héliosphérique. Ici, nous manquons d'information et il faudrait refaire l'analyse avec un modèle dynamique pour évaluer ce que Snowden et al. (2000) ont pu enlever. Un coup d'oeil aux résultats de (Cravens, 2000a; Cravens et al., 2001) montre que c'est surtout la contribution géocoronale qui est enlevée et environ 10% du maximum de l'intensité CX. Enfin, le modèle CX est calculé pour des conditions de vent solaire lent et avec des conditions moyennes de minimum pour les distributions des neutres. Ces conditions donnent des valeurs assez élevées pour l'émission héliosphérique. Des conditions solaires différentes donnent des valeurs plus faibles de l'émission SWCX qui pourraient être compatibles avec les valeurs les plus basses des mesures ROSAT.

Dans la figure 6.14, adaptée de Snowden et al. (1990), sont présentés les points de mesures Wisconsin dans la bande B en fonction des points de mesures dans la bande C. Nous avons superposé les points équivalents calculés dans le modèle SWCX, représentés par les croix rouges. Les valeurs déduites du modèle SWCX sont du même ordre de grandeur que les mesures dans la bande C de Wisconsin, mais sont nettement plus faibles que les mesures dans la bande B de Wisconsin. La bande B de Wisconsin se distingue des bandes C, R1 et R2, comme étant la plus basse et la moins imbriquée aux autres. La différence importante modèle-données pour cette bande pourrait avoir deux explications : d'abord, le modèle n'est pas encore parfait, il se peut que nous manquons d'éléments dans les simulations, comme peut-être certaines raies de basse énergie qui ne sont pas prises en compte, des conditions d'activité solaire qui ne correspondent pas aux conditions réelles pendant les observations, des géométries d'observation qui ne sont pas fidèles aux observations Wisconsin et bien d'autres incertitudes. La deuxième explication, qui n'est pas la moins probable, serait que l'émission mesurée dans les basses énergies (bande B) est due à la

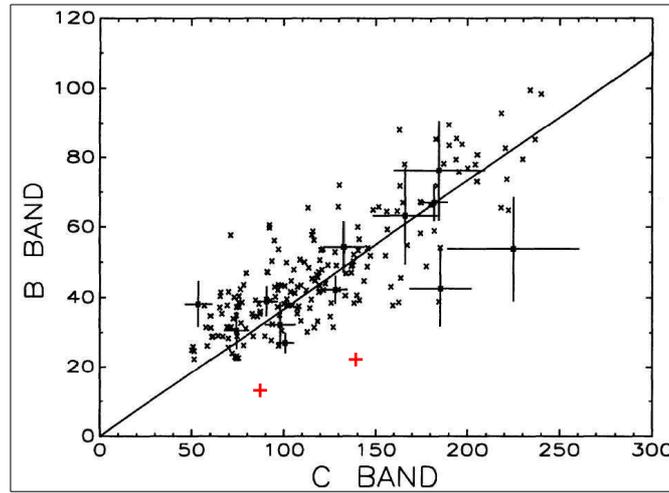


FIG. 6.14 – Mesures de l'intensité totale dans la bande Wisconsin/B en fonction de Wisconsin/C (croix noires), superposées par les intensités équivalentes B et C dans le modèle d'échanges de charge (croix rouges). Figure adaptée de Snowden et al. (1990).

composante de la Bulle Locale mais elle serait beaucoup plus froide que ce qui est supposé actuellement. Une telle émission thermique à température basse, expliquerait les mesures en basses énergie sans pour autant rajouter beaucoup d'intensité dans les raies spectrales à plus hautes énergies (bandes R1, R2 et C), où l'émission héliosphérique semble prépondérante.

### 6.3.4 Méthode de déduction des proportions des émissions de l'héliosphère et de la Bulle Locale

Si on fait l'hypothèse que les rapports observés, B/C pour Wisconsin et R2/R1 pour ROSAT, nous fournissent une moyenne des rapports équivalents théoriques pour l'émission héliosphérique due aux CX et l'émission de la Bulle Locale en tant que plasma chaud à une température donnée T, il y a moyen d'estimer leurs contributions respectives pour les directions UW et DW, suivant une relation de proportionnalité très simple :

$$R_{obs}(LOS, D) = \kappa_{CX}(LOS, D) \cdot R_{CX}(LOS, D) + (1 - \kappa_{CX}(LOS, D)) \cdot R_{BL}(D) \quad (6.7)$$

ou  $R_{obs}(LOS, D)$  est le rapport observé pour une certaine ligne de visée (LOS : UW ou DW), et pour l'un des deux détecteurs D. Vu que les rapports sont définis différemment pour les deux instruments, B/C pour Wisconsin et R2/R1 pour ROSAT, on définit comme  $R_{obs}(LOS, D)$  le rapport de la bande hautes énergies sur la bande basses énergies, pour être cohérent entre les deux instruments. Ainsi, pour Wisconsin,  $R_{obs}(LOS, D) = (B/C)^{-1}$  dans l'équation. Le coefficient  $\kappa_{CX}(LOS, D)$  dénote la proportion de l'émission issue des échanges de charge (CX) pour la direction de visée choisie et  $R_{CX}(LOS, D)$  est le rapport  $(B/C)^{-1}$  ou R2/R1 de l'émission héliosphérique calculée dans le modèle de CX selon la LOS. Enfin,  $R_{BL}(D)$  est le rapport  $(B/C)^{-1}$  ou R2/R1 de l'émission théorique de la Bulle Locale, modélisée comme un plasma chaud, et sous l'hypothèse qu'elle est isotrope dans toutes les directions de visée.

#### Rappel des résultats des rapports mesurés dans les bandes ROSAT et Wisconsin

Nous rappelons que le rapport mesuré par Wisconsin était **B/C = 0.25** pour la direction UW et **B/C = 0.46** pour la direction DW (Snowden et al., 1990). Respectivement, le rapport mesuré par ROSAT était **R2/R1 = 1.25** pour la direction UW et **R2/R1 = 1.04** pour la direction DW (Snowden et al., 2000).

TAB. 6.2 – Proportion de l'émission CX héliosphérique dans le domaine 1/4 keV, d'après les observations ROSAT et Wisconsin, le modèle de CX et un modèle MEKAL standard de Bulle Locale à  $10^6$  K.

	R2/R1				B/C			
	ROSAT	CX	MEKAL( $10^6$ K)	$\kappa_{CX}(\%)$	Wisconsin	CX	MEKAL( $10^6$ K)	$\kappa_{CX}(\%)$
UW	1.25	1.47	0.81	66.7	0.25	0.16	0.43	43.0
DW	1.04	1.51	0.81	32.8	0.46	0.15	0.43	-3.6 : :

### Rapports R2/R1 et B/C calculés avec le modèle héliosphérique d'échange de charge

A partir des intensités absolues calculées pour le modèle SWCX nous calculons les rapports R2/R1 et B/C de la composante héliosphérique. Les intensités absolues dans les bandes Wisconsin ont des unités différentes de celles calculées dans les bandes ROSAT. Mais, pour les rapports de l'intensité des bandes, ceci n'a pas d'importance et nous pouvons avoir des unités arbitraires pour chaque instrument du moment où elles sont identiques pour les deux bandes de l'instrument. Ceci est d'autant plus pratique que les réponses des instruments ROSAT et Wisconsin sont définies différemment.

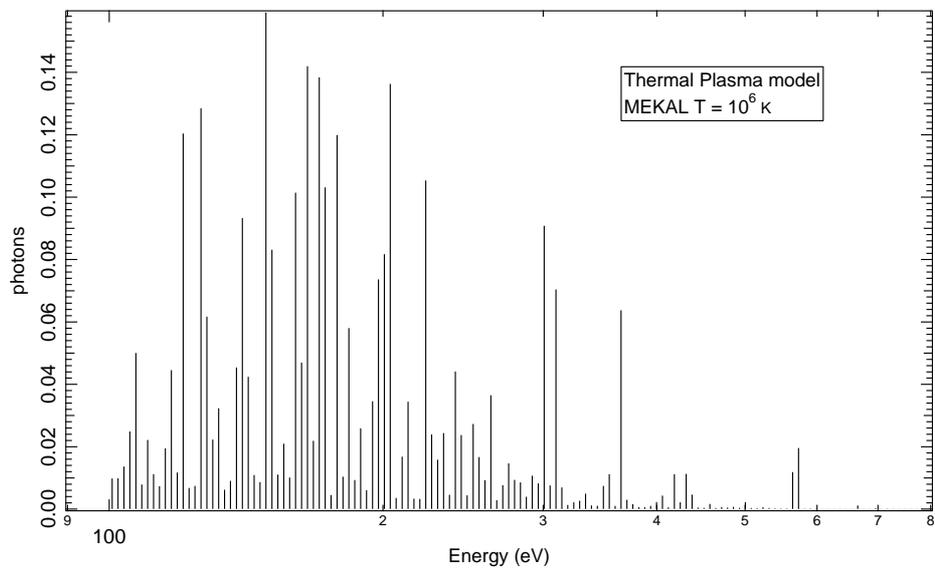
Pour la direction UW, nous calculons des rapports **B/C = 0.16** et **R2/R1 = 1.47**. D'autre part, pour la direction DW les rapports résultants sont **B/C = 0.15** et **R2/R1 = 1.51**. Comme nous l'avons dit dans le paragraphe 6.2.2, l'indice spectral de l'émission CX ne présente pas de gradient négatif observable vers la direction DW. Au contraire, l'indice spectral des émissions CX héliosphériques aurait la tendance inverse, avec un très faible gradient inverse de celui des observations. Ceci est probablement dû à la structuration spatiale discrète des neutres héliosphériques dans le milieu interplanétaire et les sections efficaces différentes pour les CX avec l'hydrogène ou l'hélium, comme nous l'avons expliqué dans la section 6.2.2.

### Rapports R2/R1 et B/C calculés pour le modèle MEKAL d'un gaz chaud à $T = 10^6$ K

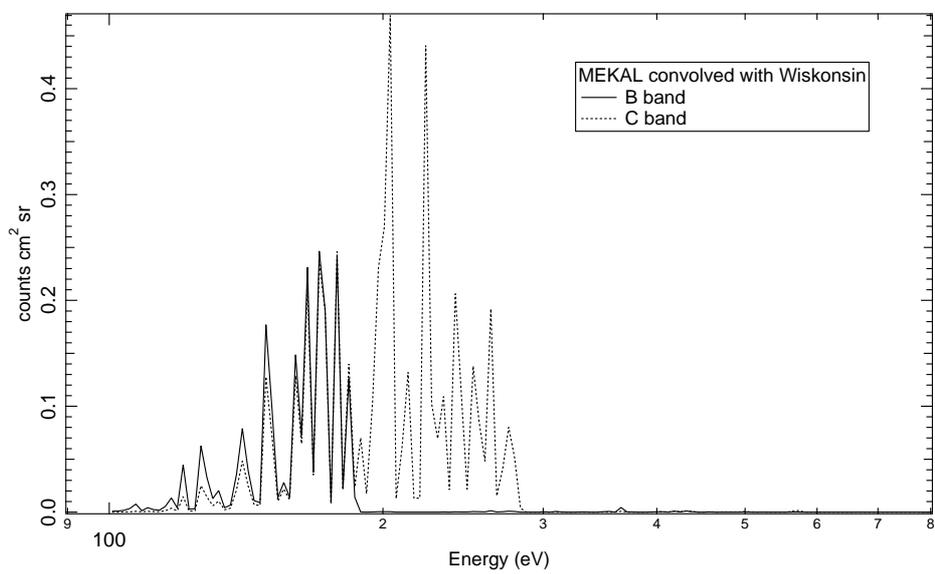
Nous avons pour l'instant fait cet exercice pour une température :  $10^6$  K. La figure 6.15 correspond à l'émission thermique d'un gaz chaud à  $T = 10^6$  K calculée à partir du code MEKAL de plasma chaud, simulant la Bulle Locale. Le code MEKAL est un des codes les plus utilisés pour décrire la Bulle Locale, et la température à  $10^6$  K est une moyenne des températures souvent attribuées à la Bulle Locale. Nous utilisons ce spectre de la même façon que les spectres simulés héliosphériques, le convoluant avec les réponses de Wisconsin et de ROSAT, pour comparer les rapports B/C et R2/R1 avec les observations et le modèle héliosphérique. En faisant l'hypothèse que la Bulle Locale est parfaitement isotrope dans l'espace, le calcul donne un rapport **B/C = 0.43** et **R2/R1 = 0.81**.

Les résultats sont résumés dans la table 6.2 où figure aussi la proportion  $\kappa_{CX}$  héliosphérique en % calculée à partir de l'équation 6.7 pour chaque instrument. Nous remarquons tout de suite que la contribution héliosphérique n'est pas du tout négligeable, surtout dans la direction UW. En effet, rien qu'à comparer les spectres héliosphériques UW et DW (fig. 6.12(a) et 6.11(a) respectivement) on voit que vers la direction UW, l'intensité dans quasiment toutes les raies spectrales CX est augmentée d'un facteur quasiment 2 par rapport à la direction DW. Ceci influe sur la sensibilité de l'indice spectral observé aux contributions héliosphérique et Bulle Locale.

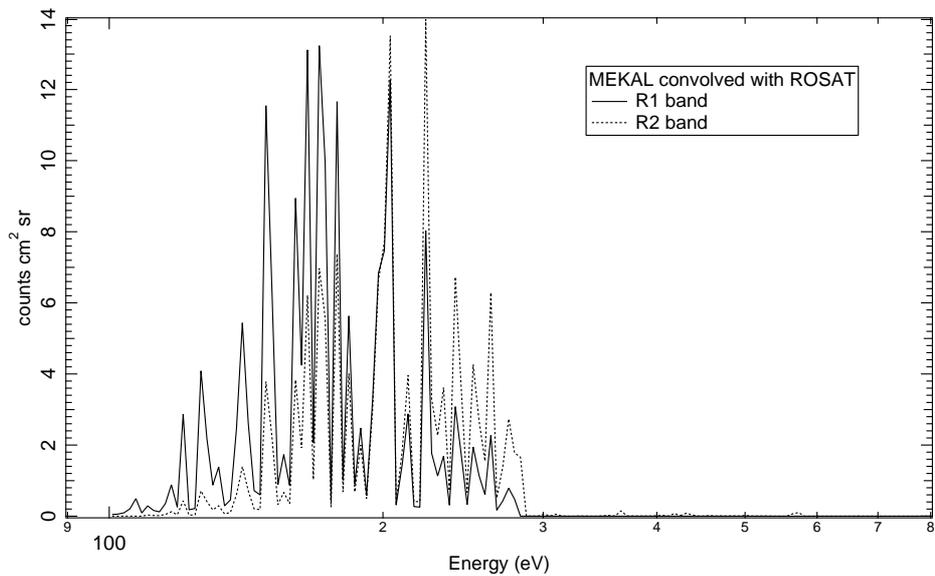
Les résultats de l'analyse avec les deux instruments, montrent aussi une nette augmentation de l'importance de l'héliosphère de plus de 40% pour ROSAT et plus de 55% pour Wisconsin entre les directions DW et UW. On doit remarquer pourtant que la valeur négative pour la contribution de l'héliosphère DW dans les données Wisconsin, ne peut être physique puisque l'émission héliosphérique ne peut avoir des valeurs négatives, ni zero, puisqu'au contraire elle est du même ordre de grandeur que les mesures Wisconsin et ROSAT (fig. 6.13 et 6.14). Ce chiffre négatif signifie seulement que dans la direction downwind, le modèle thermique à  $10^6$  K produit beaucoup trop d'émission, parvenant à reproduire les mesures Wisconsin sans que l'émission héliosphérique puisse être incluse. Ceci est en accord avec nos conclusions basées sur l'intensité absolue du modèle SWCX dans la section précédente. Il faudrait un modèle thermique à température beaucoup plus basse pour reconcilier les intensités absolues héliosphériques



(a) MEKAL T =  $10^6$  K Intensity



(b) MEKAL convolved with Wisconsin



(c) MEKAL convolved with ROSAT

FIG. 6.15 – Intensité et spectre du modèle MEKAL convolués aux réponses Wisconsin et ROSAT.

calculées et les contributions relatives de chaque mécanisme aux données mesurées.

Nous retrouvons une grande différence entre les résultats obtenus avec les observations ROSAT par rapport à ceux obtenus avec Wisconsin. Cette différence était déjà présente entre les analyses Snowden et al. (1990) et Snowden et al. (2000), mais avec un écart plus faible. Une raison pour laquelle de tels écarts sont observés entre les résultats ROSAT et Wisconsin est la définition de leur bandes spectrales respectives. Les bandes R1 et R2 se chevauchent dans une gamme plus importante que les bandes B et C, ce qui réduit les informations spectrales détenues dans les mesures ROSAT. Ainsi, les bandes B et C sont plus sensibles aux modèles thermiques utilisés et le gradient rapporté par Snowden et al. (1990) pour les données Wisconsin était plus important que celui pour les données ROSAT.

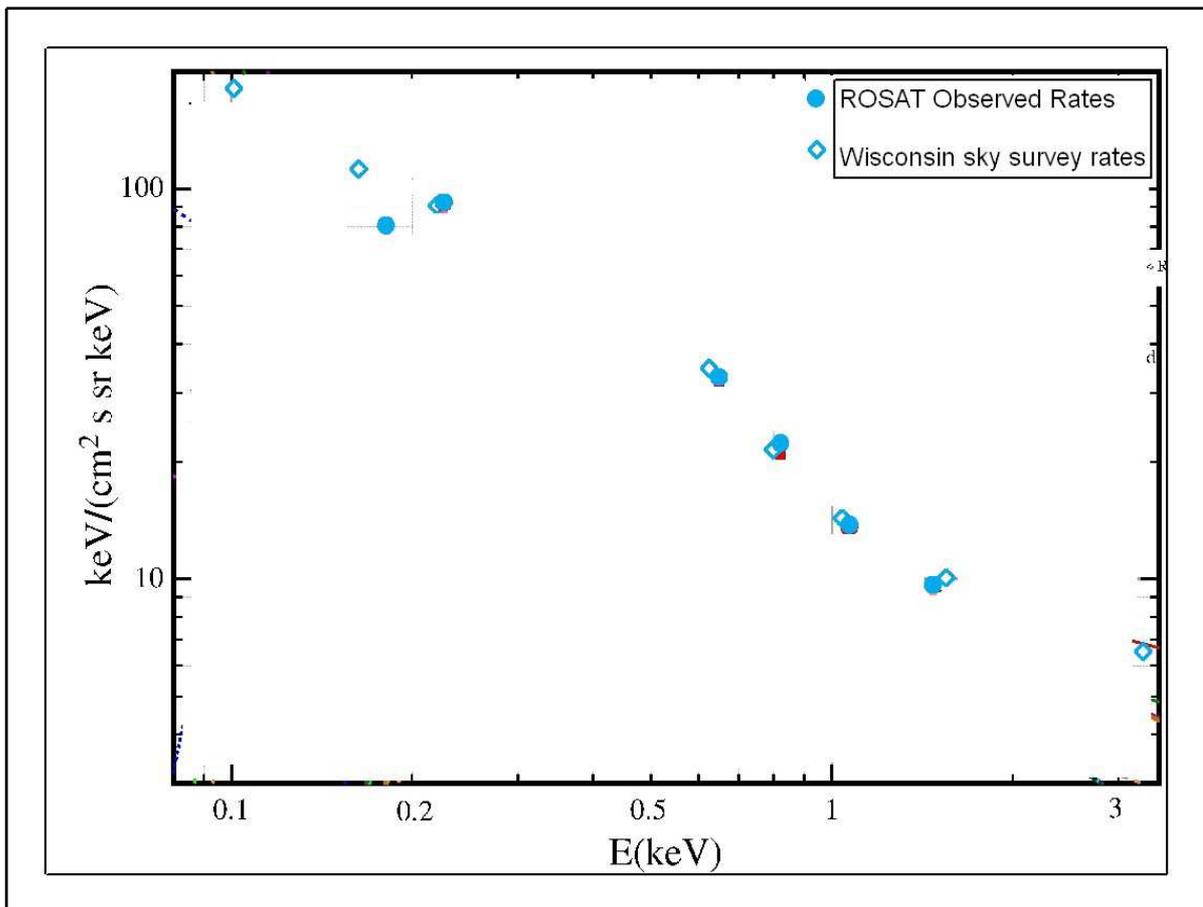


FIG. 6.16 – Comparaison des mesures ROSAT (ronds pleins) et Wisconsin (losanges) respectivement divisées par la réponse effective pour chacune des bandes des instruments. En commençant par les énergies les plus hautes : R7, R6, R5, R4, R2, et R1 pour ROSAT et (2-6), J, I, M2, M1, C, B et Be pour Wisconsin. (Dr. D. McCammon, communication privée)

En général, les mesures ROSAT à 1/4 keV (bande R12) et Wisconsin (bande C) sont en très bon accord, comme révèle l'analyse de Snowden et al. (1995). Néanmoins, une défaillance de la calibration de la bande R1, montre un écart de 20% par rapport à la bande B du sondage Wisconsin. Sur la figure 6.16 je présente les réponses pour toutes les bandes ROSAT et Wisconsin moyennées sur une région de  $6^\circ \times 6^\circ$  dans l'hémisphère galactique nord. Toutes les bandes des deux instruments sont en accord sur la figure 6.16, sauf les bandes R1 et B, et vu que les réponses Wisconsin suivent une belle courbe lisse, on en déduit que la bande R1 est problématique. En effet, d'après une discussion privée avec Dr. Dan McCammon, qui nous a gentiment fourni la figure 6.16, la réponse effective de la bande R1 a été surestimée de 20%. Cette correction, à appliquer à la convolution des modèles MEKAL et SWCX, aura comme effet l'augmentation du rapport R2/R1 pour les deux modèles. Ainsi, on obtient un rapport

MEKAL de  $R2/R1 = 0.96$  pour la Bulle Locale et un rapport SWCX  $R2/R1 = 1.76$  et  $1.81$  UW et DW respectivement pour l'héliosphère. Donc, la fraction héliosphérique de l'émission à 1/4 keV est réduite pour les données ROSAT à  $\kappa_{CX} = 36\%$  UW et  $9.4\%$  DW.

D'autre part, dans notre analyse, nous avons utilisé un modèle standard de Bulle Locale à température  $10^6$  K, mais apparemment il est impossible d'obtenir les mêmes proportions CX et gaz chaud lors de l'ajustement aux données Wisconsin et ROSAT respectivement. Si nous faisons l'hypothèse que l'émission héliosphérique et l'émission de la Bulle Locale sont en moyenne stables au cours du temps, leur proportions devraient être constantes et identiques pour les mesures Wisconsin et ROSAT. Il faudrait tester d'autres températures et il devrait être, alors, possible de trouver un modèle de la Bulle Locale qui permette de reproduire simultanément les deux jeux de données.

## 6.4 Discussion et Perspectives

Dans cette phase de ma thèse, j'ai effectué une étude préliminaire sur l'émission issue des échanges de charge dans l'héliosphère dans le domaine 0.1 - 0.3 keV. Le principe de l'étude consistait à évaluer la contribution de l'héliosphère au fond diffus local 1/4 keV, en combinant un modèle d'émission X héliosphérique et un modèle d'émission thermique isotrope, supposée générée dans la Bulle Locale, pour reproduire les données des instruments Wisconsin et ROSAT. L'émission calculée dans l'héliosphère est comparable à l'intensité attribuée au gaz chaud de la Bulle Locale. Plus particulièrement, pour des visées dans le plan galactique, où la plus grande partie de l'émission lointaine est absorbée, et seule la composante locale est mesurée essentiellement, l'émission héliosphérique calculée dans le modèle d'échanges de charge et convoluée par les réponses respectives des instruments Wisconsin et ROSAT est du même niveau que les mesures faites avec les deux instruments. On comprend, alors, que même dans le domaine 0.1-0.3 keV, la contribution héliosphérique est très importante. D'ailleurs, les résultats laissent supposer qu'une émission thermique de la Bulle Locale à  $10^6$  K est beaucoup trop forte, ne laissant pas de place à l'émission issue des échanges de charge dans le domaine 0.1-0.3 keV. Il serait, alors, nécessaire d'essayer de baisser la température du gaz de la Bulle Locale pour réconcilier les contributions relatives des deux mécanismes.

Néanmoins, l'étude ne peut donner des résultats concluants dans cette phase préliminaire, puisque je n'ai pas réussi à ajuster simultanément les rapports des bandes des deux instruments. En effet, il existe plusieurs points dans l'étude qui doivent être raffinés. Par exemple, l'étude n'a été effectuée que sur deux lignes de visée, upwind et downwind, pour un observateur situé crosswind. Ceci représente un très faible échantillon qui correspond à la géométrie d'observation ROSAT, mais pas à celle de Wisconsin. Nous avons déjà mentionné l'importance des effets de parallaxe introduits par les différentes géométries d'observation et c'est un point important à prendre en compte dans une étude plus minutieuse.

Il faudrait également révisiter les données, voir en détail les hypothèses initiales qui ont servi pour l'extraction et l'analyse des données. Il est aussi possible que l'activité solaire cyclique ait eu un rôle important dans les périodes d'observation Wisconsin (durée de 7 ans) et ROSAT et ceci devrait faire l'objet d'une analyse plus détaillée.

Grzedzielski et al. (2006), dans leur calcul de neutralisation des ions lourds du vent solaire, ont inclus aussi l'effet du mouvement circulaire autour du centre de mouvement radial le long des 'streamlines'. Les hélices deviennent non négligeables dans l'héliogaine où la vitesse d'ensemble du vent solaire baisse de manière spectaculaire après le choc terminal. Ainsi, l'ion suit un parcours très long en hélice, ayant plus de probabilités d'échanger de charge dans la région de l'héliogaine, ce qui agit sur le taux d'échanges de charge. Une estimation préliminaire a montré que cet effet est important surtout pour les ions qui se dirigent upwind, mais que, globalement, il n'a pas trop d'influence sur la variation de l'indice spectral de upwind à downwind.

De plus, notre étude est encore limitée dans la comparaison avec les modèles d'émission thermique. Dans l'analyse des données Wisconsin et ROSAT, Snowden et al. (1990) et Snowden et al. (2000) respectivement, ont utilisé un modèle Raymond-Smith pour exprimer les rapports en termes de température de Bulle Locale. Par contre, dans notre étude nous avons utilisé un modèle MEKAL à température fixe pour les propriétés de la Bulle Locale. Il n'est évidemment pas exclu que la Bulle Locale soit réellement anisotrope, ce qui provoquerait effectivement une variation dans le spectre observé. Il faudrait aussi considérer

la contribution de l'émission absorbée de la Galaxie. Une combinaison des différentes composantes du fond diffus, avec l'héliosphère, le fond galactique absorbé et éventuellement une petite contribution de la Bulle Locale anisotrope donnera des nouveaux éléments dans l'étude. Le but final sera de comparer une série de modèles différents de plasma chaud à différentes températures et niveaux d'absorption galactique et faire une étude paramétrique complète pour ajuster les modèles aux observations Wisconsin et ROSAT simultanément.

## **Quatrième partie**

# **Détection directe des processus d'échanges de charge (2) Mars**



## Chapitre 7

# Emissions EUV/X dans l'exosphère Martienne

Dans ce chapitre, nous allons étudier Mars comme un exemple d'émission X issue des échanges de charge dans un contexte différent de celui des émissions héliosphériques étudiées jusque là dans ce manuscrit. Mars, dépourvu de champ magnétique de dynamo interne, présente un cas exemplaire d'interaction directe du vent solaire avec une atmosphère planétaire et c'est pour cela qu'il a été choisi dans notre étude des émissions EUV/X issues des échanges de charge. Maintes études, théoriques, observationnelles et expérimentales, ont été menées pour explorer et comprendre les caractéristiques, la structure et l'environnement de notre planète voisine.

Les premières prédictions d'émission X par les planètes non-magnétisées (Mars et Vénus) ont été faites par Cravens (2000b), qui proposait les échanges de charge entre les ions lourds du vent solaire et les atomes H et O de Mars, observés déjà dans le cas des comètes, et la fluorescence due à l'absorption des photons X solaires par les molécules CO<sub>2</sub> de l'atmosphère martienne, comme sources possibles de l'émission. Un troisième mécanisme, qui avait été, aussi, considéré dans le cadre des émissions X par les comètes, est l'émission bremsstrahlung (Northrop et al., 1997; Northrop, 1997) et de raies spectrales (Bingham et al., 1997; Shapiro et al., 1999) à cause de l'impact électronique sur les neutres martiens.

La confirmation de l'émission X des planètes non-magnétisées est venue un peu plus tard en 2001, avec des observations du satellite Chandra (Dennerl et al., 2002; Dennerl, 2002). Les observations de Mars (Dennerl, 2002) ont révélé une émission mixte, avec des composantes aux caractéristiques spectrales et spatiales différentes. D'abord, un disque lumineux de la taille de la planète a été détecté, ainsi qu'un halo plus faible qui s'étendait jusqu'à 3 rayons martiens. Le mécanisme d'émission attribué à chaque composante était différent. Pour l'émission du disque, la fluorescence des neutres de la basse atmosphère semblait en être la cause. Pour le halo, les échanges de charge entre les particules de la haute atmosphère martienne et les ions lourds du vent solaire correspondaient mieux aux propriétés des spectres observés.

Parmi les premières études consacrées à ce sujet, Krasnopolsky (2000) a estimé l'émission X de Mars due aux échanges de charge à  $\sim 4 \times 10^{22} \text{ photons } s^{-1}$ , ce qui se traduit en une luminosité de 1.3 MW si on adopte une énergie moyenne de photons de 200 eV. Holmström et al. (2001) ont effectué une simulation avec un modèle empirique du flot des protons près de Mars jusqu'à 10 rayons martiens et ont trouvé une luminosité totale de 1.5 MW pour des conditions de maximum solaire et 2.4 MW pour des conditions de minimum solaire.

Dans une autre étude, Gunell et al. (2004) ont estimé la contribution des échanges de charge dans l'émission X de Mars mesurée dans les observations Chandra et ont estimé une luminosité totale de 1.8 MW dans le domaine 0.5-1.2 keV. Ils ont utilisé une combinaison d'un modèle hybride de l'interaction de Mars avec le Vent Solaire et d'une simulation particule-test des trajectoires des ions lourds dans le voisinage de Mars. Ils ont simplifié le calcul en utilisant des sections efficaces communes pour les échanges de charge avec les atomes H et O neutres de l'atmosphère martienne. Par ailleurs, ils ont considéré que les transitions des électrons de l'ion excité se font en maximum deux pas depuis le niveau initial d'énergie jusqu'au niveau zero et que toutes les transitions depuis le même niveau d'énergie initiale ont la même probabilité. Leurs simplifications ont été basées sur l'étude de Schwadron et Cravens (2000).

Malgré les simplifications dans leur étude ils avaient un accord satisfaisant avec les observations Chandra de 2001 pour les conditions d'observation données.

De nouvelles observations de Mars avec le satellite XMM-Newton ont récemment été publiées par Dennerl et al. (2006). Les données produisent des spectres à très haute résolution et aussi des cartes de Mars pour les différentes raies d'émission. Les auteurs présentent une analyse détaillée de l'émission attribuée aux échanges de charges, qui est complètement décomposée de celle due à la fluorescence sur le disque observé de Mars. Cette étude présente un outil indispensable pour comparer et valider les simulations numériques.

Dans une première partie dans ce chapitre, nous allons résumer brièvement les connaissances actuelles sur l'environnement martien et son interaction avec le vent solaire. Ensuite nous allons détailler l'environnement neutre de Mars utilisé dans notre étude, dans un cas test (par. 7.1.1) et dans des cas réalistes (par. 7.1.2). Le modèle hybride développé par Modolo et al. (2005) utilisé pour caractériser cet environnement, ainsi que l'interface produite lors de l'interaction avec le vent solaire, sera présenté dans le paragraphe 7.1.3, en se concentrant sur les paramètres utilisés dans notre étude. Ensuite, nous allons nous focaliser plus en détails sur le modèle particule-test de propagation et de suivi des ions lourds du vent solaire et leur interaction avec les atomes neutres planétaires de Mars (par.7.2.1). Par ailleurs, nous allons présenter et discuter les résultats de cette étude sur les émissions EUV/X générées lors de cette interaction (paragraphe 7.2.2, 7.2.3) ainsi que la comparaison effectuée avec les observations XMM (paragraphe 7.3). En conclusion nous discuterons les résultats obtenus, ainsi que les perspectives de l'étude (par. 7.4).

## 7.1 L'environnement Martien

Contrairement à l'atmosphère terrestre, qui est protégée du vent solaire par la magnétosphère, Mars, ne dispose pas de champ magnétique intrinsèque fort pour faire obstacle à l'écoulement du vent solaire. Ainsi, c'est la haute atmosphère et l'ionosphère de la planète qui s'opposent et modifient l'écoulement du vent solaire. Une onde de choc est formée et les particules du vent solaire sont, ainsi, chauffées, ralenties et déviées en traversant cette frontière. En amont du choc le plasma du vent solaire est supersonique de faible densité et baigne dans un champ magnétique faible. En aval, le plasma se trouve comprimé, de température plus importante et le champ magnétique est plus intense. A l'opposé des planètes avec un champ magnétique et gravité importante, l'interface de choc martienne se trouve beaucoup plus rapprochée de la planète exposant une grande partie de la haute atmosphère martienne bien au delà du choc.

L'atmosphère neutre de Mars est composée de deux couronnes d'hydrogène et d'oxygène neutres. L'exosphère correspond à la partie haute de l'atmosphère et est définie comme la région où le libre parcours moyen est plus grand que la hauteur d'échelle. Elle est séparée de l'atmosphère basse collisionnelle par l'exobase, une limite abstraite estimée à une altitude autour de 250 km.

L'exosphère de Mars subit les effets de l'activité solaire et est ionisée de différentes manières : (i) par les photons solaires, (ii) par les électrons du vent solaire et finalement (iii) par des échanges de charge avec les protons du vent solaire. Selon la phase de l'activité solaire, les deux couronnes H et O varient de manière opposée : la couronne d'hydrogène se contracte pendant le maximum d'activité solaire, tandis que la couronne d'oxygène se dilate. Ce comportement anti-corrélé est le résultat des processus complexes dans l'atmosphère martienne.

Pour l'étude des émissions X issues des échanges de charge, nous avons choisi d'utiliser un environnement neutre fixé à des conditions de minimum d'activité solaire, considérant qu'il n'est pas altéré par l'interaction avec le plasma. Nous avons étudié les émissions X utilisant deux types d'exosphère différentes. Premièrement, une exosphère simplifiée en équilibre hydrostatique, qui sert de cas d'essai suffisant pour établir une interface électromagnétique assez réaliste et dont je présente les résultats dans la section 7.2.2. D'autre part nous avons voulu tester une exosphère beaucoup plus réaliste, basée sur des mesures de la raie H Ly- $\alpha$  avec l'instrument SPICAM sur Mars Express (Bertaux et al., 2004) pour la couronne hydrogène et sans hypothèses de symétrie sphérique pour la couronne d'oxygène. Les résultats avec ce type d'exosphère sont présentés dans la section 7.2.3. Notre but n'est pas de comparer directement les résultats des deux simulations, mais surtout disposer d'une estimation plus réaliste des émissions X pour comparer avec des observations aux rayons X de l'atmosphère martienne et discuter les atouts ou

TAB. 7.1 – Paramètres des couronnes hydrogène et oxygène pour le minimum d'activité solaire.

couronne H	densité $n_H(h_0)$ ( $\text{cm}^{-3}$ )			température $T_H$ (K)			
	$3 \times 10^4$			200			

couronne O	densité ( $\text{cm}^{-3}$ )			hauteur d'échelle (km)			paramètres	
	$d_{0-O}$	$d_{1-O}$	$d_{2-O}$	$h_{0-O}$	$h_{1-O}$	$h_{2-O}$	$e_{0-O}$	$e_{1-O}$
	$1.0 \times 10^5$	$1.0 \times 10^3$	$4.2 \times 10^8$	250	1600	65.64	-2.48	-1.62

inconvéniants d'un tel choix.

### 7.1.1 Cas simplifié d'une exosphère en équilibre hydrostatique, de symétrie sphérique

La densité des atomes d'hydrogène est définie selon un modèle simplifié à symétrie sphérique. L'hydrogène est caractérisé comme un fluide isotherme, en équilibre de pression sous l'effet de la gravité de la planète, suivant l'équation 7.1 :

$$\frac{dp_H}{dr} = -\frac{G M_M n_H m_H}{r^2} \quad (7.1)$$

où  $p_H = n_H k_b T_H$  est la pression,  $G$  la constante de gravité,  $M_M$  la masse de Mars,  $m_H$  la masse de l'hydrogène atomique,  $k_b$  la constante de Boltzmann et  $T_H$  la température de l'hydrogène à l'exobase. Dans notre modèle, nous supposons que la température reste constante et nous obtenons pour l'équation 7.1 la solution suivante :

$$n_H(h) = n_H(h_0) \frac{G M_M m_H}{k_b T_H} \left( \frac{1}{R_M + h} - \frac{1}{R_M + h_0} \right) \quad (7.2)$$

de laquelle nous constatons que le profil de densité dépend de la densité  $n_H(h_0)$  et la température à l'exobase, paramètres qui dépendent à leur tour de la phase du cycle solaire.

La couronne d'oxygène atomique dans le modèle est un ajustement analytique des résultats de Kim et al. (1998) qui comprennent une couronne thermique superposée à une couronne suprathermique, à symétrie sphérique. L'avantage de ce profil est qu'il prend en compte les processus d'ionisation de l'exosphère d'oxygène. La densité est donnée par l'équation :

$$n_O(h) = d_{0-O} \left( \frac{h - R_M}{h_{0-O}} \right)^{e_{0-O}} + d_{1-O} \left( \frac{h - R_M}{h_{1-O}} \right)^{e_{1-O}} + d_{2-O} \exp\left( \frac{h - R_M}{h_{2-O}} \right) \quad (7.3)$$

Les deux premiers termes définissent la composante supra-thermique, tandis que le dernier représente la composante thermique.

Les paramètres caractéristiques des deux couronnes neutres sont resumés dans la table 7.1. Le profil des densités des couronnes hydrogène et oxygène sous ces hypothèses et pour des conditions de minimum solaire est présenté dans la figure 7.1 en trait de simple épaisseur.

### 7.1.2 Couronne H basée sur des mesures Mars-Express/SPICAM, couronne O asphérique

Dans le cas d'une exosphère plus réaliste nous avons utilisé des distributions O et H calculées avec le modèle Monte Carlo adapté et développé par *J.-Y. Chaufray* (Chaufray et al., 2007, 2008, respectivement).

La couronne d'hydrogène est obtenue avec une exosphère 1D de type *Chamberlain*. Les conditions à l'exobase ont été calculées à partir des analyses récentes de l'émission H Ly- $\alpha$  observée avec le spectromètre UV SPICAM. SPICAM est un spectromètre combiné infrarouge/ultraviolet embarqué

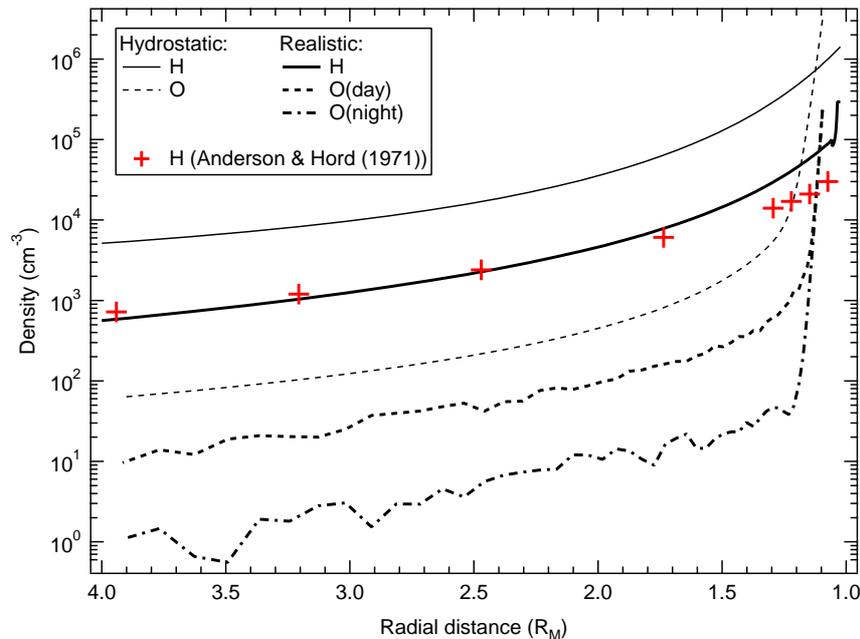


FIG. 7.1 – Exosphère à symétrie sphérique (traits simples) : Couronnes H (trait plein) et O (trait discontinu) en équilibre hydrostatique pour des conditions solaires minimum. Exosphère réaliste (traits gras) : Couronne H issue de l'analyse des données SPICAM (trait plein) et couronne O sans symétrie sphérique pour le côté jour (trait discontinu) et le côté nuit (trait pointillé).

sur la mission Mars Express. Il permet d'effectuer des observations au limbe de la planète, et plus particulièrement, un sondage précis de l'hydrogène de l'atmosphère martienne avec la raie H Ly- $\alpha$ . Les résultats obtenus sont en accord avec les premières observations H Ly- $\alpha$  de Mars effectués par les sondes Mariner 6 et 7 en 1969 (Anderson et Hord, 1971). Les observations utilisées ont été effectuées en mars 2005, période qui peut être considérée en minimum d'activité solaire, et pour un angle zénithal de 30° (Chaufray et al., 2008). La distribution d'hydrogène atomique comprend deux populations : une population "froide" avec les paramètres suivants à l'exobase ( $n_c = 8 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_c = 200 \text{ K}$ ), et une population "chaude" avec les paramètres suivants ( $n_h = 2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_h = 600 \text{ K}$ ) correspondants. (fig.7.1, trait plein gras)

La couronne d'oxygène a été globalement calculée dans un contexte 3D pour une période de faible activité solaire aussi. La composante thermique est obtenue avec un modèle 1D Chamberlain (1963) avec des conditions à l'exobase dérivées de Krasnopolsky (2002). La composante chaude (ou non-thermique) est principalement produite par la recombinaison dissociative des ions  $\text{O}^{2+}$  en deux atomes d'oxygène rapides, à une altitude entre 120-300 km :  $\text{O}^{2+} + 2 e^- \rightarrow \text{O} + \text{O}$  ( $\Delta E = 0.84\text{-}6.99 \text{ eV}$ ).  $\Delta E$  est l'excès d'énergie cinétique qui parfois est supérieur à l'énergie d'échappement de la planète. Une approche Monte-Carlo en 3D a été utilisée pour déterminer la population chaude au delà de 300 km, où les profils de densité des ions  $\text{O}^{2+}$  sont supposés varier avec l'angle zénithal solaire. Ceci n'introduit aucune hypothèse de symétrie sphérique dans les distributions (Chaufray et al., 2007). Le profil de la densité d'oxygène de la face jour de la planète est donné dans la fig.7.1 en trait gras pointillé, tandis que le même profil de la face nuit de la planète est donné en trait "dot-dash" dans la même figure.

### 7.1.3 Le modèle hybride de G. Chanteur / R. Modolo

Les simulations numériques fréquemment utilisées en physique de plasmas sont de deux catégories générales selon les échelles caractéristiques du problème physique décrit. Dans les approches cinétiques, la dynamique de toutes les espèces ioniques et des électrons est traitée cinétiquement. Ces approches sont les plus complètes et en conséquence les plus coûteuses en mémoire et en temps de calcul. Avec les outils actuels, les approches les plus pratiques sont les modèles fluides et plus précisément les modèles MHD (MagnetoHydroDynamics) où toutes les espèces de particules sont décrites comme un fluide de la même vitesse moyenne. Ces modèles quoique assez pratiques en économie de mémoire et de temps

de calcul ne sont pas adaptés au cas de l'environnement au voisinage de Mars, car ils apportent une résolution médiocre. Ceci est dû au fait que les rayons de gyration des ions du plasma proche de Mars sont du même ordre de grandeur que le rayon de l'obstacle et alors la dynamique des ions gouverne. Dans ce cas on ne peut pas négliger les effets cinétiques induits des ions, mais on peut garder l'approche fluide pour les électrons et ainsi on aboutit aux modèles hybrides.

Dans notre étude nous utilisons un tel modèle hybride tridimensionnel, développé par Matthews (1994) et adapté pour la planète Mars au **Centre des Etudes Terrestres et Planétaires** (CETP) par R. Modolo et décrit analytiquement dans le rapport de thèse de R. Modolo (Modolo et al., 2005, 2006). Toutes les espèces ioniques ont une description cinétique, tandis que les électrons sont représentés par un fluide sans masse conservant la neutralité de charge du plasma. De ce fait, le plasma est couplé au champ électromagnétique par l'intermédiaire des équations de Maxwell.

Pour les simulations numériques il s'avère très pratique d'utiliser des équations normalisées, et des quantités sans dimension. Les échelles temporelles et spatiales de référence, qui rallient les grandeurs numériques aux grandeurs physiques, sont très souvent optimisées aux paramètres caractéristiques de l'espèce ionique majoritaire : les protons (masse  $m_0 = 1$  uma, charge  $q_0 = 1$  e C, densité  $n_0 = 2.3 \cdot 10^6 m^{-3}$ ) dans le cas de Mars. Ainsi, l'unité de temps est l'inverse de la gyropulsation des protons ( $t_0 = m_0/(q_0 B_0) = 3.47$  s), l'unité de vitesse est la vitesse d'Alfvén des protons ( $v_0 = B_0/\sqrt{\mu_0 n_0 m_0} \sim 40$  km.s<sup>-1</sup>, où  $\mu_0$  est la perméabilité du vide) et l'unité spatiale est la longueur inertielle des protons ( $x_0 = c/\omega_{p0} \sim 1.5 \cdot 10^5$  m). Le champ magnétique de référence  $B_0 = 3$  nT correspond à la valeur du champ magnétique dans le plasma incident non perturbé. Dorénavant, quand nous nous référons aux unités spatiales de la simulation nous utiliserons le  $m$  et quand on se réfère aux distances par rapport à Mars les rayons martiens  $R_M$ .

Dans le code hybride, il est techniquement impossible de modéliser la totalité des particules physiques distinctes intervenant dans le problème, alors nous utilisons des particules numériques, les *macroparticules*. Chaque macroparticule représente un grand nombre de particules physiques identiques et à la même vitesse. Le poids statistique attribué à une macroparticule correspond au nombre de particules physiques qu'elle représente. Cette astuce permet de décrire des espèces minoritaires avec une statistique satisfaisante, avantage très important dans notre cas qui traite des ions lourds, minoritaires, du vent solaire. En opposition, l'inconvénient de cette approche sont les fluctuations statistiques de la densité plus importantes que les fluctuations thermiques réelles du plasma.

En premier temps nous considérons des macroparticules de protons ( $H^+$ ) du vent solaire ainsi que des particules alpha ( $He^{++}$ ) que nous introduisons dans la boîte de simulation par la face d'entrée  $\mathbf{X} = X_{min}$ . C'est la première fois que les  $He^{++}$ , qui contribuent seulement à 5% du nombre total des ions solaires mais à 20% de la masse du vent solaire, sont inclus dans des simulations cinétiques (hybrides). Ceci permet de prendre en compte correctement la dynamique du vent solaire. Les  $H^+$  et  $He^{++}$  sont décrits avec des distributions Maxwelliennes d'une vitesse d'ensemble de 400 km/s et de températures 5 eV et 22 eV respectivement.

Les effets de photoionisation et d'ionisation par impact électronique sont pris en compte dans le code avec l'introduction de nouvelles espèces de macroparticules. Pour les échanges de charges, il n'y a pas création de nouvelles macroparticules, juste un échange des propriétés des macroparticules. Quand un ion  $X^+$  du vent solaire rentre en collision avec un atome  $M$ , la macroparticule qui détenait auparavant les caractéristiques de l'ion  $X^+$ , détient ensuite celles de l'ion  $M^+$ . Les ions planétaires qui forment le plasma planétaire sont des ions  $H^+$  et  $O^+$ .

La grille numérique dans laquelle les macroparticules sont injectées et évoluent, est définie dans un référentiel martien. Elle est régulière de  $65 \times 150 \times 150$  cellules de volume  $V_0 = 2 \times 2 \times 2 \cdot x_0^3$ , en unités spatiales numériques ( $x_0 = 1.5 \cdot 10^5$  m la longueur inertielle des protons). L'axe  $\mathbf{X} = \mathbf{V}_{sw}/\|\mathbf{V}_{sw}\|$  est défini par la vitesse du vent solaire  $\mathbf{V}_{sw}$ , l'axe  $\mathbf{Y} = \mathbf{E}_{conv}$ , correspond au vecteur du champ électrique de convection  $-\mathbf{V}_{sw} \times \mathbf{B}_{IMF}$ , où  $\mathbf{B}_{IMF}$  est le champ magnétique interplanétaire (IMF), et finalement l'axe  $\mathbf{Z}$  complète le système de coordonnées. L'angle entre  $\mathbf{V}_{sw}$  et  $\mathbf{B}_{IMF}$  est un paramètre libre, considéré à  $90^\circ$  dans l'intégralité de nos simulations présentées ici, ce qui fait que  $\mathbf{Z} = \mathbf{B}_{IMF}$ . La taille de la boîte de simulation est définie en  $-2.85 \leq X \leq +2.85 R_M$  et  $-6.6 \leq Y, Z \leq +6.6 R_M$ .

Nous utilisons des conditions ouvertes dans la direction de propagation du vent solaire sur les faces d'entrée et de sortie, d'où les particules peuvent s'échapper librement. Sur les faces perpendiculaires au mouvement moyen du vent nous considérons des conditions périodiques. Ces conditions sont valables

pour les macroparticules originaires du vent solaire, tandis que les ions planétaires peuvent s'échapper librement de la boîte de simulation. La planète est modélisée comme un obstacle parfaitement absorbant d'un rayon de 3400 km et les ions qui y pénètrent disparaissent. La simulation est calculée du moment  $t \approx 0$  s jusqu'au moment  $t \approx 1000$  s, et on obtient une solution stationnaire à partir de l'instant  $t \approx 450$  s.

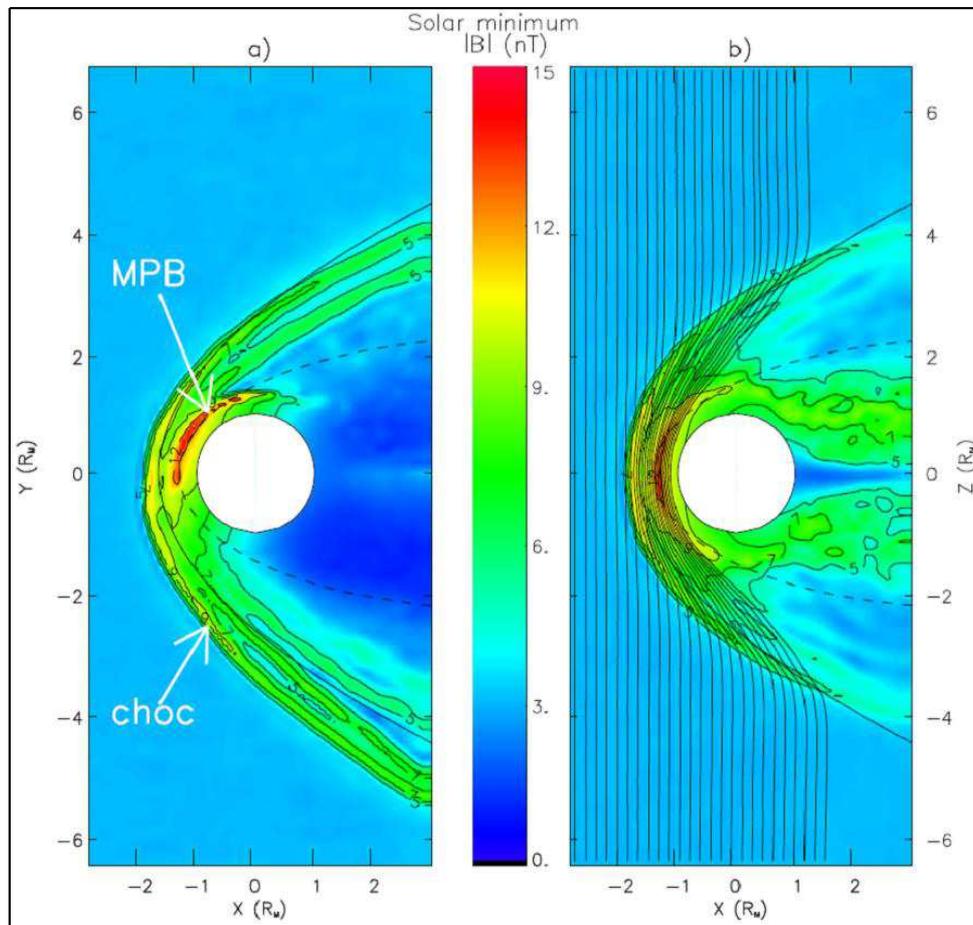


FIG. 7.2 – Module du champ magnétique dans les plans  $V_{sw}-E$  et  $V_{sw}-B$ . Les positions moyennes du choc planétaire et de la barrière d'empilement magnétique, déterminées à partir des observations de la sonde MGS, sont représentées en ligne continue et discontinue noire (Vignes et al., 2000). La projection des lignes de champ magnétique dans le plan XZ est superposée à la carte du champ magnétique. Simulation effectuée par Modolo et al. (2005).

Un exemple de la solution du modèle hybride est présentée dans la figure 7.2, adopté des simulations et du rapport de thèse de R. Modolo (2004). Elle représente la structure électromagnétique formée et stabilisée autour de Mars dans les projections XY et XZ, comparée aux positions moyennes du choc planétaire (trait plein) et de la barrière d'empilement magnétique (MPB, trait discontinu) mesurées avec la sonde Mars Global Surveyor (MGS) (Vignes et al., 2000).

Le choc planétaire est identifié par une nette augmentation du champ magnétique d'un facteur 3-4. Dans le plan XY on distingue une forte asymétrie due à l'action du champ électrique de convection qui accélère les ions planétaires dans la direction  $y > 0$ . Ceci résulte en un décalage de la position du choc plus loin de la planète dans l'espace opposé à la direction du champ électrique de convection du vent solaire. Aussi nous pouvons remarquer la présence de chocs "multiples" qui seraient probablement dus à des effets bi-ions qui organisent des fluctuations de densité des ions selon leur poids. La barrière d'empilement magnétique, aussi bien distinguée dans la figure 7.2, sépare explicitement les régions d'influence du plasma planétaire par rapport au plasma du vent solaire et est caractérisée par une forte organisation du champ magnétique. Elle présente une asymétrie analogue dans le plan qui contient le champ électrique et la direction d'écoulement du vent.

## 7.2 Les émissions X de Mars dues aux échanges de charge

Cette partie de notre étude a été effectuée avec un modèle de type particule test, développé également au CETP, où les ions lourds du vent solaire sont injectés dans la boîte et propagés en spirale le long de lignes du champ magnétique dans l'environnement martien. Nous avons utilisé ce code pour produire les outils diagnostiques de l'émission X dans l'exosphère martienne, notamment des cartes d'émission mono et polychromatiques, des comparaisons spectrales avec des observations récentes de Mars (Dennerl et al., 2006) et des estimations de l'influence des échanges de charge secondaires.

### 7.2.1 Le modèle particule-test

La grille électromagnétique établie dans l'étape précédente de notre modélisation sert, avec les couronnes H et O, comme environnement de départ dans lequel nous injectons les (macro)particules test pour suivre leur évolution le long de leur trajectoire et leur contribution aux réactions d'échange de charge. La boîte de simulation a, alors, exactement les mêmes caractéristiques de taille et résolution que dans l'étape précédente.

A présent, nous n'injectons plus des ions  $H^+$  et  $He^{++}$ , mais des ions  $X^{Q+}$  de charge élevée. Nous faisons l'hypothèse que le flux des ions  $X^{Q+}$  du vent solaire est suffisamment faible pour ne plus influencer l'interface martienne que nous considérons désormais stationnaire. Chaque simulation traite une seule espèce ionique et l'ensemble des simulations comprend les espèces suivantes :  $C^{5+}$ ,  $N^{6+}$ ,  $N^{5+}$ ,  $O^{7+}$  et  $O^{6+}$ , qui sont celles qui produisent les raies les plus importantes dans le domaine 0.35 - 0.9 keV, d'après les tables présentées dans l'annexe C. Ce choix a été fait en accord avec le domaine spectral déjà étudié dans les observations X sur Mars.

Le procédé des simulations est légèrement différent de celui du modèle hybride. Le modèle fait injecter une seule macroparticule représentant un ensemble d'ions  $X^{Q+}$  à la fois et suit sa trajectoire et son évolution jusqu'à ce que son poids soit épuisé à cause des collisions d'échange de charge, ou qu'elle soit "absorbée" par la planète, ou, enfin, qu'elle soit complètement sortie de la boîte de simulation. Les réactions d'échange de charge que l'ion  $X^{Q+}$  subit dans la simulation sont :



où  $M = [H, O]$  sont les cibles neutres de l'exosphère. La fin de la simulation n'est plus définie par un nombre de pas de temps, mais par un nombre total de macroparticules qui sont injectées l'une après l'autre. Dans cette étude nous avons choisi un nombre total de  $N_{tot}=10^6$  macroparticules pour chaque espèce ionique, ce qui donne une statistique très satisfaisante. Le seul écart à ce chiffre a été imposé pendant l'étude de la production d'ions secondaires, faute de temps de calcul comme je l'expliquerai dans la section 7.2.4. Dans les calculs présentés dans les sections suivantes nous avons inclus seulement la composante issue des échanges de charge primaires, car la composante secondaire est suffisamment faible pour être négligeable comme je le démontrerai aussi dans la section 7.2.4.

Pour toute espèce ionique nous supposons une distribution Maxwellienne isotrope avec une vitesse d'ensemble  $V_{SW} = 400 \text{ km/s}$  à l'entrée de la boîte de simulation. Les abondances relatives  $\left[\frac{X^{Q+}}{O}\right]$  des ions parents sont considérées pour des conditions de vent solaire lent, d'après la table 2.1. Les sections efficaces des échanges de charge avec les atomes H et O sont aussi présentées dans la table 2.1, adoptées selon les études citées dans la section 2.2.

La différenciation des ions se fait via leur rapport  $q/m$  (charge/masse) qui définit le rayon de Larmor de leur trajectoire le long des lignes magnétiques et ainsi l'accélération de la particule. Nous suivons la macroparticule  $X^{Q+}$  le long de sa trajectoire et à chaque cellule de la grille nous calculons la probabilité que l'ion  $X^{Q+}$  capture un électron d'un neutre  $M$ , selon la réaction 7.4. Le poids attribué à l'ion  $X^{Q+}$  au départ, diminue au cours de la simulation, puisqu'une partie est transformée en  $X^{(Q-1)+}$  et à chaque point de la grille nous enregistrons le taux de cette transformation. A la fin de la simulation nous additionnons la contribution de toutes les  $10^6$  macroparticules  $X^{Q+}$  et nous établissons, ainsi, des grilles tri-dimensionnelles du taux d'échanges de charge de l'ion  $X^{Q+}$ ,  $R_N(X^{Q+})$ , qui correspond à un taux de production pour l'ion  $X^{(Q-1)+}$ .

$R_N(X^{Q+})$  est exprimé en unités numériques et nous devons revenir à un taux de CX en unités physiques. Pour faire cela, nous devons la multiplier par le poids statistique des macroparticules qui est le

nombre total des particules physiques représentées par le nombre total  $N_{tot}$  de macroparticules dans la simulation. Il est exprimé de la façon suivante :

$$w_0 = \left[ \frac{X^{Q+}}{O} \right] \cdot \left[ \frac{O}{H^+} \right] \cdot n_p \cdot V_{SW} \cdot dt \cdot n_{cy} \cdot n_{cz} \cdot dy \cdot dz \cdot x_0^2 / N_{tot} \quad (7.5)$$

où  $n_p = 2.3 \cdot 10^6 m^{-3}$  est la densité de protons du vent solaire,  $\left[ \frac{X^{Q+}}{O} \right]$  a été défini plus tôt comme l'abondance relative de l'ion parent par rapport à l'oxygène,  $\left[ \frac{O}{H^+} \right] = 1/1780$  est l'abondance de l'oxygène par rapport aux protons pour le vent lent,  $(n_{cy} \cdot n_{cz} \cdot dy \cdot dz) = (150 \cdot 150 \cdot 2 \cdot 2)$  la taille totale de la face d'entrée dans la boîte de simulation et  $x_0 = 1.5 \cdot 10^5 m$  la longueur inertielle des protons du vent solaire. Il faut également diviser par l'unité de volume de la grille qui est  $V_0 = dx \cdot dy \cdot dz \cdot x_0^3$  pour obtenir un taux d'échanges de charge volumique en unités physiques ( $m^{-3} s^{-1}$ ) :

$$R_{X^{Q+}} = R_N(X^{Q+}) \cdot w_0 / V_0 \quad (7.6)$$

L'ion excité  $X^{*(Q-1)+}$  produit, ensuite, des cascades radiatives dans le domaine EUV/soft X-rays, avec une probabilité  $Y_{(E_i, M)}$  pour une raie spectrale  $E_i$  issue de la collision avec le neutre  $M = [H, O]$ , comme il a été expliqué dans la section 2.2. Les valeurs de probabilité d'émission due aux échanges de charge avec les atomes H, sont resumées dans l'annexe C. Par contre, nous ne disposons pas de calculs détaillés sur les probabilités d'émission après collision avec les atomes O, alors, dans les résultats présentés dans le cas de Mars, nous avons utilisé les mêmes probabilités d'émission que ce soit pour les atomes H ou O. Ces résultats ont été soumis pour publication dans l'article "Charge-exchange induced soft X-rays in the Martian plasma environment", *Koutroumpa et al. (2007)* et sont resumés dans les sections suivantes.

## 7.2.2 Résultats des simulations avec une exosphère hydrostatique

### Cartes d'intensité des émissions de Mars

Si nous intégrons le taux de collision de l'ion  $X^{Q+}$  le long d'un des trois axes ( $\mathbf{X}$ ,  $\mathbf{Y}$ ,  $\mathbf{Z}$ ) de la grille 3D, multiplié par la probabilité d'émission  $Y_{E_i, M}$  par raie  $E_i$ , nous obtenons le flux de puissance X directionnelle qui est exprimée par la relation :  $p(E_i) = R_{X^{Q+}} \cdot E_i \cdot Y_{(E_i, M)} / 4\pi (Wm^{-2} sr^{-1})$ , après transformation des eV en *Joules* ( $1eV = 1.6 \cdot 10^{-19} J$ ).

Nous pouvons, alors, construire des cartes monochromatiques de Mars pour chaque raie traitée dans le modèle, ou alors, additionner les flux d'énergie pour obtenir des cartes de puissance  $P = \sum_{E_i} p$  totale dans un domaine spectral précis. Un exemple est présenté dans la figure 7.3 où je projette l'émission totale de Mars dans le domaine 0.35 - 0.9 keV dans les plans  $\mathbf{X} - \mathbf{Y}$  ( $\mathbf{V}_{SW} - \mathbf{E}$ , fig.7.3(a)) et  $\mathbf{X} - \mathbf{Z}$  ( $\mathbf{V}_{SW} - \mathbf{B}_{IMF}$ , fig.7.3(b)). Sur les figures je trace aussi les positions du choc planétaire (trait blanc plein) et de la barrière d'empilement magnétique (trait blanc discontinu) dans les plans respectifs, calculées exactement dans le modèle hybride. Le choc se trouve, alors, à  $\sim 1.76$  rayons martiens ( $R_M$ ) et la barrière plus près de la planète, à  $\sim 1.23R_M$ .

Il est intéressant de remarquer que les structures magnétiques de l'interface martienne dominant l'organisation et la localisation de l'émission par échange de charge. En effet, l'émission X issue des échanges de charge semble tracer les régions en aval du choc et de la barrière d'empilement magnétique, avec un fort maximum juste après cette dernière, à une altitude entre  $\sim 0.026 - 0.1R_M$ . La présence du champ électrique de convection crée la même asymétrie dans la forme de l'émission X (fig. 7.3(a)) que dans les cartes d'intensité du champ magnétique (fig. 7.2). D'autre part, dans le plan  $\mathbf{V}_{SW} - \mathbf{B}_{IMF}$  la forme de l'émission reste symétrique, en accord avec les structures du champ magnétique.

### Cartes de rapport des ions du vent solaire

Comme nous avons expliqué précédemment, les ions lourds du vent solaire sont distingués dans le code de simulation par leur rapport  $q/m$  inversement proportionnel à leur rayon de Larmor, qui définit leur trajectoire dans l'interface électromagnétique. L'émission des ions produits est proportionnelle à l'abondance des ions parents et dépend de la section efficace des échanges de charge de cette dernière

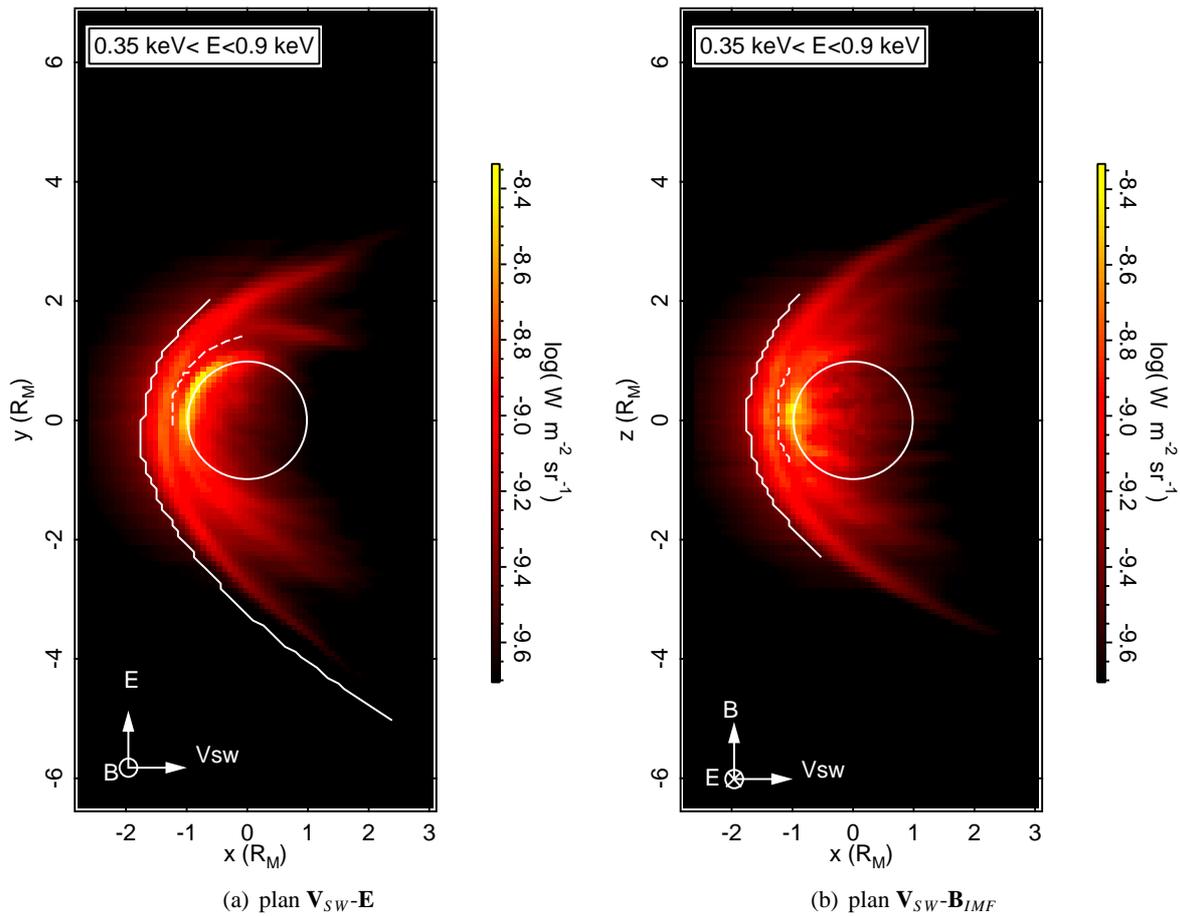


FIG. 7.3 – Cartes d'émission totale de Mars pour le domaine  $0.35 \text{ keV} \leq E \leq 0.9 \text{ keV}$  pour l'exosphère hydrostatique. Les échelles de couleurs sont en  $\log(W \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1})$ . Les traits blancs plein et discontinu tracent respectivement le choc planétaire et la MPB calculés par le modèle hybride. Le disque planétaire est représenté par le cercle blanc.

avec les atomes O et H de l'exosphère. Pour comparer les effets des différents ions, nous réalisons des cartes de rapport du nombre de photons émis par chaque ion. Nous étudions l'ion  $\text{O}^{7+}$  par rapport aux ions  $\text{O}^{6+}$  et  $\text{O}^{5+}$  dans les figures (7.4(a),7.4(b)) et (7.4(c),7.4(d)) respectivement. Sur les cartes sont marquées aussi les positions du choc planétaire et de la MPB calculées dans le code hybride.

Le rapport des ions présente des stratifications qui ressemblent aux chocs multiples mentionnés dans Modolo et al. (2005, 2006) et visibles sur les cartes du champ magnétique (fig. 7.2). Ces chocs multiples sont probablement dus à l'influence des particules individuelles à la structure interne du choc et aux effets bi-ions qui organisent la stratification des ions selon leur masse. En effet, le rapport  $q/m$  qui détermine le rayon de Larmor  $R_L \propto (q/m)^{-1}$  des ions est l'effet principal visible sur les cartes. L'ion parent avec un rapport  $q/m$  plus important a un rayon Larmor plus petit et peut être mieux confiné derrière les structures de compression du champ magnétique et subir des échanges de charge plus facilement. Ainsi, l'émissivité des ions produits par des ions de rapport  $q/m$  plus élevé semble dominer la région immédiatement en aval du choc.

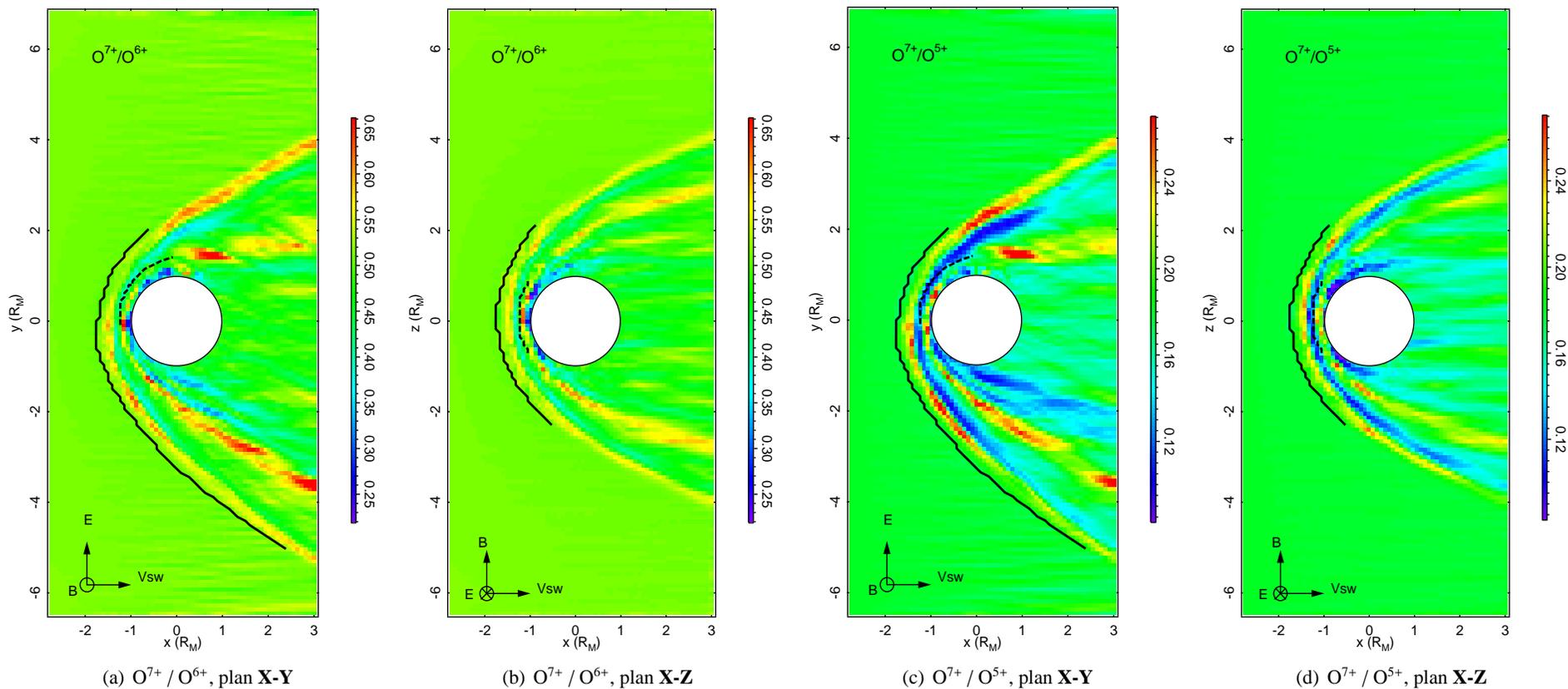


FIG. 7.4 – Cartes du rapport du nombre de photons émis par l'ion  $O^{7+}$  sur le nombre de photons émis par l'ion  $O^{6+}$  (panneaux (a) et (b)) et respectivement pour l'ion  $O^{7+}$  sur l'ion  $O^{5+}$  (panneaux (c) et (d)). Les traits noirs plein et discontinu tracent le choc planétaire et la MPB respectivement, calculés dans le cas d'une exosphère hydrostatique.

Ensuite, un deuxième effet semble accentuer les structures des cartes de rapport. Les ions avec une section efficace plus élevée, subissent plus d'échanges de charge et produisent une émission plus importante. Dans le cas des rapports  $O^{7+}/O^{6+}$  et  $O^{7+}/O^{5+}$  il se trouve que les ions de section efficace plus importante sont aussi originaires des ions avec le plus grand  $q/m$ , surtout dans le cas des échanges de charge avec H qui sont importantes le plus haut dans l'exosphère. L'effet secondaire des sections efficaces importantes est que les ions sont consommés plus rapidement, alors les ions qui persistent grâce à leur section efficace inférieure l'emportent sur l'émissivité, plus près de la planète. Le même ordre de stratification se présente derrière la MPB, jusqu'à la surface de la planète.

Plus spécifiquement, pour le rapport  $O^{7+}/O^{6+}$  (fig.7.4(a), 7.4(b)) les rapports des sections efficaces des ions avec H et O respectivement sont :  $\sigma_{(O^{8+},H)}/\sigma_{(O^{7+},H)} = 1.66$  et  $\sigma_{(O^{8+},O)}/\sigma_{(O^{7+},O)} = 0.5$ . Au contraire, pour le rapport  $O^{7+}/O^{5+}$  (fig.7.4(c), 7.4(d)) la section efficace de l'ion parent  $O^{8+}$  est plus élevée que celle de l'ion  $O^{6+}$  que ce soit pour les échanges de charge avec H ou O :  $\sigma_{(O^{8+},H)}/\sigma_{(O^{6+},H)} = 1.54$  et  $\sigma_{(O^{8+},O)}/\sigma_{(O^{6+},O)} = 1.2$ . Par conséquent, l'ion  $O^{8+}$  est épuisé encore plus rapidement derrière les interfaces par rapport à l'ion  $O^{6+}$  que par rapport à l'ion  $O^{7+}$  ce qui fait que la stratification dans le rapport  $O^{7+}/O^{5+}$  est plus marquée.

### 7.2.3 Résultats des simulations avec une exosphère réaliste

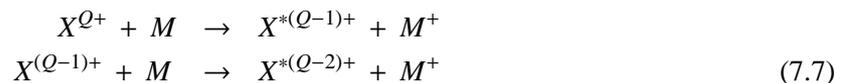
Les résultats que nous avons obtenus dans le cas d'une exosphère réaliste sont présentés dans la figure 7.5. Les cartes d'émission sont calculées dans les mêmes projections et normalisations que dans le cas hydrostatique dans la section 7.2.2. Les mêmes espèces d'ions sont utilisées et les mêmes raies sont sommées sur les cartes.

On remarque tout de suite, que l'émission est beaucoup moins diffuse et diminue très rapidement au delà de 650 km ( $\sim 0.2 R_M$ ) d'altitude. Ceci est conforme aux profils des couronnes hydrostatiques et réalistes comparées dans la figure 7.1. En effet, jusqu'à  $\sim 0.2 R_M$  les couronnes réalistes sont plus denses que les couronnes hydrostatiques mais se raréfient beaucoup plus rapidement. L'émission, alors, est plus intense que le cas hydrostatique jusqu'à cette altitude, mais diminue très rapidement après.

Les structures du choc planétaire et de la MPB sont également beaucoup moins marquées dans les cartes d'émission X. En effet, dans les cartes du champ magnétique nous retrouvons le champ magnétique moins intense au voisinage de la planète, du fait que l'exosphère réaliste présente un obstacle beaucoup plus faible à l'écoulement du vent solaire. Le choc planétaire et la barrière d'empilement magnétique, notamment, se rapprochent légèrement de Mars, se trouvant, respectivement, à environ  $1.54 R_M$  et  $1.19 R_M$  en distance radiale.

### 7.2.4 Contribution des échanges de charge secondaires

Après avoir présenté les résultats obtenus pour les ions produits des échanges de charges primaires, il est nécessaire de justifier le fait que nous ayons négligé la production secondaire. En rappelant les notions décrites dans la section 2.2, un ion du vent solaire de haut degré subit des échanges de charge successifs, tant qu'il y a des cibles neutres ou jusqu'à sa neutralisation complète, selon les réactions séquentielles 7.7.



Les ions secondaires  $X^{*(Q-2)+}$  produits ainsi, contribuent aux émissions X des ions  $X^{*(Q-2)+}$  principalement produits lors des échanges de charge des ions primaires  $X^{(Q-1)+}$  originaires directement du vent solaire. Nous avons examiné la contribution des ions secondaires pour le cas des ions  $O^{6+}$  produits séquentiellement par les ions  $O^{8+}$  et  $O^{7+}$ . Malgré le fait que les ions  $O^{6+}$  ne produisent pas de raies au delà de 0.1 keV, nous avons choisi ces ions car ils sont parmi les plus abondants dans le vent solaire et aussi ils ont des sections efficaces d'échange de charge suffisamment importantes avec les atomes H et O. Nous avons élaboré deux méthodes pour évaluer cette contribution, dans le but d'économiser de temps de calcul. Les deux méthodes sont présentées ci-après.

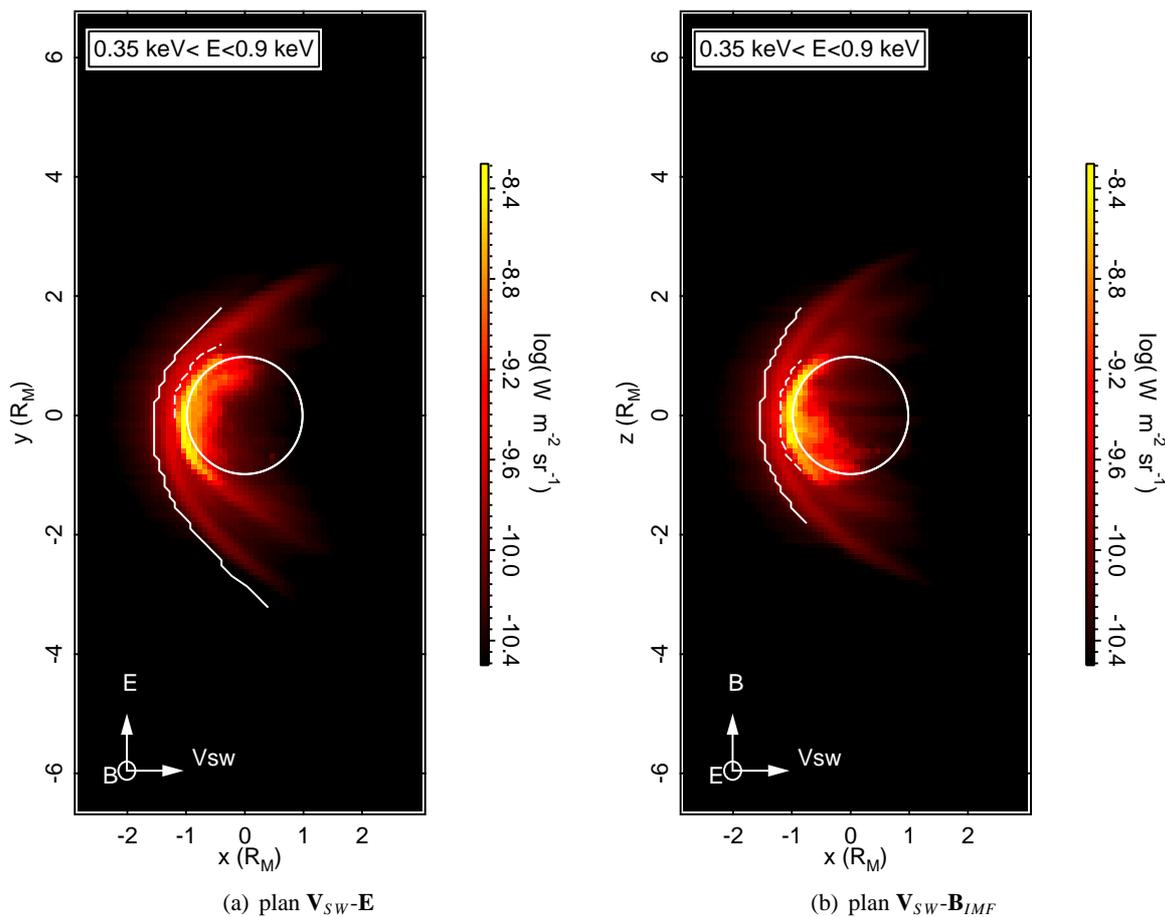


FIG. 7.5 – Cartes d'émission totale de Mars pour le domaine  $0.35 \text{ keV} \leq E \leq 0.9 \text{ keV}$  à partir des couronnes réalistes. Les échelles de couleurs sont en  $\log(W \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1})$ . La position du choc issue de cette simulation est tracé en trait blanc.

### Première méthode

Nous lançons une particule test dans la boîte de simulation, à chaque pas de temps nous calculons sa probabilité de capture électronique par un atome de l'exosphère, nous modifions le poids de la particule incidente (l'ion primaire) pour prendre en compte le nombre d'ions qui ont subi cet échange de charge. Nous créons une nouvelle particule représentant les ions secondaires (c'est-à-dire à chaque pas de temps), et nous ajustons le poids de cette particule pour prendre en compte le nombre d'ions créés.

Nous suivons ensuite toutes les particules tests (ions primaires et secondaires) jusqu'à leur sortie de la boîte de simulation ou l'épuisement de leur poids. Une fois que la particule test, représentant les ions primaires, et que toutes les particules tests représentant les ions secondaires sont sorties de la boîte de simulation nous lançons une nouvelle particule test représentant les ions primaires.

Dans la figure 7.6(a) je compare le taux de production des ions  $O^{6+}$  issus des échanges de charge des ions  $O^{7+}$  primaires et secondaires. Les ions  $O^{7+}$  primaires sont introduits par la face d'entrée de la boîte. Les ions  $O^{7+}$  secondaires sont issus des ions  $O^{8+}$  qui ont été introduits comme espèce primaire par la face d'entrée. Les ions  $O^{7+}$  secondaires se trouvent, alors, déjà dans la boîte quand ils commencent à échanger des charges et leur trajectoire est calculée à partir de leur position de création. Cette méthode exige un temps de calcul très important, puisque nous sommes obligés de suivre toutes les particules, primaires et secondaires, alors nous ne lançons que 1000 particules primaires à chaque simulation. La contribution de la composante secondaires par rapport au total de production des ions  $O^{6+}$  est de l'ordre de 0.22% sur la somme dans toute la boîte de simulation.

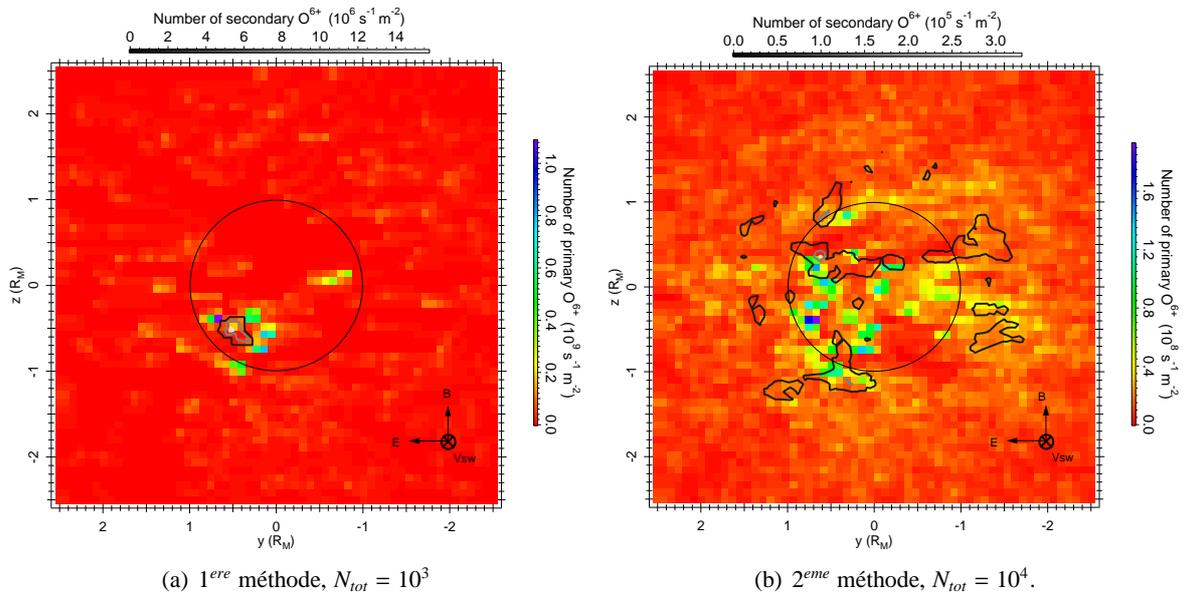


FIG. 7.6 – Carte du taux de production des ions  $O^{6+}$  issus des échanges de charge des ions  $O^{7+}$  primaires dans le plan  $E - B$  (échelle couleur, en unités de  $10^9 s^{-1} m^{-2}$ ) et des contours (échelle grise, en unités  $10^6 s^{-1} m^{-2}$ ) du taux de production des ions  $O^{6+}$  par les ions  $O^{7+}$  secondaires, issus des échanges de charge des ions  $O^{8+}$  primaires. Les contours sont à 10, 50, 90% du maximum de la contribution secondaire.

## Deuxième méthode

La deuxième méthode est basée sur l’hypothèse que la quantité de mouvement entre les ions parents  $X^{Q+}$  et les ions produits  $X^{(Q-1)+}$  est totalement conservée et que la fonction de distribution de ces derniers est une Maxwellienne isotrope.

Nous avons fait tourner le code particule test en deux temps. Premièrement, nous calculons les échanges de charge entre  $X^{Q+}$  et les atomes exosphériques en enregistrant non seulement le taux de production des ions  $X^{(Q-1)+}$ , mais aussi leur vitesse moyenne et leur température (ou vitesse thermique) au moment de leur création, pour chaque cellule de la grille. Ensuite, nous ”lisons” simplement dans la boîte de simulation la distribution des  $X^{(Q-1)+}$  retenue dans l’étape précédente et nous calculons leur trajectoires à partir de leur position de création sur la grille, et la production secondaire des ions  $X^{(Q-2)+}$  par échange de charge. Cette approche est plus économique en temps, mais nous empêche quand même de prendre un nombre de particules plus grand que 10000 particules.

Je présente le résultat de cette méthode dans la figure 7.6(b) dans le même contexte que pour la première méthode. La contribution des ions secondaires par rapport à la production totale dans toute la boîte est inférieure à 0.1% .

## 7.3 Comparaison avec les observations

Dans les sections précédentes j’ai réalisé des projections le long des trois axes principaux de la grille de simulation. Dans le repère de simulation défini, ceci correspond à des lignes de visée perpendiculaires ( $X-Y$ ,  $X-Z$ ) ou parallèle ( $Y-Z$ ) à la direction Soleil-Mars. Ces projections, actuellement, ne sont pas réalisables pour les observatoires  $X$  qui fonctionnent autour de la Terre. En effet, la combinaison des orbites terrestre et martienne ne permet pas des angles de phase (angle Soleil-Mars-Terre) supérieurs à  $45^\circ$  environ. L’alignement Soleil-Terre-Mars, qui permettrait une projection parallèle ( $Y-Z$ ), n’arrive qu’en intervalles espacées de 2 ans environ et, dans la plupart des cas, n’est pas favorable pour des observations à cause de contraintes de positionnement des satellites  $X$ .

Nous avons développé une routine d’interpolation dans la grille  $XYZ$  des emissivités calculées, pour pouvoir simuler des angles d’observation quelconques dans le contexte de comparaison avec des observations réelles de Mars dans le domaine des rayons  $X$ . Nous avons utilisé pour ceci un changement de

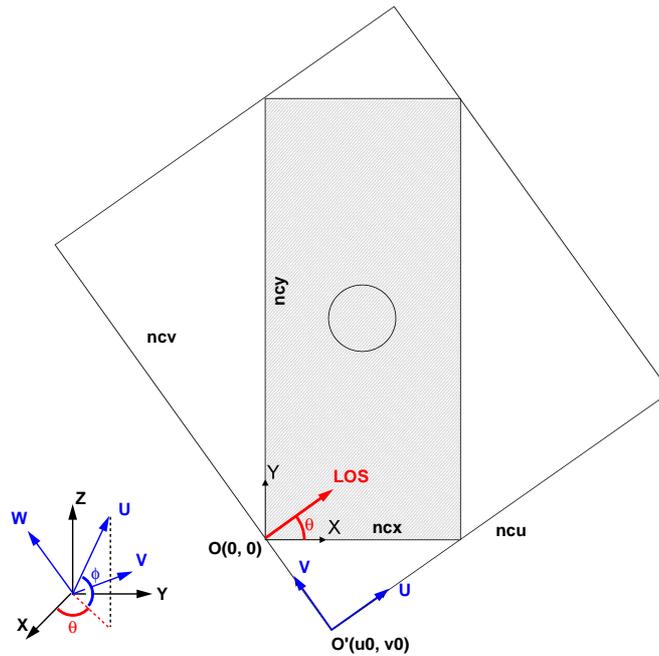


FIG. 7.7 – Définition de la nouvelle grille  $\mathbf{U}(\text{ncu})$ ,  $\mathbf{V}(\text{ncv})$ ,  $\mathbf{W}(\text{ncw})$  pour l'intégration selon un angle de phase  $\theta$ . Pour faciliter la lisibilité du dessin on montre la transformation en 2D seulement.

répère comme illustré dans la figure 7.7. Les axes  $\mathbf{U}$ ,  $\mathbf{V}$ ,  $\mathbf{W}$  du nouveau répère sont définis comme suivant, après deux rotations consécutives :

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta\cos\phi \cdot \hat{x} \\ \sin\theta\cos\phi \cdot \hat{y} \\ -\sin\phi \cdot \hat{z} \end{pmatrix}, \quad V = \begin{pmatrix} -\sin\theta \cdot \hat{x} \\ \cos\theta \cdot \hat{y} \\ 0 \cdot \hat{z} \end{pmatrix}, \quad W = \begin{pmatrix} \cos\theta\sin\phi \cdot \hat{x} \\ \sin\theta\sin\phi \cdot \hat{y} \\ -\cos\phi \cdot \hat{z} \end{pmatrix} \quad (7.8)$$

où  $\theta$  est l'angle de rotation autour de l'axe  $\mathbf{Z}$  et  $\phi$  l'angle de rotation autour de l'axe  $\mathbf{V}$ .

L'origine de la nouvelle grille est définie dans l'ancien répère par les coordonnées :

$$O'(u0, v0, w0) = \begin{pmatrix} [ncx \cdot (\sin^2\theta + \cos^2\theta\sin^2\phi) + ncy \cdot \sin\theta\cos\theta\sin^2\phi] \hat{x} \\ [-ncx \cdot \sin\theta\cos\theta\cos^2\phi + ncy \cdot \sin^2\theta\sin^2\phi] \hat{y} \\ [-(ncx \cdot \cos\theta + ncy \cdot \sin\theta)\sin\phi\cos\phi] \hat{z} \end{pmatrix} \quad (7.9)$$

ou  $ncx$ ,  $ncy$  les dimensions (en nombre de cellules) selon  $\mathbf{X}$  et  $\mathbf{Y}$  dans l'ancienne grille. Les dimensions de la nouvelle grille, si l'on considère des cellules de taille  $(2 \times 2 \times 2x_0^3)$  comme avant, sont respectivement pour les trois axes  $\mathbf{U}$ ,  $\mathbf{V}$ ,  $\mathbf{W}$  :

$$\begin{aligned} ncu &= ncx \cdot \cos\theta\cos\phi + ncy \cdot \sin\theta\cos\phi + ncz \cdot \sin\phi \\ ncv &= ncx \cdot \sin\theta + ncy \cdot \cos\theta \\ ncw &= ncx \cdot \cos\theta\sin\phi + ncy \cdot \sin\theta\sin\phi + ncz \cdot \cos\theta \end{aligned} \quad (7.10)$$

La disposition de la nouvelle grille par rapport à l'ancienne, en deux dimensions est présentée dans la figure 7.7. Pour les régions communes entre les deux grilles nous avons effectué une interpolation linéaire. Pour les extrémités de la nouvelle grille, qui sont en dehors des limites de calcul de l'ancienne grille, nous avons appliqué les valeurs d'intensité des cellules frontalières de l'ancienne grille. Nous considérons cette approximation acceptable et justifiable, puisque, d'après les cartes présentées jusque là, l'émission est principalement produite dans les cellules au milieu de la grille, autour de la planète.

### 7.3.1 L'observation de Mars du 20 novembre 2003 avec XMM-Newton

Le 20-21 novembre 2003, Dennerl et al. (2006) ont effectué la première observation de Mars avec le télescope XMM-Newton. Ils ont publié récemment une première analyse spectrale à haute résolution de l'émission de la planète dans le domaine 0.3 - 1.0 keV avec le spectromètres RGS1 et RGS2. RGS pour *Reflection Grating Spectrometer* est un spectromètre sans fente d'une résolution spectrale  $E/\Delta E$  de 100 à 600 entre 0.33 et 2.1 keV. La capacité de dispersion de l'instrument est très élevée, de  $3'.4/\text{\AA}$  à  $35\text{\AA}$  (0.35 keV) à  $4'.6/\text{\AA}$  à  $10\text{\AA}$  (1.23 keV).

A la date de l'observation XMM, choisie pour que Mars soit au plus près de la Terre dans les contraintes observationnelles de XMM, Mars était à une longitude héliocentrique de  $27^\circ$  et la Terre (en approximation XMM) à  $57^\circ$ , à un angle de phase de  $\sim 40^\circ$ . L'angle de phase est défini comme l'angle Soleil-Mars-Terre. Cet angle est très proche de la limite supérieure que l'on puisse avoir en observant Mars depuis un observatoire en orbite terrestre. Le diamètre apparent de Mars était de  $12''.2$ , sa distance héliocentrique était 1.43 UA et sa distance géocentrique était  $\Delta = 0.77$  UA.

La particularité de l'observation de Mars avec RGS est que Mars étant une source moyennement étendue, les images monochromatiques de Mars apparaissent sur les longueurs d'ondes correspondantes et les raies spectrales émises par l'objet sont élargies à cause de la taille de celui-ci. Le signal suivant la direction de dispersion dans le spectrographe est, alors, une combinaison entre les informations spectrales et spatiales de l'objet. Le risque de ce type d'observations est, dans le cas des objets très étendus où les raies émises sont très élargies, la superposition des images individuelles de l'objet et donc la dégradation de la résolution spectrale et spatiale. Une autre particularité est que Mars étant un objet proche, il se déplace très rapidement par rapport aux étoiles du fond dans le champ de RGS et l'instrument a dû être repositionner plusieurs fois, pour donner finalement 12 poses de pointage stable.

Les conditions du vent solaire mesuré au niveau de l'orbite terrestre montrent une variabilité moyenne, avec un flux de proton augmenté d'un facteur environ 2.2 au début de l'observation par rapport aux valeurs normales du vent lent calme. L'abondance relative des ions lourds du vent solaire montre également une variabilité moyenne, avec, en général, des valeurs en hausse au milieu des observations : 0.36 pour  $O^{7+}$ , 0.2 pour  $O^{8+}$ , 0.6 pour  $C^{6+}$ . Seul l'ion  $C^{5+}$  est légèrement en baisse avec une abondance relative de 0.1 au milieu des observations. Ces valeurs sont extraites d'après les données des instruments ACE et WIND et pourraient, en approximation grossière, être appliquées au niveau de l'orbite martienne. Toutefois, il faut être réservé en les extrapolant ainsi, sachant qu'il y a un retard de  $30^\circ$  à la position de Mars par rapport à la Terre, ce qui se traduit en 2.5 jours de rotation du Soleil, et une distance radiale environ 1.4 fois plus grande parcourue par le vent solaire avant qu'il n'atteigne Mars.

Dans les paragraphes suivants nous allons d'abord comparer des cartes d'émission simulées dans le même contexte que les observations XMM pour le modèle hydrostatique et le modèle réaliste (par. 7.3.2), et puis, analyser les spectres simulés aux spectres observés (par. 7.3.3). Le modèle comprend des conditions moyennes en minimum d'activité solaire et des abondances relatives pour un vent solaire lent (table 2.1). Nous rappelons que notre étude se porte uniquement sur la comparaison de l'émission due aux échanges de charge et aucune comparaison ne peut être faite entre notre simulation et les raies de fluorescence observées et rapportées dans Dennerl et al. (2006).

### 7.3.2 Comparaison morphologique de l'émission

Nous avons calculé l'émission X issue des échanges de charge dans la même géométrie d'observation que celle des observations XMM le 20 novembre 2003.

Dans la figure 7.8 nous présentons les cartes du flux total de puissance de l'émission X entre 0.35 et 0.9 keV, calculées avec les deux simulations effectuées, le cas hydrostatique (fig. 7.8(a)) et le cas réaliste (fig. 7.8(b)). En comparaison, nous présentons aussi la superposition de toutes les cartes des différentes raies observées en code de couleur différentes (fig. 7.8(d)), extraite de Dennerl et al. (2006). La figure 7.8(d), comprend les raies de fluorescence, codées en jaune et rouge, et les raies d'échange de charge en bleu et vert. Les cartes simulées sont en échelle logarithmique du flux de puissance  $p$  ( $W m^{-2} sr^{-1}$ ). Les valeurs absolues des cartes simulées ne peuvent pas être comparées avec les observations, car ces dernières sont ajustées individuellement pour les raies de chaque ion qui compose l'émission totale. La figure 7.8(d) est surtout présentée pour comparer la forme d'émission globale aux simulations.

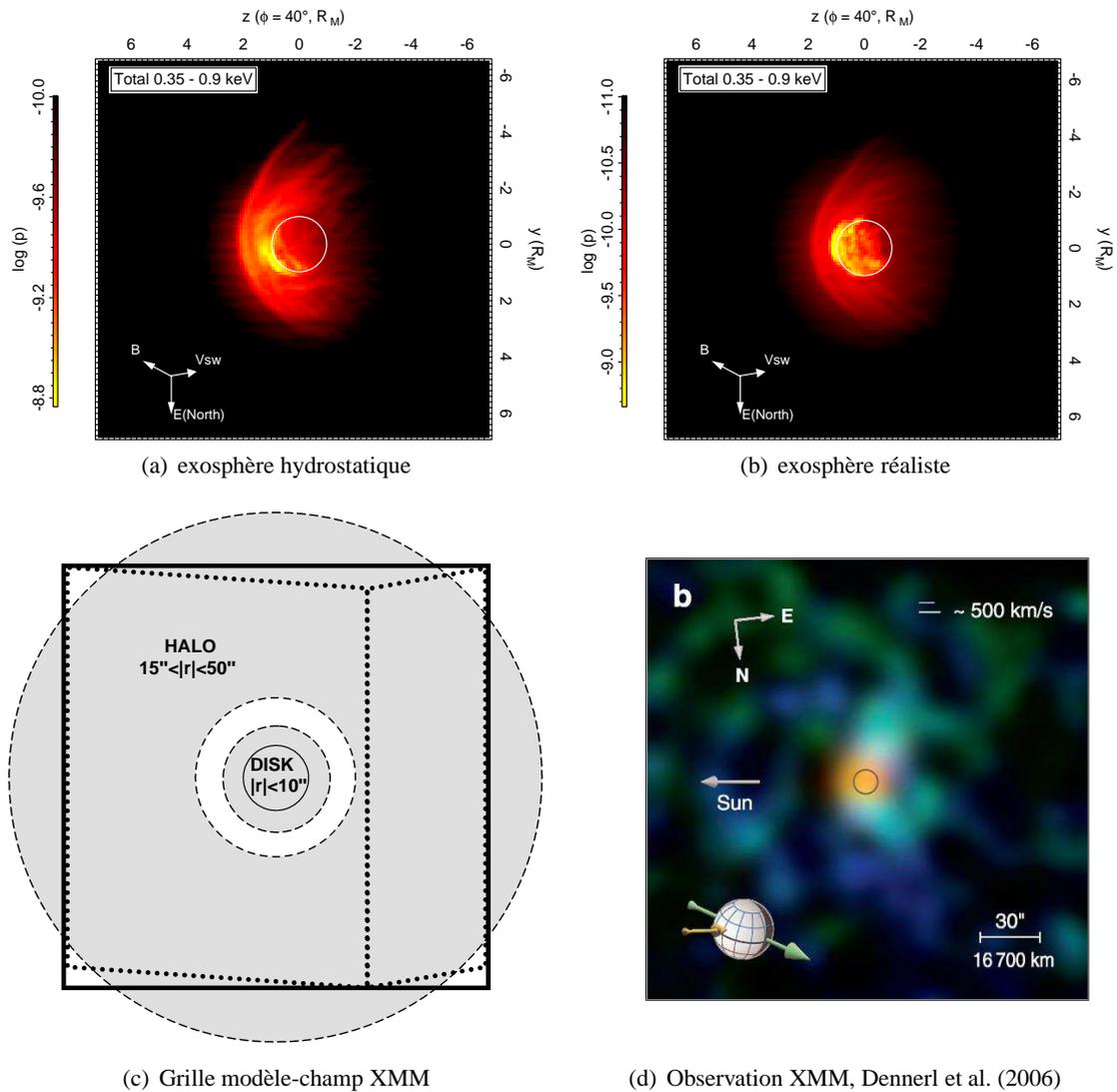


FIG. 7.8 – Cartes d'émission totale entre 0.35 keV et 0.9 keV, en échelle logarithmique du flux de puissance  $p$  ( $W m^{-2} sr^{-1}$ ) pour les deux types d'exosphère modélisés, l'hydrostatique (a) et la réaliste (b). La géométrie de projection simule la géométrie de l'observation de Mars du 20/11/2003 avec XMM. Pas tout le champ d'observation XMM ne rentre dans le domaine des simulations (b). La carte de l'émission totale des observations XMM est présentée pour comparaison (c), mais l'échelle spatiale n'est pas identique entre les simulations et les observations.

A noter, aussi, que les cartes simulées ne sont pas à la même échelle spatiale que la carte observée. En effet, faute de la taille limitée de la boîte de simulation, notre calcul ne peut s'étendre aux mêmes distances que les observations. Le disque martien, marqué avec un cercle blanc dans les simulations et avec un cercle noir dans les observations, peut être utilisé comme objet de référence.

En première comparaison nous pouvons remarquer la similitude de la forme globale d'émission dans les simulations et les observations malgré les détails différenciant chacune. Le "croissant" de l'émission en aval du choc planétaire et de la MPB est visible dans les cartes de simulation, même si la distinction des différentes régions de choc est moins nette à cause de l'angle de phase de  $40^\circ$ . La carte des observations présente le même croissant, mais étiré vers l'arrière de la planète, sur les ailes nord et sud. Il semblerait que le rapport de taille des régions d'émission polaires et de la région d'émission dans l'exosphère au point subsolaire est beaucoup plus important dans les observations que dans les simulations.

Dans les cartes simulées, nous remarquons une différence importante, en ce qui concerne la localisation du maximum d'émission. Dans le cas hydrostatique (fig. 7.8(a)), le maximum se trouve bien en amont de la planète, en dehors du disque planétaire projeté. Le contraire est observé pour le cas des couronnes réalistes (fig. 7.8(b)). Le maximum se situe essentiellement sur le disque projeté et l'étendue

de l'émission n'est pas aussi grande que dans le cas hydrostatique. En tout cas, l'émission prédite par les modèles ne s'étend pas aussi loin que dans les observations, qui elles, s'étendent jusqu'à  $8R_M$ , d'après Dennerl et al. (2006) (fig.7.8(d)).

Dans les observations, Dennerl et al. (2006), rapportent aussi des différences entre les émissions de chaque ion individuel. Notamment, dans la figure 7.9 extraite de Dennerl et al. (2006), les émissions des ions O ( $O^{7+}$ ,  $O^{6+}$ ) et  $C^{5+}$  détectées sont comparées. Tandis que les émissions de l'ion  $C^{5+}$  présentent le même croissant d'émission prévu dans les simulations, les ions  $O^{7+}$  et  $O^{6+}$  semblent produire deux lobes d'émission dans les directions nord et sud. En aucun cas dans les simulations une telle structuration de l'émission n'est prévue.

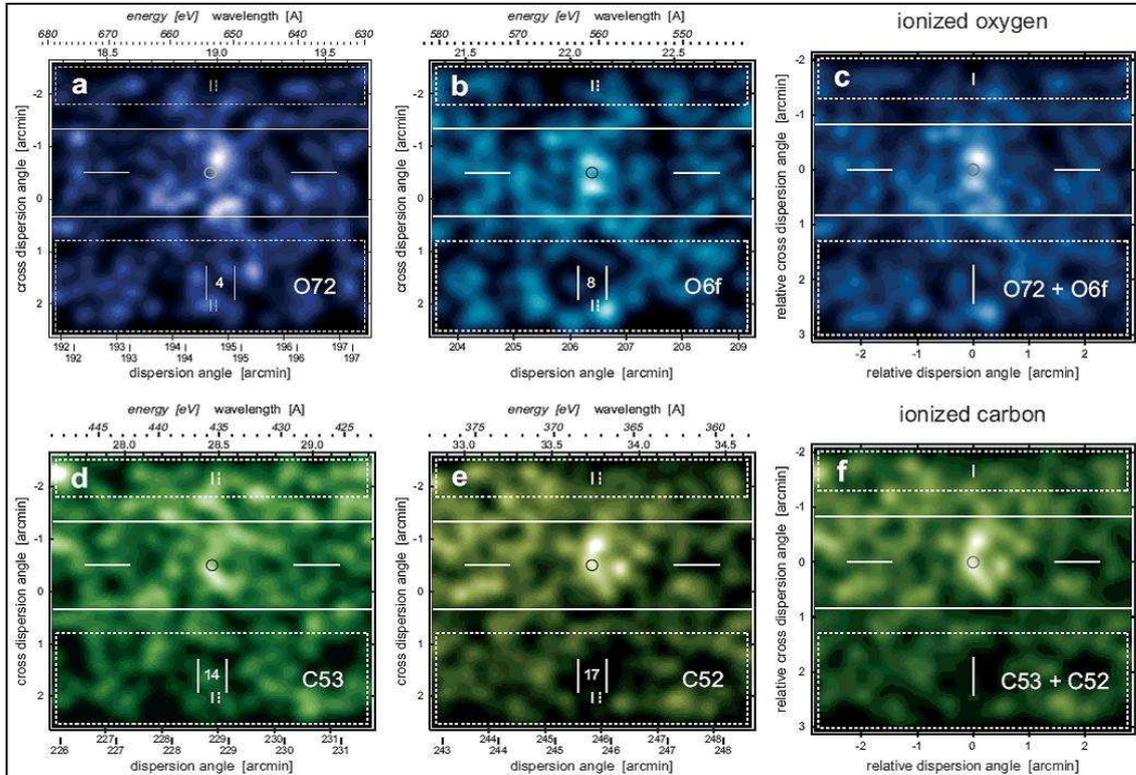
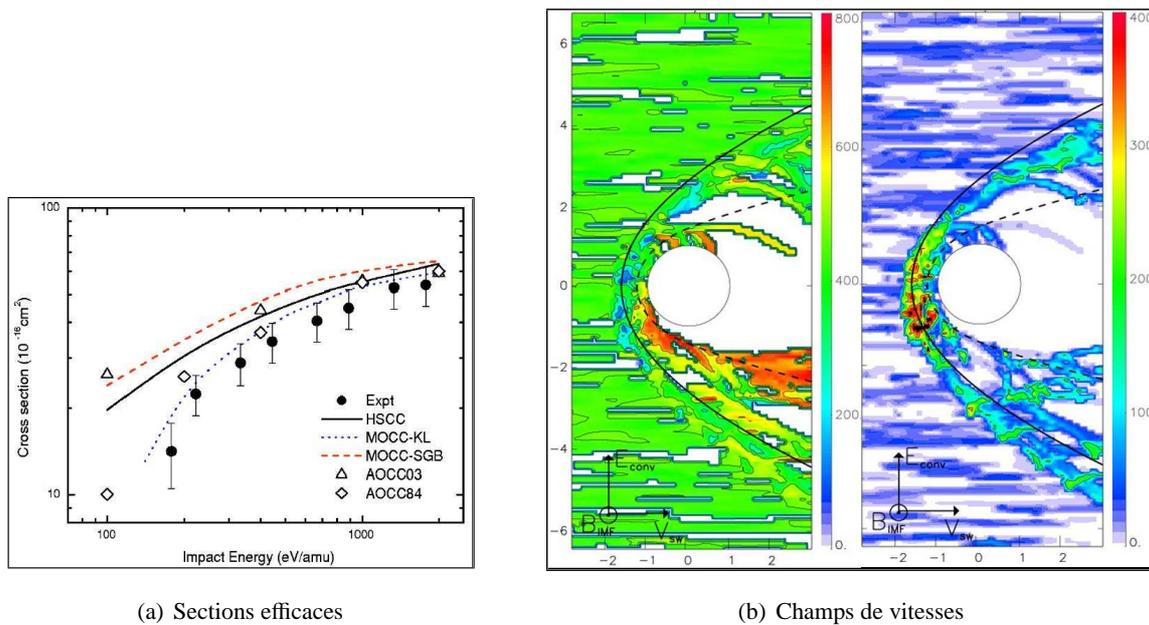


FIG. 7.9 – Images XMM/RGS de Mars et son halo dans les raies individuelles des ions O VIII (a), O VII (b) et C VI (d, f) extraites de Dennerl et al. (2006). Les panneaux (c) et (f) sont les sommes des panneaux ((a) + (b)) et ((d) + (e)) respectivement. Les échelles de couleurs ont été ajustées individuellement pour chaque ion. Le cercle noir montre la taille du disque martien et sa position estimée par les auteurs Dennerl et al. (2006). Le rectangle en trait plein montre la région à  $|y| \leq 50''$  utilisée pour les spectres (7.3.3) et les rectangles pointillés de part et d'autre désignent les régions utilisées pour la soustraction du bruit de fond.

Nous pouvons évoquer plusieurs raisons pour qu'une telle forme apparaisse dans les observations. Tout d'abord, il faut reconnaître l'environnement plasma au voisinage de Mars comme un système dynamique et non pas stationnaire comme nous l'avons simplifié dans notre étude. Ainsi, toute variation soudaine et violente du vent solaire pourrait avoir des conséquences imprévisibles dans la re-structuration de l'environnement martien et s'imprimer dans la signature des émissions X autour de Mars. De plus, nous ne pouvons exclure l'action d'un mécanisme d'émission différent de l'échange de charge que nos simulations n'ont pas pris en compte. D'autre part, l'hypothèse d'une erreur dans l'analyse des données RGS ne peut pas être écartée, d'autant plus si l'on se rappelle que RGS est un spectrographe sans fente, où les informations spectrales et spatiales sont couplées.

Une dernière hypothèse, que nous avons testé notamment dans notre simulation, est la dépendance des sections efficaces des réactions d'échange de charge par rapport à la vitesse relative du système en collision. D'après les études théoriques et expérimentales de (Shipsey et al., 1983; Fritsch et Lin, 1984; Meyer et al., 1985; Kimura et Lane, 1987; Lee et al., 2004), les sections efficaces des échanges de charge peuvent diminuer d'un facteur 2 quand la vitesse diminue de 400 km/s à 200 km/s et, en moyenne, elles



(a) Sections efficaces

(b) Champs de vitesses

FIG. 7.10 – panneau (a) : Dépendance de la section efficace des collisions  $O^{8+} + H(1s)$  d'après Lee et al. (2004) (trait continu, triangles), Kimura et Lane (1987) (trait pointillé), Shipsey et al. (1983) (trait discontinu), Fritsch et Lin (1984) (losanges) et les travaux expérimentaux de Meyer et al. (1985) (cercles noirs). panneau (b) : champs de la vitesse moyenne (gauche) et la vitesse thermique (droite) des ions du vent solaire au voisinage du choc martien. Les tracés des positions du choc planétaire (trait noir continu) et de la MPB (trait noir discontinu) sont dérivés à partir des observations MGS (Vignes et al., 2000).

restent constantes au delà de 400 km/s (fig. 7.10(a) extraite de Lee et al., 2004). Dans la figure l'axe des abscisses est donné en énergie d'impact (eV/amu), qui peut être converti en échelle de vitesse variant de 100 à 500 km/s environ. La vitesse moyenne des ions du vent solaire diminue brusquement en aval du choc planétaire d'un facteur supérieur à 2, tandis que leur vitesse thermique peut augmenter d'un facteur 4, comme le montre la figure 7.10(b), et dans ces régions le taux de réaction des échanges de charge doit être influencé par ces changements.

Dans la figure 7.11 nous présentons une série de cartes de flux de puissance pour des ions individuels. Les émissions des ions  $C^{6+}$  (7.11(a)),  $O^{7+}$  (7.11(b)), et  $O^{8+}$  (7.11(c)) sont comparées, ainsi que le résultat de la simulation "speed-dependent" pour l'ion  $O^{8+}$  (7.11(d)). Qualitativement, nous n'observons pas de différence significative entre les émissions individuelles des ions qui pourrait expliquer les observations. Par ailleurs, quand nous appliquons des sections efficaces dépendantes de la vitesse nous retrouvons seulement une légère baisse du flux total de l'émission surtout dans la région en aval du choc planétaire où les vitesses des ions incidents sont les plus faibles.

### 7.3.3 Comparaison spectrale

Dans les observations XMM, Dennerl et al. (2006) ont défini deux régions selon le mécanisme dominant d'émission. Le disque ( $|y| \leq 10''$ ) qui est dominé par la fluorescence et le halo ( $15'' \leq |y| \leq 50''$ ) dominé probablement par les échanges de charge. Dans ces deux régions, ainsi que dans la région totale ( $|y| \leq 50''$ ) d'émission X de Mars, les auteurs ont extrait des spectres composés des raies issues des spectres CX présentées dans la table 7.2 ainsi que de raies de fluorescence qui ne sont pas incluses dans la table. L'ensemble des raies détectées par XMM peut être trouvé dans la table 2 de Dennerl et al. (2006).

Dans la table 7.2 nous exposons aussi les raies spectrales CX calculées dans les simulations hydrostatique et réaliste que nous avons effectuées. La définition de la région disque dans les simulations est la même que pour les observations ( $|y| \leq 10''$ ). Par contre, la région totale et le halo sont définis différemment, car la boîte de simulation est carrée et ne s'étend pas aux mêmes distances que le champ total de XMM. Ainsi, le halo dans les simulations est défini par les bornes  $15'' \leq |y| \leq [boxsize]$ , et le total est également limité par la taille de la boîte.

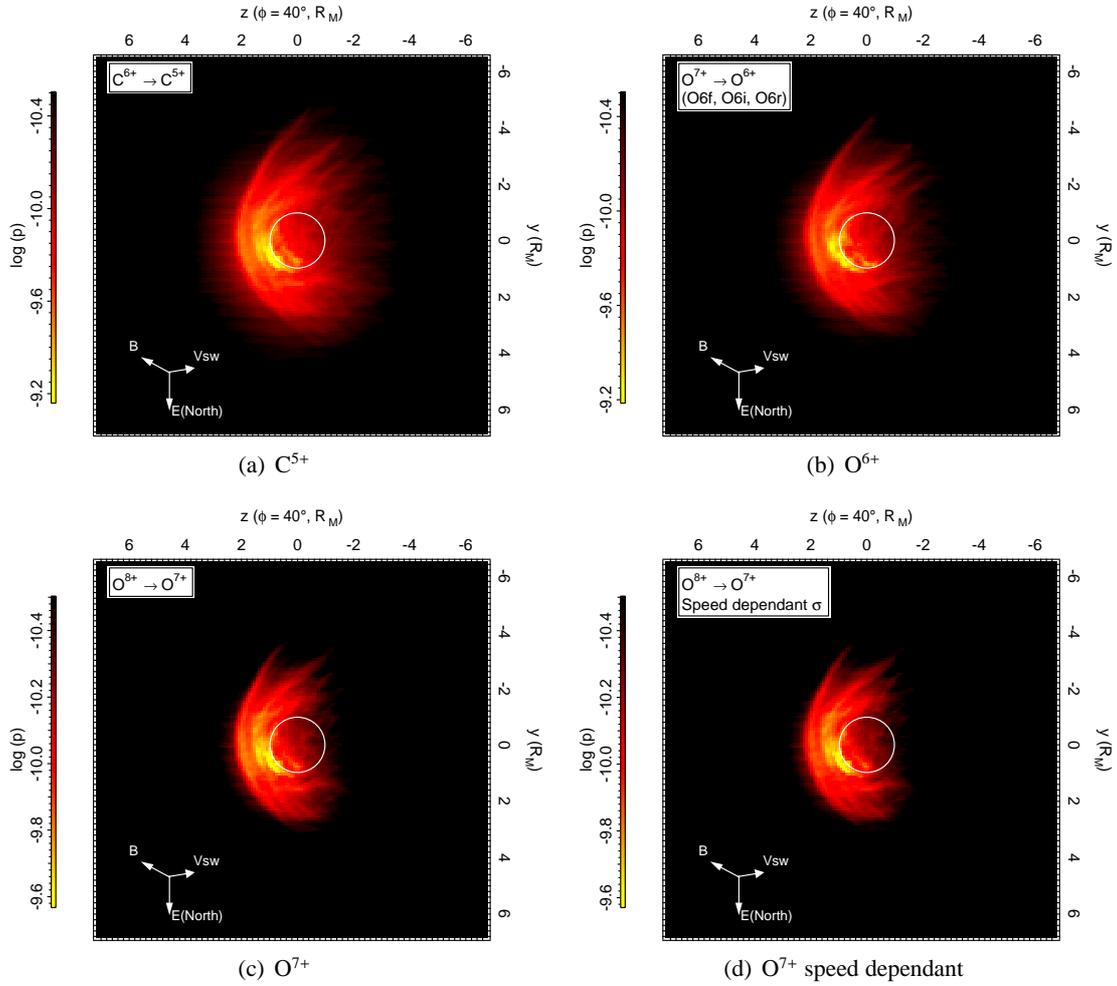


Fig. 7.11 – Cartes de flux de puissance résultantes pour des ions individuels dans la géométrie d'observation XMM. Les axes sont en  $R_M$  et les échelles de couleur représentent le logarithme du flux de puissance  $p$  ( $W m^{-2} sr^{-1}$ ). Le panneau (a) présente les raies de l'ion  $C^{5+}$  : 367.4, 435.4 et 459.2 eV et le panneau (b) les raies du triplet de l'ion  $O^{6+}$  : 560.9 eV(O6f), 568.5 eV(O6i), 574.0 eV(O6r). Les panneaux inférieurs montrent les raies d'émission 653.1, 774.0, 816.3 et 835.9 eV de l'ion  $O^{7+}$ . Le panneau (c) présente l'émission calculée avec une section efficace de CX constante, tandis que le panneau (d) présente l'émission équivalent pour un calcul avec les sections efficaces dépendantes du temps.

Les raies sont désignées par la transition et l'énergie correspondante et sont regroupées selon l'ion excité émetteur  $X^{*(Q-1)+}$  issu de l'échange de charge. Certaines raies modélisées n'ont pas été détectées dans les données, et également pour certaines raies détectées, nous ne disposons pas d'informations théoriques pour les inclure dans les simulations. Ces dernières sont marquées en gras et italiques dans la table. Les unités du flux de photons dans chaque raie est  $10^{-6} cm^{-2} s^{-1}$ , au niveau du détecteur de RGS.

Le flux des raies simulées est calculé à partir du flux volumique de photons  $f_e$  ( $photons m^{-3} s^{-1}$ ) =  $R_{X^{Q+}}(m^{-3} s^{-1}) \cdot Y_{(E_i, M)}$  résultant des simulations pour chaque transition correspondante. Les unités du flux monochromatique se réfèrent aux échelles spatiales de la boîte de simulation, c'est à dire au niveau de l'émetteur. Si nous voulons comparer les flux de photons simulés aux flux de photons mesurés au détecteur RGS, nous devons transformer le flux émis des simulations en flux reçu au détecteur  $f_r$ . Ceci est établi par la relation :

$$f_r = \frac{1}{\Delta^2} \int f_e (photons m^{-3} s^{-1}) du dv dw \quad (7.11)$$

où  $\Delta = 0.77 AU = 1.15 \cdot 10^{13} cm$  la distance géocentrique de Mars au moment de l'observation.

Les neuf raies, issues de CX, communes entre les simulations et les observations sont comparées dans la figure 7.12. Les données sont présentées en fonction du modèle hydrostatique dans le panneau 7.12(a)

et en fonction du modèle réaliste dans le panneau 7.12(b). Les flux des raies pour la région du disque sont marqués avec les cercles pleins rouges, pour la région du disque avec les cercles creux bleus et pour le total avec les carrés noirs. Nous avons recherché une corrélation entre les modèles et les données pour les deux composantes de l'émission CX (disque et halo) ainsi que pour le total. Puisque nous comparons l'émission de Mars issue du même mécanisme, et en supposant que le bruit de fond a été correctement soustrait des données, il ne devrait pas y avoir d'émission résiduelle. Nous forçons, alors, le fit linéaire à couper les axes à l'origine (0, 0) et nous utilisons les erreurs estimés pour les données comme déviation standard. Sur les figures nous avons noté les coefficients du fit pour chaque composante et pour chaque modèle de simulation.

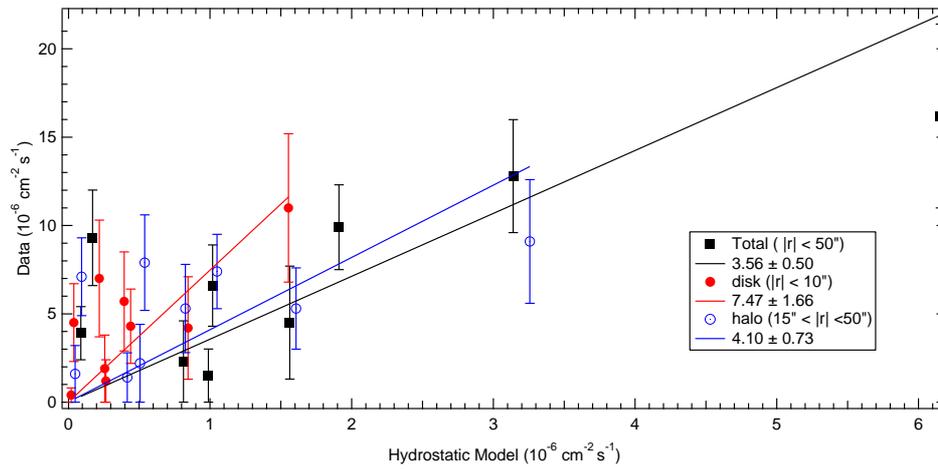
Dans le cas hydrostatique, le halo et le total du champ donnent une corrélation semblable avec des coefficients 4.1 et 3.56 respectivement. Par contre, le disque présente une corrélation très différente avec un coefficient de 7.5 environ. D'autre part, quand nous utilisons la simulation aux couronnes réalistes, les fits se détériorent et les tendances s'inversent. En effet, le modèle réaliste semble expliquer mieux l'émission du disque (pente du fit 12.7) plutôt que celle du halo (pente de  $\sim 45$ ).

TAB. 7.2 – Raies spectrales dues aux CX intégrées dans les simulations et comparées aux raies CX détectées dans les spectres RGS de Mars ( $|y| \leq 50''$ ), son disque ( $|y| \leq 10''$ ) et son halo ( $15'' \leq |y| \leq 50''$ ) (Dennerl et al. 2006). *Les raies manquantes des simulations sont notées en gras et avec des lettres italiques.*

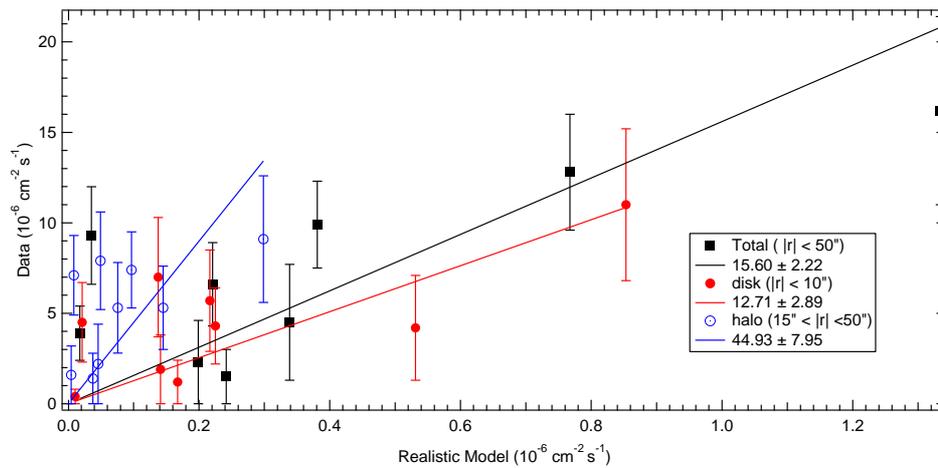
<sup>a</sup> La raie  $N^{6+}$  592.6 eV n'est pas incluse.

		Photon flux ( $10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )								
		Model						XMM03 data		
		Hydrostatic			Realistic			Total	Disk	Halo
$X^{(Q-1)+}$	(Transition) E[eV]	Total	Disk	Halo	Total	Disk	Halo	Total	Disk	Halo
$C^{5+}$	(2p $\rightarrow$ 1s) 367.4	6.154	1.554	3.257	1.334	0.853	0.298	$16.2 \pm 5.2$	$11.0 \pm 4.2$	$9.1 \pm 3.5$
	(3p $\rightarrow$ 1s) 435.4	1.019	0.257	0.539	0.221	0.141	0.049	$6.6 \pm 2.3$	$(1.9 \pm 1.9)$	$7.9 \pm 2.7$
	(4p $\rightarrow$ 1s) 459.2	1.563	0.395	0.827	0.339	0.217	0.076	$4.5 \pm 3.2$	$5.7 \pm 2.8$	$5.3 \pm 2.5$
	<b>(5p <math>\rightarrow</math> 1s) 470.4</b>							<b><math>5.5 \pm 2.2</math></b>	<b><math>2.7 \pm 2.3</math></b>	<b><math>5.5 \pm 1.8</math></b>
$C^{4+}$	(1s3p $^1P \rightarrow 1s^2 \ ^1S$ ) 354.5	0.183	0.056	0.088	0.047	0.034	0.008			
	(1s4p $^1P \rightarrow 1s^2 \ ^1S$ ) 370.9	0.081	0.025	0.039	0.021	0.015	0.004			
	<b>(5p <math>\rightarrow</math> 1s) 378.5</b>							<b><math>9.9 \pm 4.2</math></b>	<b><math>(2.8 \pm 2.8)</math></b>	<b><math>8.4 \pm 3.1</math></b>
$N^{6+}$	(2p $\rightarrow$ 1s) 500.0	0.172	0.040	0.095	0.035	0.021	0.009	$9.3 \pm 2.7$	$4.5 \pm 2.2$	$7.1 \pm 2.2$
	(3p $\rightarrow$ 1s) 592.6	0.019	0.004	0.011	0.004	0.002	0.001	$38.1 \pm 30.0$	$(2.4 \pm 2.4)$	$22.0 \pm 19.0$
	(4p $\rightarrow$ 1s) 625.0	0.011	0.003	0.006	0.002	0.001	0.0006			
	(5p $\rightarrow$ 1s) 640.0	0.022	0.005	0.012	0.005	0.003	0.001			
$N^{5+}$	(2 $^3S \rightarrow 1 \ ^1S$ ) 419.8	1.090	0.285	0.565	0.243	0.159	0.052			
	(2 $^3P \rightarrow 1 \ ^1S$ ) 426.1	0.170	0.044	0.088	0.038	0.025	0.008			
	(2 $^1P \rightarrow 1 \ ^1S$ ) 430.7	0.172	0.045	0.089	0.038	0.025	0.008			
	(3 $^1P \rightarrow 1 \ ^1S$ ) 497.9	0.056	0.015	0.029	0.012	0.008	0.003			
$O^{7+}$	(2p $\rightarrow$ 1s) 653.1	1.910	0.441	1.050	0.381	0.225	0.097	$9.9 \pm 2.4$	$4.3 \pm 2.1$	$7.4 \pm 2.1$
	(3p $\rightarrow$ 1s) 774.0	0.246	0.057	0.135	0.049	0.029	0.012			
	(4p $\rightarrow$ 1s) 816.3	0.090	0.021	0.049	0.018	0.010	0.004	$3.9 \pm 1.5$	$(0.4 \pm 0.4)$	$(1.6 \pm 1.6)$
	(5p $\rightarrow$ 1s) 835.9	0.276	0.064	0.152	0.055	0.033	0.014			
$O^{6+}$	(2 $^3S \rightarrow 1 \ ^1S$ ) 560.9	3.139	0.845	1.607	0.767	0.531	0.145	$12.8 \pm 3.2$	$4.2 \pm 2.9$	$5.3 \pm 2.3$
	(2 $^3P \rightarrow 1 \ ^1S$ ) 568.5	0.988	0.266	0.506	0.242	0.167	0.046	$(1.5 \pm 1.5)$	$(1.2 \pm 1.2)$	$(2.2 \pm 2.2)$
	(2 $^1P \rightarrow 1 \ ^1S$ ) 574.0	0.814	0.219	0.416	0.199	0.138	0.038	$(2.3 \pm 2.3)$	$7.0 \pm 3.3$	$(1.4 \pm 1.4)$
	<b>(5p <math>\rightarrow</math> 1s) 712.5</b>							<b><math>7.9 \pm 2.1</math></b>	<b><math>(0.4 \pm 0.4)</math></b>	<b><math>6.2 \pm 1.7</math></b>
$Ne^{*7+} ?$	<b>? 872.5</b>							<b><math>(1.8 \pm 1.8)</math></b>	<b><math>(0.5 \pm 0.5)</math></b>	<b><math>3.8 \pm 2.2</math></b>
Total luminosity (MW)		2.35	0.60	1.24	0.52	0.34	0.11	$12.8^a$	$6.16^a$	$10.04^a$

Les conditions de vent solaire le 20-21 novembre 2003 étaient vraisemblablement assez importantes, malgré le fait que le vent solaire est mesuré par des instruments en orbite terrestre, et non à Mars où les conditions peuvent différer notablement de celles enregistrées à la position de la Terre. Une activité du vent solaire importante pourrait provoquer des émissions dues aux CX beaucoup plus importantes de celles prévues par notre modèle, qui ne peut prédire que les conséquences d'une activité moyenne



(a) Couronnes Hydrostatiques



(b) Couronnes Réalistes

FIG. 7.12 – Intensités des raies CX observées en fonction des intensités des raies calculées dans les simulations hydrostatique (a) et réaliste (b). Les émissions du disque (points pleins rouges), halo (points bleus creux) et totales (carrés pleins noirs) de Mars sont présentées. Les résultats du fit pour chaque composante (disque, halo) et pour le total sont marqués dans les figures. La raie  $N^{6+}$  592.6 eV très incertaine n'est pas incluse dans les fits.

de vent solaire lent. L'augmentation pourrait être due à une augmentation considérable du flux du vent solaire ou/et à des modifications considérables des abondances relatives des ions solaires lourds. Dans le cas où ces conditions extrêmes sont les seules responsables de la grande différence entre le modèle (qui considère des conditions de vent lent moyen) et les données, la pente des fits linéaires doit être la même pour le disque et le halo. Au contraire, dans notre cas, comme on comprend dans la figure 7.12 les deux pentes sont très différentes, infirmant notre hypothèse de départ. Si nous supposons que les échanges de charge sont le mécanisme d'émission dominant dans le halo martien, la différence des proportions de l'émission (présumée due aux CX) dans le disque et dans le halo pourrait être produite par un mécanisme différent qui opère dans les basses altitudes et explique une partie de l'émission du disque. Autres hypothèses pour l'explication des différences seraient des effets non-stationnaires dans l'environnement martien ou encore des distributions exosphériques que les études actuelles ne peuvent pas décrire de manière satisfaisante. Je reviendrai sur ces points dans les dernières sections de ce chapitre.

### 7.3.4 Luminosités totales du disque et du halo

A propos des luminosités totales mesurées dans les observations et calculées dans les simulations, nous devons d'abord noter la grande différence entre les deux observations de Mars, avec Chandra en 2001 (Dennerl, 2002) et avec XMM en 2003 (Dennerl et al., 2006) et ensuite comparer les résultats des

simulations aux mesures effectuées avec les deux instruments.

### Différences des observations Chandra et XMM

La luminosité totale dans tout le champ d'observation XMM ( $|y| \leq 50''$ ) en incluant aussi les raies de fluorescence est mesurée par Dennerl et al. (2006) à une valeur environ 12.9 MW, sans compter la raie  $N^{6+}$  à 593 eV qui est très incertaine. Cette luminosité est détectée jusqu'à  $\sim 8 R_M$ . Les mesures Chandra, ramenées à l'intervalle spectral de XMM, c'est à dire en excluant la raie de fluorescence du carbone, résultent en une luminosité totale de 2 MW, détectée jusqu'à  $3 R_M$  seulement. D'après la table 2 de Dennerl et al. (2006), si nous comptons seulement les raies issues des échanges de charge, la luminosité CX totale du halo est environ 10 MW, tandis que la luminosité totale mesurée avec Chandra dans le halo martien, supposée entièrement d'origine due aux échanges de charge, est seulement  $0.5 \pm 0.2$  MW.

Dennerl et al. (2006) notent aussi cette grande différence et discutent des éventuelles hypothèses dues aux conditions de vent solaire très différentes pendant les deux observations. Le flux de rayonnement X solaire était plus élevé pendant l'observation XMM que pendant l'observation Chandra, ce qui induirait une émission de fluorescence plus importante pour les observations XMM. Cependant, le flux X solaire ne pourrait expliquer la grande étendue du halo d'émission X martien, puisque la fluorescence est surtout concentrée aux basses altitudes, sur le disque planétaire. De plus, la résolution spectrale de XMM/RGS permet une analyse détaillée des caractéristiques spectrales de l'émission, qui montrent que la partie principale de l'intensité totale se trouve dans les raies des ions de haut degré qui nécessitent un processus comme les échanges de charge.

Malgré tout, pendant les observations XMM, il est probable que l'intense flux X solaire soit accompagné par des conditions extrêmes de vent solaire. D'après Dennerl et al. (2006) c'est le cas pour la période d'observation XMM. De plus, les mesures de flux de vent sont effectuées avec des instruments en orbite terrestre et sont extrapolés à la position de Mars. Les abondances des ions lourds solaires, aussi, ne peuvent être mesurées qu'à la position de la Terre, et il ne faut pas oublier combien les émissions d'échange de charge sont sensibles à ces paramètres. Enfin, les couronnes neutres de Mars sont très sensibles aussi à l'activité (souvent violente) du vent solaire et les densités des neutres dans l'exosphère martienne peuvent varier considérablement avec l'activité solaire. Ceci peut entraîner surtout des variations à courte échelle qui pourraient rajouter un point de différence entre les observations Chandra et XMM.

En conclusion, il n'est pas exclu que le flux de vent solaire ou/et les abondances relatives des ions lourds solaires soient 3 fois plus élevés durant les observations XMM que pendant les observations Chandra, ce qui expliquerait la grande différence d'intensité totale mesurée dans les deux cas.

### Comparaison des simulations aux observations Chandra et XMM

L'intensité totale pour le disque, le halo et le champ de vue total calculé dans les simulations hydrostatique et réaliste et aussi mesurée dans les observations XMM est notée en bas de la table 7.2. Dans le cas hydrostatique, la luminosité totale calculée dans les simulations est de 2.35 MW, ce qui est en bon accord avec l'estimation de Holmström et al. (2001) de 2.4 MW et le calcul entre 0.5-1.2 keV de Gunell et al. (2004) qui ont trouvé 1.8 MW. Gunell et al. (2004) ont utilisé une exosphère de type Chamberlain, c'est à dire une couronne extérieure légèrement plus ténue que celle utilisée dans notre cas hydrostatique, mais ils ont supposé un flux de vent solaire 1.8 fois plus élevé que celui de nos simulations. Les deux différences dans leur simulation contre-balancent les effets dans l'émission calculée, et ainsi l'écart avec nos simulations n'est pas très important.

Avec le modèle hydrostatique nous trouvons une luminosité CX environ 5.5 fois inférieure aux mesures XMM (12.9 MW), mais 5 fois supérieure aux mesures Chandra  $0.5 \pm 0.2$  MW dans le domaine 0.5-1.2 keV (Dennerl, 2002). Ici, aussi, la grande activité solaire rapportée durant les observations XMM pourrait en être la cause.

En ce qui concerne les résultats de la simulation avec la couronne réaliste, les différences avec les observations sont très grandes. Le modèle prévoit seulement une luminosité totale de 0.52 MW pour toute la boîte de simulation, calculée avec des conditions typiques de vent solaire lent. A comparer avec les 12.9 MW mesurés dans l'observation XMM, la différence est vraiment importante. La luminosité

totale prévue par le modèle dans le disque (0.34 MW) est maintenant plus importante que celle calculée dans le halo (0.11 MW). Le rapport de l'émission Disque/halo est environ 3 pour le modèle réaliste, à comparer avec le même rapport calculé à 0.48 dans le cas hydrostatique, qui est beaucoup plus proche du rapport des émissions mesurées pour le disque/halo (0.61) dans les observations XMM. Nous pourrions conclure que, pour une exosphère réaliste, les simulations sont très difficilement réconciliables avec les résultats des observations XMM, puisque ni l'intensité totale, ni la taille du halo CX, ni le rapport de luminosité disque/halo sont compatibles. De plus, dans le cas réaliste, la luminosité totale CX du halo calculée (0.11 MW) est inférieure aussi aux mesures Chandra pour le halo (0.5±0.2 MW).

### 7.3.5 Diagnostics des émissions d'échange de charge

#### Le triplet de l'ion O6+

L'émission X de l'ion O<sup>6+</sup> est un diagnostic crucial pour les plasmas astrophysiques. Les transitions principales se font entre les niveaux multiplets suivants vers le niveau 'zero' 1<sup>1</sup>S :

-le triplet 2<sup>3</sup>S<sub>1</sub> à 560.9 eV, dit interdit (forbidden, O6f)

-le triplet 2<sup>3</sup>P<sub>1</sub> à 568.5 eV, dit d'intercombinaison (intercombination, O6i)

-l'état simple 2<sup>1</sup>P<sub>1</sub> à 574 eV, dit de résonance (resonance, O6r).

Le rapport  $G = (O6f + O6i)/O6r$  des transitions des multiplets sur la transition simple est utilisé pour identifier le mécanisme d'émission. Ce rapport est habituellement inférieur à 1 dans le cas des émissions du plasma chaud, où l'excitation de l'ion O<sup>6+</sup> est provoquée par l'impact électronique. Dans le cas des échanges de charge, ce rapport doit être supérieur à 3, comme ça a été démontré par Kharchenko (2005). Dans les observations XMM, ce rapport est mesuré à  $G \sim 6$  pour  $|y| \leq 50''$  (halo + disque) et  $G \sim 5$  pour  $10'' \leq |y| \leq 50''$ . Notre modèle reflète les données atomiques que nous avons utilisées et résulte en un rapport moyen de  $\sim 5$  dans la boîte de simulation, ce qui est en accord avec les valeurs trouvées par Dennerl et al. (2006).

Pourtant, Dennerl et al. (2006) signalent un rapport G beaucoup plus faible (0.8±0.6) pour les raies d'oxygène du disque. Ce résultat très important, peut être interprété de deux façons : soit un mécanisme différent responsable de l'émission du disque, soit une différenciation du facteur G de sa valeur théorique pour une raison physique. Puisque dans la région du disque l'émission de la raie interdite O6f disparaît, j'examine par la suite un effet de dé-population collisionnelle de l'état métastable 2<sup>3</sup>S<sub>1</sub> de l'ion O<sup>6+</sup> (calcul effectué par V. Kharchenko).

Si  $N_{ex}$  est la densité des ions dans l'état metastable, alors les effets combinés de production via échanges de charge et de dé-population via collisions et cascades radiatives impliquent :

$$\frac{dN_{ex}}{dt} = \sigma_c n v n_i - \frac{N_{ex}}{\tau_R} - N_{ex} \omega_{col} \quad (7.12)$$

où  $\sigma_c$  la section efficace d'échange de charge,  $n$  est la densité des neutres (H, O),  $v$  est la vitesse de collision,  $n_i$  la densité de l'ion O<sup>7+</sup>, et  $\omega_{col}$  représente la fréquence de collisions (quenching), qui comprend tout type de collision et tous les atomes cibles, électrons et ions, capable d'induire le quenching. Si  $\sigma_x$  est une section efficace représentative de toutes les collisions, alors,

$$\omega_{col} = \sum_{xi} n_{xi} \sigma_{qi} v = n_x \sigma_x v \quad (7.13)$$

Pour la solution stationnaire où  $\frac{dN_{ex}}{dt} = 0$ , on obtient :

$$N_{ex} = \frac{\sigma_c n v n_i}{1 + \omega_{col} \tau_R} \tau_R \quad (7.14)$$

et le flux de radiation de la raie O6f par unité de volume est :

$$I = \frac{I_0}{1 + \omega_{col} \tau_R} \quad (7.15)$$

où  $I_0$  est l'intensité en absence de collisions.

Les collisions deviennent importantes et réduisent significativement l'émission quand  $\omega_{col} \cdot \tau_R \approx 1$ , i.e.  $n_x = (\sigma_x v \tau_R)^{-1}$ . Pour la durée de vie de l'état métastable de l'ion  $O^{*6+}$  par rapport à la désexcitation radiative  $\tau_R \approx 10^{-3}$ , les vitesses des ions à travers l'atmosphère  $v \approx 400 km s^{-1}$ , et supposant que  $\sigma_x \approx 10^{-15} cm^{-3}$ , la densité nécessaire est  $n_x \approx 2.5 \cdot 10^{10} cm^{-3}$ . Cette valeur correspond à une altitude d'environ 150 km, où la plupart du gaz est neutre. Le même calcul pour des ions radicalement décélérés jusqu'à  $4 km s^{-1}$  donne une densité nécessaire de  $n_x \approx 2.5 \cdot 10^{12} cm^{-3}$ , qui correspond à des altitudes de l'ordre de 100km.

Ainsi, le "quenching" de l'état métastable  $O^{*6+}(2^3S_1)$  et la dégradation de la raie interdite O6f, provoque une augmentation relative des autres raies notamment la raie de résonance O6r, qui peut devenir importante en dessous de 150 km dans l'atmosphère martienne, en dessous l'exobase. Dans ces régions, alors, il est probable de retrouver des facteurs  $G$  beaucoup plus faibles par rapport aux valeurs normales ( $G \sim 6$ ) dans les régions de densité très faible. Par ailleurs, il faut noter, que des calculs similaires sur le quenching de l'état  $O^{*6+}(2^3S_1)$  par les électrons ionosphériques montrent que ce phénomène est négligeable.

Par contre, l'interprétation des résultats de Dennerl et al. (2006) par des effets de quenching nécessite que l'émission principale du disque soit générée à des altitudes égales ou inférieures à 100-150 km. En se basant seulement sur le modèle utilisé actuellement, il est difficile de démontrer ou réfuter cette hypothèse. En effet, les cartes des figures 7.8(a) et 7.8(b) montrent que l'émission la plus intense provient de très bas, du dernier pixel (cellule de la grille de simulation) avant la surface planétaire. Malheureusement, la taille des cellules est de 300 km, ce qui signifie que dans la dernière cellule nous calculons toute l'intensité intégrée entre 0 et 300 km.

### Le rapport des émissions $O^{7+}/O^{6+}$

Le rapport des émissions O VIII/O VII des ions  $O^{7+}$  et  $O^{6+}$  respectivement, peut être utilisé pour déduire les abondances relatives des ions parents  $O^{8+}$  et  $O^{7+}$  dans le vent solaire. La valeur typique du rapport  $[O^{8+}]/[O^{7+}]$  dans le vent solaire lent est 0.35 (Schwadron et Cravens, 2000), mais des valeurs extrêmes ( $0.57 \pm 0.07$ ) de ce rapport ont été enregistrées lors des événements violents de vent solaire (Snowden et al., 2004).

Comme nous avons expliqué dans le paragraphe 7.2.2 le rapport O VIII/O VII peut exhiber des stratifications et des irrégularités liées aux structures magnétiques autour de la planète. Malgré ça, nous pouvons comparer les rapports O VIII/O VII moyennés dans la boîte de simulation et dans tout le champ d'observation XMM. Dennerl et al. (2006) mesurent un rapport moyen de  $0.57 \pm 0.16$  dans la totalité ( $|y| \leq 50''$ ) du champ de vue XMM, en incluant les raies 653.1 eV et 816.9 eV pour l'émission de l'ion  $O^{7+}$  et les raies O6f(560.9 eV), O6i(568.5 eV), O6r(574.0 eV) et 712.5 eV pour le flux  $O^{6+}$ . La valeur du rapport O VIII/O VII mesurée dans les observations XMM est exactement celle prévue par les simulations (O VIII/O VII = 0.56) si on emploie un rapport d'abondances relatives  $[O^{8+}]/[O^{7+}] = 0.35$ .

Par conséquent, les données spectrales XMM présentent un comportement compatible avec des conditions moyennes de vent solaire lent, et des abondances d'oxygène correspondant à un vent lent calme. Ceci serait plutôt en contradiction avec la nécessité de flux et d'abondances relatives de vent solaire importants pour expliquer la forte luminosité mesurée avec XMM comme nous avons commenté précédemment.

### Détection de raies inattendues

Les raies les plus intenses prédites par les simulations sont détectées dans les observations XMM. A l'opposé, trois raies détectées avec une relativement grande certitude dans le halo martien par XMM ne figurent pas dans notre base de données atomiques (voir l'annexe C), et elles n'ont pas été incluses dans les simulations, car elles sont supposées avoir une intensité négligeable, puisqu'elles sont identifiées comme des transitions de l'état 5p directement à l'état 1s.

Il est connu dans les expériences de laboratoire et les calculs théoriques que les réactions à basse énergie de collision mènent à une sélection préférentielle des états np, mais la population 5p devrait être plusieurs fois inférieur à celle de 4p (Richter et Solov'ev, 1993; Harel et al., 1998; Beiersdorfer et al., 2001). Puisque le vent solaire décélère fortement près de la barrière d'empilement magnétique, de telles

raies pourraient effectivement exister, mais leur forte intensité relative mesurée doit être expliquée par un mécanisme autre que les échanges de charge.

Une autre possibilité, mais également improbable, pour l'existence de ces raies, serait leur production lors des réactions d'échange de charge avec les molécules  $\text{CO}_2$  dans l'environnement martien. En effet, Beiersdorfer et al. (2003), ont montré dans leur expériences que l'état  $n=5$  pourrait être peuplé si les cibles neutres H étaient remplacées par des molécules  $\text{CH}_4$  ou  $\text{CO}_2$ . Les molécules  $\text{CO}_2$  sont abondantes dans l'atmosphère martienne, mais pas à d'aussi grandes altitudes où les raies en question semblent détectées.

## 7.4 Résumé et perspectives

En résumé, nous avons présenté dans ce chapitre les simulations que nous avons effectuées pour étudier les émissions X issues des échanges de charge entre les ions lourds du vent solaire et les atomes H et O neutres dans l'exosphère de Mars.

Nous avons utilisé un modèle hydrodynamique hybride en 3D de l'interaction du vent solaire avec l'environnement martien, développé par Modolo et al. (2005), pour établir une solution stationnaire pour l'interface électromagnétique autour de Mars. Dans ce type de modèle hybride, les ions solaires et planétaires sont représentés par des ensembles de macroparticules, qui permettent une description totale de la dynamique de chaque espèce d'ion, tandis que les électrons sont décrits comme un fluide sans masse assurant la neutralité du plasma. L'avantage de ces modèles est de combiner une résolution et statistique satisfaisantes pour un temps de calcul raisonnable.

Ensuite, dans une simulation de type Monte-Carlo nous injectons des séries d'ions lourds du vent solaire et suivons leur propagation dans la grille tridimensionnelle de l'environnement électromagnétique Martien. Nous enregistrons les réactions d'échange de charge qu'ils subissent en rencontrant des atomes neutres H et O de l'exosphère martienne pour enfin estimer l'émission X induite de leur désexcitation. Les simulations consécutives (hybride + Monte Carlo) ont été appliquées à deux types d'exosphère pour le cas de Mars, pour en étudier les différences. Premièrement, une simulation-test avec une exosphère étendue comprenant une couronne d'atomes d'hydrogène à équilibre hydrostatique et une couronne d'une double population d'atomes d'oxygène à symétrie sphérique autour de la planète a été utilisée. En deuxième partie, nous avons utilisé des couronnes plus réalistes basées d'une part sur les résultats récents de l'instrument Mars Express/SPICAM pour l'hydrogène et d'autre part sur des modèles récents de doubles populations d'oxygène asphériques.

En première partie nous avons présenté les résultats généraux obtenus avec les deux types d'exosphère, en insistant sur les différences et surtout sur l'utilité des émissions X issues des réactions d'échange de charge à l'étude des structures magnétiques autour des planètes. Ensuite nous avons comparé les résultats de nos simulations aux résultats des observations de Mars avec les satellites Chandra (Dennerl, 2002) et XMM (Dennerl et al., 2006).

Les simulations démontrent que les observations de l'émission X induites par les réactions CX avec une résolution spatiale suffisante permettraient l'estimation des positions du choc du vent solaire et de la barrière d'empilement magnétique en amont des planètes avec grande précision. Des cartes des rapports de l'émission des différents ions pourraient aussi être utilisées pour étudier plus en détail les distributions des émissions et les structures du champ électro-magnétique autour des planètes.

Nous avons démontré que la distribution de l'émission CX est très sensible aux distributions de densité des neutres exosphériques, et principalement à la couronne d'hydrogène. L'étude des émissions X issues des CX fournirait des informations complémentaires et contribuerait, ainsi, par une méthode différente à l'étude des couronnes neutres planétaires.

En effet, l'émission X calculée dans les simulations pour les deux cas d'exosphère utilisés présente bien des différences. La simulation avec une exosphère étendue et en équilibre hydrostatique, explique de façon satisfaisante la forme globale de l'émission et les raies principales détectées avec un fit acceptable, compte tenu de toutes les incertitudes dans l'estimation des conditions du vent solaire, la statistique du calcul numérique et des observations et les contraintes observationnelles. Cependant, les prédictions du modèle sur l'intensité totale sont plus faibles que les mesures de XMM. Aussi, l'émission mesurée par XMM semble être générée à des altitudes plus hautes (jusqu'à  $\sim 8R_M$ ) que les prédictions du modèle.

La distribution de l'émission totale mesurée est bien reproduite dans les simulations, mais les cartes d'émission mesurée des ions individuels exhibent des structures qui ne sont en aucun cas prévues dans le modèle. Ceci pourrait être dû à la pauvre statistique des observations pour les raies individuelles en question.

D'autre part, si nous remplaçons dans les simulations l'exosphère hydrostatique par une exosphère plus réaliste, basée sur les résultats récents de l'instrument Mars Express/SPICAM, l'ajustement aux données XMM est encore moins réussi, puisque la luminosité totale baisse encore plus et l'intensité relative du disque par rapport au halo devient plus importante. L'intensité totale induite par les CX dans toute la boîte de simulation est maintenant 25 fois inférieure de celle mesurée par XMM dans tout le champ de vue et l'intensité calculée pour le halo dans le modèle est 100 fois inférieure à l'équivalente mesurée avec XMM. Le rapport de l'émission halo/disque est 5 fois inférieur à celui suggéré par les observations. De plus, la taille du halo observé avec XMM, étendue jusqu'à  $\sim 8R_M$ , est beaucoup trop grande par rapport aux prédictions du modèle. De telles différences nécessitent des conditions extrêmes d'activité solaire durant les observations XMM, pour être expliquées, ce qui ne peut pas être exclu mais semble improbable.

Les résultats des simulations sur l'intensité totale et l'étendue du halo sont beaucoup plus proches des observations Chandra, effectuées en 2001 (Dennerl, 2002). Malheureusement, il est impossible d'effectuer une analyse spectrale pour séparer clairement les émissions de fluorescence et les émissions de transfert de charge à cause de l'absence de résolution spectrale dans les observations.

A l'opposé, XMM permet une analyse détaillée des caractéristiques spectrales de l'émission et une comparaison avec les simulations. Les diagnostics spectraux tels que la série des raies détectées, le rapport  $[O^{8+}]/[O^{7+}]$  moyen dans tout le champ de vue, et les caractéristiques du triplet O VII sont en bon accord avec les prédictions des simulations. Nous avons trouvé deux désaccords entre les modèles et les observations.

Premièrement, trois raies spectrales proches des énergies des transitions 5p-1s des ions excités  $O^{*6+}$ ,  $C^{*5+}$  et  $C^{*4+}$  sont détectées dans le halo de Mars avec des intensités significativement supérieures à celles prévues par le mécanisme des échanges de charge. Nous avons discuté l'éventualité que la décélération des ions solaires au niveau du choc planétaire et de la barrière magnétique soit responsable de la peuplement du niveau 5p comme suggéré par Beiersdorfer et al. (2001) mais cette hypothèse semble improbable. Nous avons également écarté l'hypothèse d'échange de charge avec des molécules  $CO_2$  (Beiersdorfer et al., 2003), car les raies semblent détectées à très haute altitude, dans le halo de Mars, là où il est fortement improbable de trouver du  $CO_2$  en abondance.

Par ailleurs, selon Dennerl et al. (2006), le facteur  $G = (O6f + O6i)/O6r$  du triplet O VII décroît fortement, de  $\sim 5$  à haute altitude dans le halo, à 0.8 sur le disque planétaire. Ceci, n'est pas prévu dans le modèle d'échanges de charge actuel, puisque les proportions des raies du triplet O VII sont fixes et uniques. Une explication possible est le "quenching" collisionnel proche de la surface planétaire, où la densité des neutres atteint des valeurs considérables. Ainsi le nombre de collisions devrait également croître dramatiquement et dépeupler le niveau métastable  $O^{6+}(2^3S_1)$  avant que la désexcitation radiative ne se produise. Ceci résulterait en une baisse du facteur G. Nos estimations sur l'influence du quenching montrent qu'il devrait être important à basse altitude (100-150 km) en dessous de l'exobase. Malgré tout, il est nécessaire d'effectuer des simulations avec une grille plus fine, puisque celle que nous avons utilisée a une résolution de 300 km et ne permet pas de répondre avec certitude à cette question.

En ce qui concerne l'extension et la grande luminosité du halo d'émission X, ceci pourrait être expliqué par une extrême activité solaire comme nous avons expliqué précédemment. Cette possibilité est contestée par la valeur mesurée du rapport d'émission O VIII/O VII qui est utilisée pour déterminer le rapport d'abondances relatives  $[O^{8+}]/[O^{7+}]$  et qui semble adapté à des conditions plutôt moyennes de vent solaire lent.

Une exosphère neutre très étendue pourrait fournir une explication alternative, mais il y a une contrainte à cela aussi : cette exosphère devrait être principalement constituée d'atomes H chauds et très rapides, à des décalages Doppler très importants pour éviter la résonance de la raie Ly- $\alpha$  solaire, qui permettrait leur détection avec le spectrographe UV de SPICAM. Actuellement, il n'y a pas de modèle précis, entièrement auto-cohérent, de l'atmosphère martienne capable de prendre en compte des neutres chauds créés par les échanges de charge. Ceci, serait non seulement utile pour notre étude, mais aussi pour

l'étude des processus d'échappement de l'atmosphère martienne qui sont d'une importance primordiale pour comprendre l'évolution de l'atmosphère de Mars.

En conclusion, notre étude a répondu globalement à un sujet encore en développement d'un point de vue modélisation, et a soulevé un certain nombre de points inexplicés pour le moment en ce qui concerne les observations actuelles. Il est, évidemment, fondamental de combiner l'évolution des connaissances au niveau des études et observations des atmosphères neutres, les mesures in situ précises du vent solaire et les calculs théoriques des sections efficaces et des probabilités des cascades radiatives pour répondre mieux aux exigences de la modélisation des émissions X issues des échanges de charge des planètes. Ceci, pourtant, devrait être accompagné par des observations X de résolution spatiale et spectrale élevée, qui sont indispensables pour répondre à toutes ces questions.



# Conclusions et perspectives

Durant les trois années de ma thèse, j'ai étudié le phénomène des échanges de charge dans différents contextes astrophysiques. Premièrement, j'ai étudié les conséquences des échanges de charge entre les protons et atomes neutres H du flot interstellaire. Le phénomène laisse des empreintes profondes sur la distribution du flot interstellaire à travers toute l'héliosphère qui nous informent sur les conditions dans le milieu interstellaire d'une part, et sur les propriétés du vent solaire d'autre part.

Mon étude était axée principalement sur la détermination des paramètres interstellaires de la distribution H, et plus particulièrement la mesure de la déflexion que subit le flot H IS due aux échanges de charge à l'entrée dans l'héliosphère. Le principe de l'étude était la modélisation des données de la cellule à hydrogène de l'instrument SWAN à l'aide d'un modèle classique chaud de la distribution H dans l'espace interplanétaire et de la rétrodiffusion de la raie Ly- $\alpha$  solaire par cette distribution d'atomes H. Entre autres, mon intervention dans le sujet consistait à développer une méthode rapide et efficace pour extraire le maximum d'information des données SWAN en minimisant le temps de calcul du modèle. La méthode comprend une recherche automatique de la position de minimum de transmission (maximum d'absorption, ZDSC) dans les cartes de transmission SWAN, créées avec la cellule à hydrogène, et la comparaison avec sa position dans les résultats du modèle. La méthode permet, d'abord, de sélectionner et modéliser seulement les lignes de visée où il y a absorption, qui donnent l'essentiel d'informations, pour chaque carte de transmission, et, aussi, de négliger le vieillissement de la cellule au cours du temps et le transfert radiatif, qui n'influent pas sur la position du ZDSC.

L'analyse a permis, avec le minimum de temps de calcul, de mettre en évidence la dite déflexion. Nous avons mesuré la direction exacte d'arrivée du flot moyen H IS, composé des deux populations principales : la primaire qui n'a pas subi d'échanges de charge et la secondaire qui se retrouve chauffée, décélérée et déviée par les processus d'échange de charge. Cette perturbation du flot H est très probablement liée à une asymétrie de la structure de l'héliosphère sous la pression du champ magnétique interstellaire local (Lallement et al. (2005)). La combinaison des directions d'arrivée des flots H et He, ce dernier n'étant pas perturbé par les CX, permet de contraindre la direction du champ magnétique interstellaire, donnant à l'héliosphère une fonction de 'boussole' dans le milieu interstellaire local. De plus, les résultats de l'analyse SWAN ont constitué la base solide pour la suite de mes travaux de recherche, comme j'expliquerai par la suite.

Dans la deuxième phase de mes travaux de thèse, je me suis intéressée au phénomène des émissions EUV et X consécutives aux échanges de charge entre les ions lourds du vent solaire et les atomes neutres. Cet aspect du phénomène des échanges de charge est directement observable dans différents contextes dans le système solaire : les environnements cométaires, les exosphères planétaires avec de nombreux exemples (Terre, Mars, Vénus) et enfin le gaz neutre IS dans l'héliosphère. Je me suis spécialement intéressée au cas de l'héliosphère, auquel j'ai consacré la plus importante partie de mon temps, et au cas de l'exosphère de Mars.

En ce qui concerne le cas des émissions EUV/X héliosphériques, les résultats SWAN ont permis le calcul d'une distribution précise du flot H IS dans l'espace interplanétaire. Dans cette distribution (en ajoutant la composante He) les ions lourds du vent solaire évoluent et interagissent avec les atomes H et He neutres pour émettre des rayons X. Le modèle de calcul des interactions ions-neutres, que j'ai développé, et la recherche de données précises de vent solaire ont été les outils essentiels pour l'étude, que j'ai tentée la plus générale et détaillée possible.

Pour commencer, j'ai voulu rechercher tous les facteurs influençant les émissions EUV/X héliosphériques.

sphériques que j'ai réussi à quantifier en calculant des cartes du ciel monochromatiques et des spectres dans le domaine d'énergies entre 0.01 et 1.2 keV. Dans cette partie stationnaire de l'étude, c'est à dire à vent solaire constant, j'ai mis en évidence la structure spatiale de l'émission EUV/X dans l'héliosphère, qui dépend fortement de la distribution des neutres IS et aussi de la phase du cycle solaire avec les effets des deux types de vent solaire, aux compositions et abondances relatives différentes, qui se séparent spatialement pendant la phase minimum. J'ai surtout souligné les effets de parallaxe, dus à la structure axisymétrique du flot IS, avec des cartes calculées pour différentes positions de l'observateur et différentes lignes de visée, confirmant, ainsi, les prédictions de Lallement (2004) sur ce sujet. D'autre part, en construisant des spectres pour les deux types de vent solaire, le vent lent équatorial et le vent rapide polaire, j'ai mis en évidence, pour l'émission héliosphérique, ce qui était déjà connu en théorie d'échange de charge : les variations du spectre en fonction de l'énergie de collision (Beiersdorfer et al. (2001)), pour les raies du même ion. Les spectres varient en fonction du type de vent également à cause des différences de composition qui se reflètent sur les rapports de raies des différents ions.

Le vent solaire est un flot dynamique avec des perturbations qui peuvent atteindre des valeurs très élevées pendant plusieurs jours. La suite logique de mon étude était alors, de considérer les effets de ces perturbations sur l'émission héliosphérique et de modéliser l'évolution temporelle de l'émission. Le but initial de l'étude dynamique était d'extrapoler le niveau minimum de l'émission X héliosphérique en corrélant les variations dans les données X aux variations du vent solaire en utilisant le modèle. Pour cela, j'ai choisi de me concentrer sur deux raies caractéristiques du spectre CX : (i) le triplet  $K\alpha$  de l'ion  $O^{6+}$  à l'énergie 0.57 keV et (ii) la raie à 0.65 keV de l'ion  $O^{7+}$ . Ces deux raies, non seulement sont d'une valeur diagnostique très importante pour l'identification du mécanisme d'émission, mais il se trouve qu'elles sont les mieux détectées dans le domaine spectral des instruments X actuels (XMM, Suzaku et Chandra). J'ai appliqué le modèle dynamique sur des séries d'observations vers 4 cibles (HDFN, Marano, Lockman, Virgo) sélectionnées dans la base de données XMM et sur 2 observations de chacun des champs (MBM 12 et Filament Sud) contenant des nuages absorbants. Le premier groupe de cibles a été sélectionné en fonction de leur qualité d'être non affectées par grandes sources diffuses et aussi d'être observés pendant des périodes de nettes variations du vent solaire auxquelles je pourrais appliquer le modèle dynamique. Dans le deuxième groupe, rajouté à l'étude en cours de route, les nuages absorbants présentent l'avantage de 'bloquer' partiellement la composante du fond diffus lointain (halo galactique et sources extragalactiques) facilitant la séparation des différentes composantes de ce fond.

Le modèle dynamique n'a pas réussi à corrélérer parfaitement les variations temporelles dans les données X avec la forte activité du vent solaire à courte échelle. Cette 'défaillance' pourrait être expliquée et améliorée sur plusieurs points :

- (i) la résolution temporelle et spatiale du modèle doit être raffinée : Les variations du flux de protons sont simulées avec des simples fonctions créneau et dans la forme actuelle du modèle nous sommes en difficulté de prendre en compte des variations plus réalistes,
- (ii) des données de vent solaire *in situ* de meilleure précision sont nécessaires : L'amélioration du modèle nécessite aussi des mesures d'abondances relatives et de flux de protons plus précises à plusieurs positions éloignées de la Terre pour avoir un meilleur échantillon. Un progrès considérable dans cette direction serait l'utilisation des données des nouveaux instruments sur les missions STEREO,
- (iii) un échantillon plus large de cas à modéliser améliorerait la statistique : Avec plusieurs poses sur exactement le même champ nous pourrions essayer des ajustements aux données plus fiables et indépendantes des différences intrinsèques du fond diffus induites par les changements de cible,
- (iv) des données X de meilleure qualité et résolution spectrale sont anticipées avec les télescopes de nouvelle génération : La résolution des raies caractéristiques du spectre CX et en particulier du triplet O VII à 0.56 keV est vitale pour différencier les mécanismes d'émission.

Si l'objectif initial n'a pas été atteint parfaitement, les résultats de cette étude n'en sont pas pour autant insignifiants. Au contraire, l'évolution de l'étude a finalement abouti aux conclusions les plus spectaculaires de l'ensemble de mon travail. En effet, les observations des ombres portées sur le fond diffus X par des nuages absorbants (MBM 12 et Filament Sud) ont permis de conclure sur le point de controverse de l'origine du fond diffus X local dans le domaine 0.5 - 1.0 keV, où les raies d'oxygène sont dominantes. La modélisation pour chaque ombre a donné le bon niveau d'intensité pour les raies O VII et O VIII observées devant les ombres. Elle a aussi réussi à expliquer les variations des niveaux

d'intensité entre périodes de minimum et maximum solaire (variations temporelles à long terme), dues aux différentes géométries d'observation, aux conditions globales du vent solaire et de la distribution des neutres IP, ainsi qu'à l'impact d'un CME pour le cas particulier de MBM 12 observé par Chandra. Le résultat principal qui dérive de cette analyse est que l'émission diffuse à 3/4 keV, du moins la plus grande fraction, est générée à l'intérieur de l'héliosphère par les échanges de charge et non pas par la Bulle Locale, comme il était admis auparavant (Snowden et al. (1995), (2004)). L'analyse pose, alors, des contraintes sur la température du gaz de la Bulle Locale et du Halo Galactique, qui devraient être révisées dans le futur.

Le dernier volet de mon travail sur les émissions post-CX dans l'héliosphère comportait une exploration du spectre aux basses énergies, entre 0.1 et 0.3 keV. Pour entreprendre cette étude, il a fallu ajouter une série de données atomiques sur des ions plus lourds ( $\text{Si}^{q+}$ ,  $\text{S}^{q+}$ ,  $\text{Fe}^{q+}$ ) qui produisent des raies spectrales importantes dans le domaine 0.1 - 0.3 keV. L'étude, quoiqu'en phase préliminaire jusqu'à la rédaction de ma thèse, présente déjà des résultats et des perspectives intéressantes. Les premières analyses montrent que la contribution de l'héliosphère à ce domaine d'énergie n'est pas négligeable, et pourrait même expliquer l'essentiel du flux dans certaines directions. Une comparaison plus détaillée entre le modèle des échanges de charge et une série de modèles thermiques à températures et colonnes densités (absorption interstellaire) différentes est nécessaire pour contraindre les contributions des deux mécanismes dans ces énergies. Je suis en train d'entreprendre ces études. J'ai également l'intention de réinterpréter les observations ROSAT en incluant les échanges de charge, afin de mieux déterminer les contributions de la Bulle Locale et du Halo qui sont actuellement incorrectes.

Dans la dernière partie de ma thèse, j'ai utilisé un modèle d'interaction entre le vent solaire et l'exosphère martienne établissant les champs électrique et magnétique autour de Mars entre 1 et environ 10 Rayons Martiens, modèle établi par Ronan Modolo et Gérard Chanteur. J'ai calculé l'émission post-échange de charge consécutive à la neutralisation des ions lourds du vent solaire se propageant autour de Mars, et j'ai comparé les résultats aux observations récentes de Mars avec XMM. Il résulte de l'étude que de nombreux points restent à éclaircir, notamment l'étendue de la zone émissive, beaucoup plus grande selon l'analyse des observations que ce que prévoit le modèle, mais aussi sur l'existence de raies non prédites par le modèle. Cependant, ces travaux démontrent le potentiel important et unique de telles observations. Les perspectives dans ce domaine sont en priorité la recherche des causes des désaccords, avec éventuellement l'utilisation de modèles exosphériques plus complexes.

Enfin, il faut noter que depuis la découverte du phénomène d'émission EUV/X post échange de charge et maintenant avec la compréhension de l'importance du phénomène dans l'héliosphère, il est de plus en plus clair qu'il est un mécanisme potentiellement très compétitif pour les émissions diffuses X dans de nombreux contextes astrophysiques. Mes perspectives sont la modélisation des émissions à la périphérie des nuages interstellaires denses en mouvement dans du gaz coronal (avec V. Izmodenov), ainsi que les interfaces vents stellaires, milieu interstellaire, autres que l'héliosphère.

# Bibliographie

1. Anderson D.E., Hord C.W., *Mariner 6 and 7 Ultraviolet Spectrometer Experiment : Analysis of Hydrogen Lyman-Alpha Data*, *J. Geophys. Res.* , 1971, **76**, 6666–6673.
2. Andersson B.G., Idzi R., Uomoto A., Wannier P.G., Chen B., et al., *A Spectroscopic and Photometric Survey of Stars in the Field of L1457 : A New Distance Determination*, *AJ* , 2002, **124**, 2164–2177.
3. Arnaud K.A., *XSPEC : The First Ten Years*, in : *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, eds. G.H. Jacoby, J. Barnes, vol. 101 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 1996 pp. 17–+.
4. Auchère F., Cook J.W., Newmark J.S., McMullin D.R., von Steiger R., et al., *The Heliospheric He II 30.4 nm Solar Flux During Cycle 23*, *ApJ* , 2005, **625**, 1036–1044.
5. Baranov V.B., Krasnobaev K.V., Ruderman M.S., *On the model of the solar wind-interstellar medium interaction with two shock waves*, *Ap&SS* , 1976, **41**, 481–490.
6. Baranov V.B., Lebedev M.G., Malama I.G., *The influence of the interface between the heliosphere and the local interstellar medium on the penetration of the H atoms to the solar system*, *ApJ* , 1991, **375**, 347–351.
7. Baranov V.B., Malama Y.G., *Model of the solar wind interaction with the local interstellar medium - Numerical solution of self-consistent problem*, *J. Geophys. Res.* , 1993, **98**, 15157–+.
8. Beiersdorfer P., Boyce K.R., Brown G.V., Chen H., Kahn S.M., et al., *Laboratory Simulation of Charge Exchange-Produced X-ray Emission from Comets*, *Science*, 2003, **300**, 1558–1560.
9. Beiersdorfer P., Lisse C.M., Olson R.E., Brown G.V., Chen H., *X-Ray Velocimetry of Solar Wind Ion Impact on Comets*, *ApJ* , 2001, **549**, L147–L150.
10. Beijers J.P.M., Hoekstra R., Morgenstern R., *State-selective charge transfer between He-like ions and He*, *Phys. Rev. A* , 1994, **49**, 363–373.
11. Bertaux J.L., Blamont J.E., *Evidence for a Source of an Extraterrestrial Hydrogen Lyman-alpha Emission*, *A&A* , 1971, **11**, 200–+.
12. Bertaux J.L., Korablev O., Quemerais E., Perrier S., Fedorova A., et al., *SPICAM on Mars Express : First Results and First Observations of Water Ice at South Pole*, in : *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, eds. S. Mackwell, E. Stansbery, vol. 35 of *Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, 2004 pp. 2178–+.
13. Bertaux J.L., Kyrola E., Quemerais E., Pellinen R., Lallement R., et al., *SWAN : A Study of Solar Wind Anisotropies on SOHO with Lyman Alpha Sky Mapping*, *Sol. Phys.* , 1995, **162**, 403–439.
14. Bertaux J.L., Lallement R., *Analysis of interplanetary Lyman-alpha line profile with a hydrogen absorption cell - Theory of the Doppler angular spectral scanning method*, *A&A* , 1984, **140**, 230–242.
15. Bertaux J.L., Quémerais E., Lallement R., Kyrölä E., Schmidt W., et al., *First Results from SWAN Lyman  $\alpha$  solar wind mapper on SOHO*, *Sol. Phys.* , 1997, **175**, 737–770.

16. Bingham R., Dawson J.M., Shapiro V.D., Mendis D.A., Kellet B.J., *Generation of X-rays from c/Hyakutake 1996 B2*, Science, 1997, **275**, 49–51.
17. Bliman S., Barany A., Bonnefoy M., Bonnet J.J., Chassevent M., et al., *Single and double charge exchange collision spectroscopy of  $O^{6+} + He$  at  $3.8 \text{ keV amu}^{-1}$* , Journal of Physics B Atomic Molecular Physics, 1992, **25**, 2065–2080.
18. Bonnet J.J., Fleury A., Bonnefoy M., Politis M.F., Chassevent M., et al., *Electron capture into different (nl) states in slow collisions of  $Ne^{8+}$  projectiles on He and  $H_2$  targets*, Journal of Physics B Atomic Molecular Physics, 1985, **18**, L23–L27.
19. Chaufray J.Y., Modolo R., Leblanc F., Chanteur G., Johnson R.E., et al., *Mars solar wind interaction : Formation of the Martian corona and atmospheric loss to space*, Journal of Geophysical Research (Planets), 2007, **112**, 9009–+.
20. Chaufray J.Y., Modolo R., Leblanc F., Chanteur G., Johnson R.E., et al., *Hydrogen*, Journal of Geophysical Research (Planets), 2008.
21. Chen L.W., Fabian A.C., Gendreau K.C., *ASCA and ROSAT observations of the QSF3 field : the X-ray background in the 0.1-7 keV band*, MNRAS, 1997, **285**, 449–471.
22. Costa J., Lallement R., Quémerais E., Bertaux J.L., Kyrölä E., et al., *Heliospheric interstellar H temperature from SOHO/SWAN H cell data*, A&A, 1999, **349**, 660–672.
23. Cox D.P., *Modeling the Local Bubble*, in : IAU Colloq. 166 : The Local Bubble and Beyond, eds. D. Breitschwerdt, M.J. Freyberg, J. Truemper, vol. 506 of Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, 1998 pp. 121–131.
24. Cravens T.E., *Comet Hyakutake x-ray source : Charge transfer of solar wind heavy ions*, Geophys. Res. Lett., 1997, **24**, 105–108.
25. Cravens T.E., *Heliospheric X-ray Emission Associated with Charge Transfer of the Solar Wind with Interstellar Neutrals*, ApJ, 2000a, **532**, L153–L156.
26. Cravens T.E., *X-ray Emission from Comets and Planets*, Advances in Space Research, 2000b, **26**, 1443–1451.
27. Cravens T.E., Robertson I.P., Snowden S.L., *Temporal variations of geocoronal and heliospheric X-ray emission associated with the solar wind interaction with neutrals*, J. Geophys. Res., 2001, **106**, 24883–24892.
28. Crutcher R.M., *The local interstellar medium*, ApJ, 1982, **254**, 82–87.
29. de Avillez M.A., Breitschwerdt D., *Global dynamical evolution of the ISM in star forming galaxies. I. High resolution 3D simulations : Effect of the magnetic field*, A&A, 2005, **436**, 585–600.
30. Dennerl K., *Discovery of X-rays from Mars with Chandra*, A&A, 2002, **394**, 1119–1128.
31. Dennerl K., Burwitz V., Englhauser J., Lisse C., Wolk S., *Discovery of X-rays from Venus with Chandra*, A&A, 2002, **386**, 319–330.
32. Dennerl K., Lisse C.M., Bhardwaj A., Burwitz V., Englhauser J., et al., *First observation of Mars with XMM-Newton. High resolution X-ray spectroscopy with RGS*, A&A, 2006, **451**, 709–722.
33. Dijkkamp D., Ciric D., de Boer A., de Heer F.J., Vlieg E., *Subshell-selective electron capture in collisions of  $C(4+)$ ,  $N(5+)$ ,  $O(6+)$  with H,  $H_2$  and He*, Journal of Physics B Atomic Molecular Physics, 1985a, **18**, 4763–4793.

34. Dijkkamp D., Gordeev Y.S., Brazuk A., Drentje A.G., de Heer F.J., *Selective single-electron capture into (n, l) subshells in slow collisions of C<sup>6+</sup>, N<sup>6+</sup>, O<sup>6+</sup> and Ne<sup>6+</sup> with He, H<sub>2</sub> and Ar*, Journal of Physics B Atomic Molecular Physics, 1985b, **18**, 737–756.
35. Dupuis J., Vennes S., Bowyer S., Pradhan A.K., Thejll P., *Hot White Dwarfs in the Local Interstellar Medium : Hydrogen and Helium Interstellar Column Densities and Stellar Effective Temperatures from Extreme-Ultraviolet Explorer Spectroscopy*, ApJ, 1995, **455**, 574–+.
36. Edgar R.J., Wargelin B.J., Raymond J.C., Slavin J.D., Smith R.K., et al., *Solar Wind Charge Exchange and O VIII emission toward MBM 12*, in : AAS/High Energy Astrophysics Division, vol. 9 of AAS/High Energy Astrophysics Division, 2006 pp. 01.10–+.
37. Finoguenov A., Pietsch W., Aschenbach B., Miniati F., *XMM-Newton witness of M 86 X-ray metamorphosis*, A&A, 2004, **415**, 415–424.
38. Fouqué P., Solanes J.M., Sanchis T., Balkowski C., *Structure, mass and distance of the Virgo cluster from a Tolman-Bondi model*, A&A, 2001, **375**, 770–780.
39. Freyberg M.J., Ph.D. thesis, , Technische Univ. München, (1994), 1994.
40. Freyberg M.J., *New ROSAT PSPC all-sky survey maps of the SXRb*, Astronomische Nachrichten, 1998, **319**, 93–+.
41. Freyberg M.J., *X-rays from the Local Bubble*, Ap&SS, 2004, **289**, 229–238.
42. Freyberg M.J., Breitschwerdt D., Alves J., *Observations of the darkest regions in the sky : X-ray shadowing by the Bok globule Barnard 68*, Memorie della Societa Astronomica Italiana, 2004, **75**, 509–+.
43. Fried P.M., Nousek J.A., Sanders W.T., Kraushaar W.L., *The soft X-ray diffuse background and the structure of the local interstellar medium*, ApJ, 1980, **242**, 987–1004.
44. Fritsch W., Lin C.D., *Atomic-orbital-expansion studies of electron transfer in bare-nucleus Z(Z=2,4-8)-hydrogen-atom collisions*, Phys. Rev. A, 1984, **29**, 3039–3051.
45. Fritsch W., Lin C.D., *One- and two-electron transitions in slow C<sup>5+</sup>-He collisions : Total and angle-differential cross sections and coherence parameters*, Phys. Rev. A, 1996, **54**, 4931–4942.
46. Giacconi R., Gursky H., Paolini F.R., Rossi B.B., *Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System*, Physical Review Letters, 1962, **9**, 439–443.
47. Gloeckler G., *The Abundance of Atomic 1H, 4He and 3He in the Local Interstellar Cloud from Pickup Ion Observations with SWICS on ULYSSES*, Space Science Reviews, 1996, **78**, 335–346.
48. Gloeckler G., Möbius E., Geiss J., Bzowski M., Chalov S., et al., *Observations of the helium focusing cone with pickup ions*, A&A, 2004, **426**, 845–854.
49. Greenwood J.B., Williams I.D., Smith S.J., Chutjian A., *Experimental investigation of the processes determining x-ray emission intensities from charge-exchange collisions*, Phys. Rev. A, 2001, **63**, 062707–+.
50. Grzedzielski S., Wachowicz M., Bzowski M., Izmodenov V., *Solar ions in the heliosheath : A possible new source of heavy neutral atoms*, in : *Physics of the Inner Heliosheath*, eds. J. Heerikhuisen, V. Florinski, G.P. Zank, N.V. Pogorelov, vol. 858 of American Institute of Physics Conference Series, 2006 pp. 257–262.
51. Gunell H., Holmström M., Kallio E., Janhunen P., Dennerl K., *X rays from solar wind charge exchange at Mars : A comparison of simulations and observations*, Geophys. Res. Lett., 2004, **31**, 22801–+.
52. Gurnett D.A., Kurth W.S., *Heliospheric 2-3 kHz radio emissions and their relationship to large Forbush decreases*, Advances in Space Research, 1995, **16**, 279–.

53. Gurnett D.A., Kurth W.S., Allendorf S.C., Poynter R.L., *Radio Emission from the Heliopause Triggered by an Interplanetary Shock*, *Science*, 1993, **262**, 199–+.
54. Gurnett D.A., Kurth W.S., Cairns I.H., Mitchell J., *The local interstellar magnetic field direction from direction-finding measurements of heliospheric 2-3 kHz radio emissions*, in : *Physics of the Inner Heliosheath*, eds. J. Heerikhuisen, V. Florinski, G.P. Zank, N.V. Pogorelov, vol. 858 of *American Institute of Physics Conference Series*, 2006 pp. 129–134.
55. Harel C., Jouin H., *Double capture into autoionizing states in  $I^{q+}$ -He collisions at low impact energies*, *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 1992, **25**, 221–237.
56. Harel C., Jouin H., Pons B., *Cross Sections for Electron Capture from Atomic Hydrogen by Fully Stripped Ions in the 0.05-1.00 a. u. Impact Velocity Range*, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1998, **68**, 279–+.
57. Hartmann D., Burton W.B., *Atlas of Galactic Neutral Hydrogen*, *Atlas of Galactic Neutral Hydrogen*, by Dap Hartmann and W. Butler Burton, pp. 243. ISBN 0521471117. Cambridge, UK : Cambridge University Press, February 1997., 1997.
58. Hauser M.G., Kelsall T., Leisawitz D., Weiland J., *COBE Diffuse Infrared Background Experiment Explanatory Supplement, Version 2.0*, COBE Ref. Pub. No. 95-A, NASA/GSFC, Greenbelt, MD, 1995.
59. Henley D.B., Shelton R.L., *Suzaku Observations of the Soft X-ray Background*, *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2007.
60. Henley D.B., Shelton R.L., Kuntz K.D., *An XMM-Newton Observation of the Local Bubble Using a Shadowing Filament in the Southern Galactic Hemisphere*, *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2007.
61. Hobbs L.M., Blitz L., Magnani L., *A molecular cloud in the local, hot interstellar medium*, *ApJ*, 1986, **306**, L109–L113.
62. Holmström M., Barabash S., Kallio E., *X-ray imaging of the solar wind-Mars interaction*, *Geophys. Res. Lett.*, 2001, **28**, 1287–1290.
63. Isenberg P.A., Feldman W.C., *Electron-impact ionization of interstellar hydrogen and helium at interplanetary shocks*, *Geophys. Res. Lett.*, 1995, **22**, 873–875.
64. Ishii K., Itoh A., Okuno K., *Electron-capture cross sections of multiply charged slow ions of carbon, nitrogen, and oxygen in He*, *Phys. Rev. A*, 2004, **70**, 042716–+.
65. Issautier K., Perche C., Hoang S., Lacombe C., Maksimovic M., et al., *Solar wind electron density and temperature over solar cycle 23 : Thermal noise measurements on Wind*, *Advances in Space Research*, 2005, **35**, 2141–2146.
66. Iwai T., Kaneko Y., Kimura M., Kobayashi N., Ohtani S., et al., *Cross sections for one-electron capture by highly stripped ions of B, C, N, O, F, Ne, and S from He below 1 keV/amu*, *Phys. Rev. A*, 1982, **26**, 105–115.
67. Izmodenov V., Alexashov D., Myasnikov A., *Direction of the interstellar H atom inflow in the heliosphere : Role of the interstellar magnetic field*, *A&A*, 2005a, **437**, L35–L38.
68. Izmodenov V., Malama Y., Ruderman M.S., *Solar cycle influence on the interaction of the solar wind with Local Interstellar Cloud*, *A&A*, 2005b, **429**, 1069–1080.
69. Izmodenov V., Malama Y., Ruderman M.S., *Modeling of the outer heliosphere with the realistic solar cycle*, *A&A*, 2007, accepted.
70. Izmodenov V.V., Alexashov D.B., *A Model for the Tail Region of the Heliospheric Interface*, *Astronomy Letters*, 2003, **29**, 58–63.

71. Janev R.K., Winter H., *State-selective electron capture in atom-highly charged ion collisions*, *Phys. Rep.* , 1985, **117**, 265–387.
72. Jokipii J.R., Giacalone J., Kóta J., *Transverse Streaming Anisotropies of Charged Particles Accelerated at the Solar Wind Termination Shock*, *ApJ* , 2004, **611**, L141–L144.
73. Kappes M., Kerp J., Richter P., *The composition of the interstellar medium towards the Lockman Hole. H I, UV and X-ray observations*, *A&A* , 2003, **405**, 607–616.
74. Katsonis K., Maynard G., Janev R.K., *Charge transfer and ionization cross sections for collisions of  $Ti^{q+}$ ,  $Cr^{q+}$ ,  $Fe^{q+}$  and  $Ni^{q+}$  ions with atomic hydrogen*, *Physica Scripta Volume T*, 1991, **37**, 80–+.
75. Kharchenko V., *Charge-Exchange Mechanism of X-ray Emission*, in : *X-ray Diagnostics of Astrophysical Plasmas : Theory, Experiment, and Observation*, ed. R. Smith, vol. 774 of *American Institute of Physics Conference Series*, 2005 pp. 271–280.
76. Kharchenko V., Dalgarno A., *Spectra of Cometary X-rays induced by Solar Wind Ions*, *J. Geophys. Res.* , 2000, **105**, 1854–+.
77. Kharchenko V., Dalgarno A., *Variability of Cometary X-Ray Emission Induced by Solar Wind Ions*, *ApJ* , 2001, **554**, L99–L102.
78. Kharchenko V., Rigazio M., Dalgarno A., Krasnopolsky V.A., *Charge Abundances of the Solar Wind Ions Inferred from Cometary X-Ray Spectra*, *ApJ* , 2003, **585**, L73–L75.
79. Kim J., Nagy A.F., Fox J.L., Cravens T.E., *Solar cycle variability of hot oxygen atoms at Mars*, *J. Geophys. Res.* , 1998, **103**, 29339–29342.
80. Kimura M., Lane N.F., *Traveling-molecular-orbital-expansion studies of electron capture in collisions of fully stripped ions ( $Z=6-9$ ) with H and  $H_2$* , *Phys. Rev. A* , 1987, **35**, 70–78.
81. Koutroumpa D., Acero F., Lallement R., Ballet J., Kharchenko V., *OVII and OVIII line emission in the diffuse soft X-ray background : heliospheric and galactic contributions*, *A&A* , 2007, **475**, 901–914.
82. Koutroumpa D., Lallement R., Bertaux J.L., et al., *SOHO-SWAN Hydrogen Cell Data Analysis : Method Description*, in : *ESA Special Publication*, vol. 592 of *ESA Special Publication*, 2005 .
83. Koutroumpa D., Lallement R., Kharchenko V., Dalgarno A., Pepino R., et al., *Charge-transfer induced EUV and soft X-ray emissions in the heliosphere*, *A&A* , 2006, **460**, 289–300.
84. Krasnopolsky V., *NOTE : On the Deuterium Abundance on Mars and Some Related Problems*, *Icarus*, 2000, **148**, 597–602.
85. Krasnopolsky V.A., *Mars' upper atmosphere and ionosphere at low, medium, and high solar activities : Implications for evolution of water*, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 2002, **107**, 5128–+.
86. Krieger A.S., Timothy A.F., Roelof E.C., *A Coronal Hole and Its Identification as the Source of a High Velocity Solar Wind Stream*, *Sol. Phys.* , 1973, **29**, 505–+.
87. Krimigis S.M., Decker R.B., Hill M.E., Armstrong T.P., Gloeckler G., et al., *Voyager 1 exited the solar wind at a distance of  $\sim 85AU$  from the Sun*, *Nature* , 2003, **426**, 45–48.
88. Krumpke M., Lamer G., Schwobe A.D., Wagner S., Zamorani G., et al., *The XMM-Newton survey in the Marano field. I. The X-ray data and optical follow-up*, *A&A* , 2007, **466**, 41–61.
89. Kuntz K.D., Snowden S.L., *Deconstructing the Spectrum of the Soft X-Ray Background*, *ApJ* , 2000, **543**, 195–215.
90. Kurth W.S., Gurnett D.A., *On the source location of low-frequency heliospheric radio emissions*, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2003, **108**, 8027–+.

91. Lallement R., Ph.D. thesis, , Universté Paris VI, 1983.
92. Lallement R., *The heliospheric soft X-ray emission pattern during the ROSAT survey : Inferences on Local Bubble hot gas*, *A&A*, 2004, **418**, 143–150.
93. Lallement R., Bertaux J.L., Dalaudier F., *Interplanetary Lyman-alpha spectral profiles and intensities for both repulsive and attractive solar force fields Predicted absorption pattern by a hydrogen cell*, *A&A*, 1985a, **150**, 21–32.
94. Lallement R., Bertaux J.L., Kurt V.G., *Solar wind decrease at high heliographic latitudes detected from Prognoz interplanetary Lyman alpha mapping*, *J. Geophys. Res.*, 1985b, **90**, 1413–1423.
95. Lallement R., Bertin P., *Northern-Hemisphere observations of nearby interstellar gas - Possible detection of the local cloud*, *A&A*, 1992, **266**, 479–485.
96. Lallement R., Ferlet R., Lagrange A.M., Lemoine M., Vidal-Madjar A., *Local Cloud structure from HST-GHRS.*, *A&A*, 1995, **304**, 461–+.
97. Lallement R., Ferlet R., Vidal-Madjar A., Gry C., *Velocity structure of the local interstellar medium*, in : *Physics of the Outer Heliosphere*, eds. S. Grzedzielski, D.E. Page, 1990 pp. 37–42.
98. Lallement R., Quémerais E., Bertaux J.L., Ferron S., Koutroumpa D., et al., *Deflection of the Interstellar Neutral Hydrogen Flow Across the Heliospheric Interface*, *Science*, 2005, **307**, 1447–1449.
99. Lallement R., Raymond J.C., Vallerga J., Lemoine M., Dalaudier F., et al., *Modeling the interstellar-interplanetary helium 58.4 nm resonance glow : Towards a reconciliation with particle measurements.*, *A&A*, 2004, **426**, 875–884.
100. Lallement R., Welsh B.Y., Vergely J.L., Crifo F., Sfeir D., *3D mapping of the dense interstellar gas around the Local Bubble*, *A&A*, 2003, **411**, 447–464.
101. Lee T.G., Hesse M., Le A.T., Lin C.D., *Charge transfer in slow collisions of  $O^{8+}$  and  $Ar^{8+}$  ions with  $H$  ( $1s$ ) below 2 keV/amu*, *Phys. Rev. A*, 2004, **70**, 012702–+.
102. Lemaire P., Charra J., Jouchoux A., Vidal-Madjar A., Artzner G.E., et al., *Calibrated full disk solar  $H I$  Lyman-alpha and Lyman-beta profiles*, *ApJ*, 1978, **223**, L55–L58.
103. Linde T.J., Gombosi T.I., Roe P.L., Powell K.G., Dezeew D.L., *Heliosphere in the magnetized local interstellar medium - Results of a three-dimensional MHD simulation*, *J. Geophys. Res.*, 1998, **103**, 1889–+.
104. Linsky J.L., Wood B.E., *The alpha Centauri Line of Sight : D/H Ratio, Physical Properties of Local Interstellar Gas, and Measurement of Heated Hydrogen (The 'Hydrogen Wall') Near the Heliopause*, *ApJ*, 1996, **463**, 254–+.
105. Lisse C.M., Dennerl K., Englhauser J., Harden M., Marshall F.E., et al., *Discovery of X-ray and Extreme Ultraviolet Emission from Comet C/Hyakutake 1996 B2*, *Science*, 1996, **274**, 205–209.
106. Liu C.N., Cheng S.C., Le A.T., Lin C.D., *Charge transfer in slow collisions of  $C^{6+}$  with  $H$  below 1 keV/amu*, *Phys. Rev. A*, 2005, **72**, 012717–+.
107. Lotz W., *An empirical formula for the electron-impact cross-section*, *Z. Phys.*, 1967, **206**, 205.
108. Malama Y.G., Izmodenov V.V., Chalov S.V., *Modeling of the heliospheric interface : multi-component nature of the heliospheric plasma*, *A&A*, 2006, **445**, 693–701.
109. Marano B., Zamorani G., Zitelli V., *A new sample of quasars to  $B = 22.0$* , *MNRAS*, 1988, **232**, 111–129.
110. Matthews A.P., *Current Advance Method and Cyclic Leapfrog for 2D Multispecies Hybrid Plasma Simulations*, *Journal of Computational Physics*, 1994, **112**, 102–116.

111. McCammon D., Almy R., Apodaca E., Bergmann Tiest W., Cui W., et al., *A High Spectral Resolution Observation of the Soft X-Ray Diffuse Background with Thermal Detectors*, *ApJ*, 2002, **576**, 188–203.
112. McCammon D., Burrows D.N., Sanders W.T., Kraushaar W.L., *The soft X-ray diffuse background*, *ApJ*, 1983, **269**, 107–135.
113. McCammon D., Sanders W.T., *The soft X-ray background and its origins*, *ARA&A*, 1990, **28**, 657–688.
114. McComas D.J., Elliott H.A., Schwadron N.A., Gosling J.T., Skoug R.M., et al., *The three-dimensional solar wind around solar maximum*, *Geophys. Res. Lett.*, 2003, **30**, 24–1.
115. McMullin D.R., Bzowski M., Möbius E., Pauluhn A., Skoug R., et al., *Heliospheric conditions that affect the interstellar gas inside the heliosphere*, *A&A*, 2004, **426**, 885–895.
116. McNutt Jr. R.L., Lyon J., Goodrich C.C., Wiltberger M., *3D MHD Simulations of the Heliosphere-VLISM Interaction*, in : *American Institute of Physics Conference Series*, eds. S.R. Habbal, R. Esser, J.V. Hollweg, P.A. Isenberg, vol. 471 of *American Institute of Physics Conference Series*, 1999 pp. 823–+.
117. Meyer F.W., Howald A.M., Havener C.C., Phaneuf R.A., *Low-energy total-electron-capture cross sections for fully stripped and H-like projectiles incident in H and H<sub>2</sub>*, *Phys. Rev. A*, 1985, **32**, 3310–3318.
118. Meyer-Vernet N., Perche C., *Tool kit for antennae and thermal noise near the plasma frequency*, *J. Geophys. Res.*, 1989, **94**, 2405–2415.
119. Möbius E., *The Local Interstellar Medium Viewed Through Pickup Ions, Recent Results and Future Perspectives*, *Space Science Reviews*, 1996, **78**, 375–386.
120. Modolo R., Chanteur G.M., Dubinin E., Matthews A.P., *Influence of the solar EUV flux on the Martian plasma environment*, *Annales Geophysicae*, 2005, **23**, 433–444.
121. Modolo R., Chanteur G.M., Dubinin E., Matthews A.P., *Simulated solar wind plasma interaction with the Martian exosphere : influence of the solar EUV flux on the bow shock and the magnetic pile-up boundary*, *Annales Geophysicae*, 2006, **24**, 3403–3410.
122. Neupert W.M., Pizzo V., *Solar coronal holes as sources of recurrent geomagnetic disturbances.*, *J. Geophys. Res.*, 1974, **79**, 3701–3709.
123. Nolte J.T., Krieger A.S., Timothy A.F., Gold R.E., Roelof E.C., et al., *Coronal holes as sources of solar wind*, *Sol. Phys.*, 1976, **46**, 303–322.
124. Northrop T.G., *NOTE : The Spectrum of X-Rays from Comet Hyakutake*, *Icarus*, 1997, **128**, 480–482.
125. Northrop T.G., Lisse C.M., Mumma M.J., Desch M.D., *A Possible Source of the X-Rays from Comet Hyakutake*, *Icarus*, 1997, **127**, 246–250.
126. Opher M., Stone E.C., Gombosi T.I., *The Orientation of the Local Interstellar Magnetic Field*, *Science*, 2007, **316**, 875–.
127. Opher M., Stone E.C., Liewer P.C., *The Effects of a Local Interstellar Magnetic Field on Voyager 1 and 2 Observations*, *ApJ*, 2006, **640**, L71–L74.
128. Parker E.N., *Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields.*, *ApJ*, 1958, **128**, 664–+.
129. Pepino R., Kharchenko V., Dalgarno A., Lallement R., *Spectra of the X-Ray Emission Induced in the Interaction between the Solar Wind and the Heliospheric Gas*, *ApJ*, 2004, **617**, 1347–1352.
130. Phaneuf R.A., Hunter H.T., Barnett C.F., *Heavy-particle collisions in the plasma edge*, in : *Presented at the Meeting on Atomic and Molecular Data for Plasma Edge Studies, Vienna, Austria, 8-10 Jul. 1987*, 1987 pp. 8–10.

131. Pogorelov N.V., Zank G.P., Ogino T., *Three-dimensional Features of the Outer Heliosphere Due to Coupling between the Interstellar and Interplanetary Magnetic Fields. I. Magnetohydrodynamic Model : Interstellar Perspective*, *ApJ*, 2004, **614**, 1007–1021.
132. Quémerais E., *Angle dependent partial frequency redistribution in the interplanetary medium at Lyman alpha*, *A&A*, 2000, **358**, 353–367.
133. Quémerais E., Bertaux J.L., Lallement R., Berthé M., Kyrölä E., et al., *Interplanetary Lyman  $\alpha$  line profiles derived from SWAN/SOHO hydrogen cell measurements : Full-sky Velocity Field*, *J. Geophys. Res.*, 1999, **104**, 12585–12604.
134. Quémerais E., Izmodenov V., *Effects of the heliospheric interface on the interplanetary Lyman alpha glow seen at 1 AU from the Sun*, *A&A*, 2002, **396**, 269–281.
135. Quémerais E., Lallement R., Bertaux J.L., Koutroumpa D., Clarke J., et al., *Interplanetary Lyman  $\alpha$  line profiles : variations with solar activity cycle*, *A&A*, 2006a, **455**, 1135–1142.
136. Quémerais E., Lallement R., Ferron S., Koutroumpa D., Bertaux J.L., et al., *Interplanetary hydrogen absolute ionization rates : Retrieving the solar wind mass flux latitude and cycle dependence with SWAN/SOHO maps*, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2006b, **111**, 9114–+.
137. Ratkiewicz R., Barnes A., Müller H.R., Zank G.P., Webb G.M., *Modeling the heliosphere : Influence of the interstellar magnetic field in the presence of LISM neutral hydrogen*, *Advances in Space Research*, 2002, **29**, 433–438.
138. Raymond J.C., Smith B.W., *Soft X-ray spectrum of a hot plasma*, *ApJS*, 1977, **35**, 419–439.
139. Richter K., Solov'ev E.A., *Application of the advanced adiabatic approach to charge exchange in slow collisions between H and  $O^{8+}$* , *Phys. Rev. A*, 1993, **48**, 432–441.
140. Rigazio M., Kharchenko V., Dalgarno A., *X-ray emission spectra induced by hydrogenic ions in charge transfer collisions*, *Phys. Rev. A*, 2002, **66**, 064701–+.
141. Robertson I.P., Cravens T.E., *Spatial maps of heliospheric and geocoronal X-ray intensities due to the charge exchange of the solar wind with neutrals*, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2003, **108**, 6–1.
142. Robertson I.P., Cravens T.E., Snowden S., Linde T., *Temporal and Spatial Variations of Heliospheric x-ray Emissions Associated with Charge Transfer of the Solar Wind with Interstellar Neutrals*, *Space Science Reviews*, 2001, **97**, 401–405.
143. Rucinski D., Bzowski M., *Modulation of interplanetary hydrogen density distribution during the solar cycle.*, *A&A*, 1995, **296**, 248–+.
144. Rucinski D., Fahr H.J., *The influence of electron impact ionization on the distribution of interstellar helium in the inner heliosphere - Possible consequences for determination of interstellar helium parameters*, *A&A*, 1989, **224**, 290–298.
145. Ryufuku H., Watanabe T., *Total and partial cross sections for charge transfer in collisions of multi-charged ions with atomic hydrogen*, *Phys. Rev. A*, 1979, **20**, 1828–1837.
146. Sakelliou I., Peterson J.R., Tamura T., Paerels F.B.S., Kaastra J.S., et al., *High resolution soft X-ray spectroscopy of M 87 with the reflection grating spectrometers on XMM-Newton*, *A&A*, 2002, **391**, 903–909.
147. Schwadron N.A., Cravens T.E., *Implications of Solar Wind Composition for Cometary X-Rays*, *ApJ*, 2000, **544**, 558–566.
148. Sfeir D.M., Lallement R., Crifo F., Welsh B.Y., *Mapping the contours of the Local bubble : preliminary results*, *A&A*, 1999, **346**, 785–797.

149. Shapiro V.D., Bingham R., Dawson J.M., Dobe Z., Kellett B.J., et al., *Energetic electrons produced by lower hybrid waves in the cometary environment and soft X ray emission : Bremsstrahlung and K shell radiation*, *J. Geophys. Res.* , 1999, **104**, 2537–2554.
150. Shelton R.L., Sallmen S.M., Jenkins E.B., *The Galactic Halo's O VI Resonance Line Intensity*, *ApJ*, 2007, **659**, 365–377.
151. Shimakura N., Koizumi S., Suzuki S., Kimura M., *Molecular treatment of electron capture in atomic collisions in the meV- to keV-energy regime : Collisions of C<sup>5+</sup> ions with H atoms and the effect of core electrons*, *Phys. Rev. A* , 1992, **45**, 7876–7882.
152. Shipsey E.J., Green T.A., Browne J.C., *Modified method of perturbed stationary states. V. Electron-capture cross sections for the reaction O<sup>8+</sup> + H(1s) → O<sup>7+</sup>(n,l) + H<sup>+</sup>* , *Phys. Rev. A* , 1983, **27**, 821–832.
153. Smith E.J., Marsden R.G., Balogh A., Gloeckler G., Geiss J., et al., *The Sun and Heliosphere at Solar Maximum*, *Science*, 2003, **302**, 1165–1169.
154. Smith R.K., Bautz M.W., Edgar R.J., Fujimoto R., Hamaguchi K., et al., *Suzaku Observations of the Local and Distant Hot ISM*, *PASJ* , 2007, **59**, 141–150.
155. Smith R.K., Edgar R.J., Plucinsky P.P., Wargelin B.J., Freeman P.E., et al., *Chandra Observations of MBM 12 and Models of the Local Bubble*, *ApJ* , 2005, **623**, 225–234.
156. Snowden S.L., Collier M.R., Kuntz K.D., *XMM-Newton Observation of Solar Wind Charge Exchange Emission*, *ApJ* , 2004, **610**, 1182–1190.
157. Snowden S.L., Egger R., Finkbeiner D.P., Freyberg M.J., Plucinsky P.P., *Progress on Establishing the Spatial Distribution of Material Responsible for the 1–4 keV Soft X-Ray Diffuse Background Local and Halo Components*, *ApJ* , 1998, **493**, 715–+.
158. Snowden S.L., Freyberg M.J., Kuntz K.D., Sanders W.T., *A Catalog of Soft X-Ray Shadows, and More Contemplation of the 1/4 KEV Background*, *ApJS* , 2000, **128**, 171–212.
159. Snowden S.L., Freyberg M.J., Plucinsky P.P., Schmitt J.H.M.M., Truemper J., et al., *First Maps of the Soft X-Ray Diffuse Background from the ROSAT XRT/PSPC All-Sky Survey*, *ApJ* , 1995, **454**, 643–+.
160. Snowden S.L., McCammon D., Verter F., *The X-ray shadow of the high-latitude molecular cloud MBM 12*, *ApJ* , 1993, **409**, L21–L24.
161. Snowden S.L., Schmitt J.H.M.M., Edwards B.C., *A color gradient in the soft X-ray diffuse background*, *ApJ* , 1990, **364**, 118–122.
162. Stone E.C., Cummings A.C., McDonald F.B., Heikkila B.C., Lal N., et al., *Voyager 1 Explores the Termination Shock Region and the Heliosheath Beyond*, *Science*, 2005, **309**, 2017–2020.
163. Surraud M.G., Hoekstra R., de Heer F.J., Bonnet J.J., Morgenstern R., *State selective electron capture into nl subshells in slow collisions of C<sup>5+</sup> and N<sup>6+</sup> with He and H<sub>2</sub> studied by photon emission spectroscopy* , *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 1991, **24**, 2543–2558.
164. Thomas G.E., Krassa R.F., *OGO 5 Measurements of the Lyman Alpha Sky Background*, *A&A* , 1971, **11**, 218–+.
165. Vallerga J., Lallement R., Lemoine M., Dalaudier F., McMullin D., *EUVE observations of the helium glow : Interstellar and solar parameters*, *A&A* , 2004, **426**, 855–865.
166. Vignes D., Mazelle C., Rme H., Acuña M.H., Connerney J.E.P., et al., *The solar wind interaction with Mars : Locations and shapes of the Bow Shock and the magnetic pile-up boundary from the observations of the MAG/ER experiment onboard Mars Global Surveyor*, *Geophys. Res. Lett.* , 2000, **27**, 49–52.

167. von Steiger R., Schwadron N.A., Fisk L.A., Geiss J., Gloeckler G., et al., *Composition of quasi-stationary solar wind flows from Ulysses/Solar Wind Ion Composition Spectrometer*, *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**, 27217–27238.
168. Wang Q.D., *The Hot Galactic Corona and the Soft X-ray Background*, in : *IAU Colloq. 166 : The Local Bubble and Beyond*, 1998 .
169. Wargelin B.J., Beiersdorfer P., Brown G.V., *EBIT Charge-Exchange Measurements and Astrophysical Applications*, ArXiv e-prints, 2007, **708**.
170. Wargelin B.J., Markevitch M., Juda M., Kharchenko V., Edgar R., et al., *Chandra Observations of the "Dark" Moon and Geocoronal Solar Wind Charge Transfer*, *ApJ*, 2004, **607**, 596–610.
171. Witte M., *Kinetic parameters of interstellar neutral helium. Review of results obtained during one solar cycle with the Ulysses/GAS-instrument*, *A&A*, 2004, **426**, 835–844.
172. Witte M., Banaszkiewicz M., Rosenbauer H., *Recent Results on the Parameters of the Interstellar Helium from the Ulysses/Gas Experiment*, *Space Science Reviews*, 1996, **78**, 289–296.
173. Witte M., Rosenbauer H., Banaszkiewicz M., Fahr H., *The ULYSSES neutral gas experiment - Determination of the velocity and temperature of the interstellar neutral helium*, *Advances in Space Research*, 1993, **13**, 121–130.
174. Wolff B., Koester D., Lallement R., *Evidence for an ionization gradient in the local interstellar medium : EUVE observations of white dwarfs*, *A&A*, 1999, **346**, 969–978.
175. Woods T.N., Eparvier F.G., Bailey S.M., Chamberlin P.C., Lean J., et al., *Solar EUV Experiment (SEE) : Mission overview and first results*, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2005, **110**, 1312–+.
176. Woods T.N., Tobiska W.K., Rottman G.J., Worden J.R., *Improved solar Lyman  $\alpha$  irradiance modeling from 1947 through 1999 based on UARS observations*, *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**, 27195–27216.
177. Wu W., Giese J.P., Chen Z., Ali R., Cocke C.L., et al., *Evidence for population of highly asymmetric states in double-electron capture by  $O^{7,8+}$  and  $N^{7+}$  colliding with He at low to intermediate velocities*, *Phys. Rev. A*, 1994, **50**, 502–510.

# **Annexes**

## Annexe A

# Calcul de l'impact des électrons du vent solaire sur les atomes H et He interstellaires.

Le calcul du taux d'ionisation par impact électronique des atomes H et He interstellaires est basé sur le calcul de Isenberg et Feldman (1995). La section efficace pour l'ionisation par impact électronique des atomes H ou He est donnée par une formule empirique Lotz (1967) :

$$\sigma(E) = \begin{cases} \frac{a[1-b\exp[-c(U-1)]]}{EW}, & \text{pour } E \geq W \\ 0 & \text{pour } E < W \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

où  $E$  est l'énergie de l'électron dans le repère de l'atome cible,  $W$  est le potentiel d'ionisation (13.6 eV pour l'hydrogène et 24.6 eV pour l'hélium), et  $U = E/W$ . Les autres paramètres ont des valeurs :  $a = 4 \times 10^{-14} \text{ cm}^2 \text{ eV}^2$ ,  $b = 0.6$ ,  $c = 0.56$  pour l'hydrogène et  $a = 8 \times 10^{-14} \text{ cm}^2 \text{ eV}^2$ ,  $b = 0.75$ ,  $c = 0.46$  pour l'hélium.

Pour une distribution d'électrons  $f(v)$ , le taux d'ionisation est l'intégrale du produit du flux d'électrons par la section efficace d'ionisation sur l'espace des phases :

$$\beta_{e^-} = \int \sigma(v) f(v) v d^3v \quad (\text{A.2})$$

Pour exprimer la section efficace en fonction de la vitesse, plutôt qu'en fonction de l'énergie, le paramètre  $a$  se transforme en :  $9.899 \times 10^{17} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-4}$  et  $1.98 \times 10^{18} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-4}$  pour l'hydrogène et l'hélium respectivement.

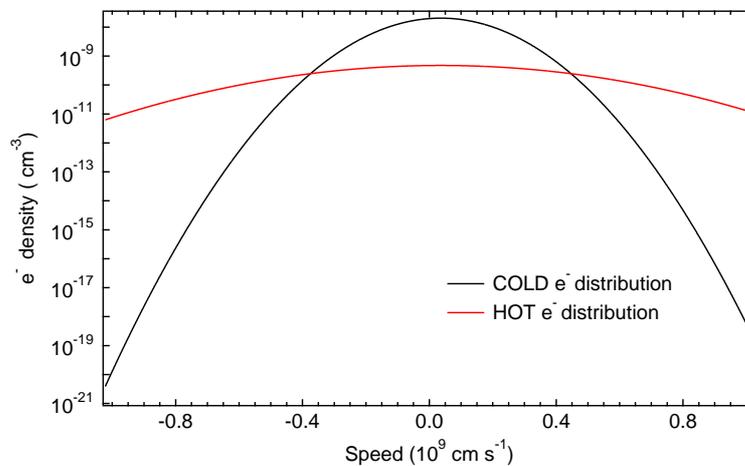


FIG. A.1 – Exemple de distribution des populations froide et chaude des électrons en fonction de la vitesse du vent solaire, déduite des mesures WIND de bruit thermique.

Pour obtenir les distributions des électrons nous utilisons les données du récepteur de bruit thermique (TNR : thermal noise receiver) de l'expérience WAVES sur le satellite Wind (Issautier et al. (2005)). L'instrument TNR mesure principalement le bruit thermo-électrique dans le vent solaire autour de la fréquence de plasma électronique  $f_p(kHz) \simeq 9 \sqrt{N_e(cm^{-3})}$ , où  $N_e$  est la densité électronique. D'autre part, en mesurant les fluctuations électrostatiques produites sur l'antenne de l'instrument à cause du mouvement thermique des électrons et protons environnants, il est possible de déduire le 'spectre' théorique qui dépend directement des fonctions de distribution en vitesse des particules. Cette méthode est appelée spectroscopie du bruit quasi-thermique (QTN : Quasi-Thermal Noise) (Meyer-Vernet et Perche (1989)) et permet ainsi de déterminer la densité, température et vitesse des électrons.

Les données que nous avons utilisé, s'étalent à une période de 7 ans, de 1995 à 2001, et les mesures sont faites toutes les heures environ, tous les jours. Pour chaque spectre mesuré, Issautier et al. (2005) ont ajusté une somme de deux distributions Maxwelliennes isotropes : un coeur froid de densité  $N_c$  et température  $T_c$  et un halo chaud de densité et température  $N_h$  et  $T_h$  respectivement. Le fit donne les valeurs des paramètres :  $N_e = N_c + N_h$ ,  $T_c$ ,  $N_h/N_c$ ,  $T_h/T_c$ ,  $V_{SW}$  et  $T_p$ .

Nous calculons le taux d'ionisation pour les atomes H et He, pour chaque mesure de distribution électronique suivant l'équation A.2 et ensuite nous moyennons sur les mesures de la journée. Les courtes périodes de données inexploitable ont été supprimé de notre calcul. Nous avons également négligé la variation de la distance du satellite par rapport au Soleil, puisque celle-ci est de  $\sim 2\%$  seulement. Les résultats sont présentés dans la figure A.2. La variabilité des taux d'ionisation est très grande, mais on peut distinguer qu'en moyenne le taux d'ionisation des atomes H est de  $\beta_{e^-} \sim (0.7 \pm 0.5) \times 10^{-7} s^{-1}$ , alors que le taux d'ionisation à cause des échanges de charge avec les protons solaires est de l'ordre de  $\beta_{CX} \sim 6 \times 10^{-7} s^{-1}$ . On comprend, alors, que l'impact électronique n'est pas aussi efficace pour ioniser les atomes H que les échanges de charge.

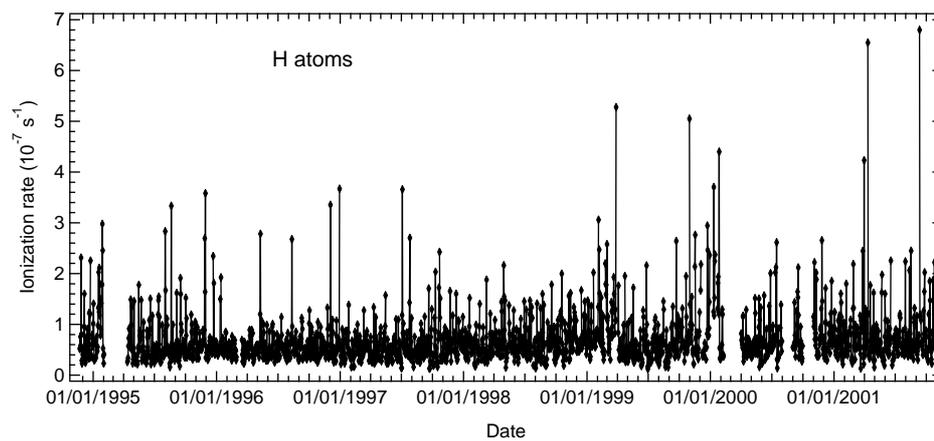
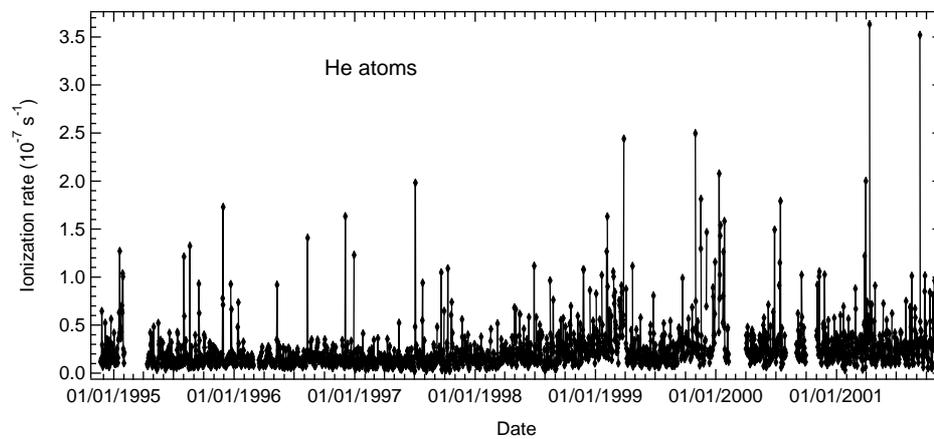
(a)  $e^-$  impact for IS H(b)  $e^-$  impact for IS He

FIG. A.2 – Taux d'ionisation par impact électronique pour les atomes H IS (a) et les atomes He IS (b) en fonction du temps, depuis 1995.

## Annexe B

# Liste des modèles des données SWAN

Dans cet annexe je présente la liste des paramètres d'entrée utilisés dans la série des modèles que j'ai fait tourner pour l'analyse des données SWAN pour la période minimum (tables B.1) et maximum (tables B.2), ainsi que le résultat du  $\chi^2$ . Les paramètres inclus dans les tables sont : la direction d'arrivée - lambda ( $\lambda^\circ$ ), beta ( $\beta^\circ$ ) - du flot IS, la vitesse initiale  $V_o$  du flot IS (km/s), température du gaz IS (K), rapport 'mu' ( $\mu$ ) et la durée de vie  $T_d$  des atomes ( $s^{-1}$ ). Plus particulièrement, quand la durée de vie  $T_d$  est à 0, ceci signifie que le modèle tient compte de l'anisotropie du vent, avec 19 valeurs que l'on ne note pas dans la table. Aussi, le paramètre 'Auto-absorption' indique si le modèle utilise l'autoabsorption (1) ou pas (0). Enfin, 'chi2' dénote le  $\chi^2$  réduit de l'ajustement du modèle aux données SWAN.

**B.1 Années minimum 1996-1997**

Point	lambda	beta	Vo	Temperature	mu	Td	'Auto-absorption'	chi2
0	248.3	6	22	12000	0.99	1.5e+06	1	9.51137
1	250.3	6	21	12000	0.99	1.5e+06	1	6.05189
2	251.3	6	21	12000	0.99	1.5e+06	1	5.40606
3	254.3	6	21	12000	0.99	1.5e+06	1	5.59677
4	250.3	8.5	21	12000	0.9	1.5e+06	1	8.10473
5	250.3	8.5	21	12000	1.1	1.5e+06	1	3.52077
6	250.3	8.5	21	12000	0.99	1.5e+06	1	4.67858
7	251.3	8.5	21	12000	0.9	1.5e+06	1	6.834
8	251.3	11	21	12000	1.1	1.5e+06	1	3.58856
9	251.3	8.5	21	12000	1.1	1.5e+06	1	2.71915
10	251.3	8.5	21	12000	0.99	1.5e+06	1	3.62524
11	252.3	8.5	21	12000	0.9	1.5e+06	1	5.95979
12	252.3	8.5	21	12000	1.1	1.5e+06	1	2.27189
13	252.3	11	21	12000	0.99	1.5e+06	1	4.58459
14	252.3	8.5	21	12000	0.99	1.5e+06	1	2.95623
15	253.3	8.5	21	12000	0.9	1.5e+06	1	5.44251
16	253.3	11	21	12000	1.1	1.5e+06	1	2.1667
17	253.3	8.5	21	12000	1.1	1.5e+06	1	2.11146
18	253.3	8.5	21	12000	0.99	1.5e+06	1	2.58957
19	254.3	8.5	21	12000	1.1	1.5e+06	1	2.30524
20	254.3	8.5	21	12000	0.99	1.5e+06	1	2.55875
21	255.3	8.5	21	12000	1.1	1.5e+06	1	2.81546
22	255.3	8.5	21	12000	0.99	1.5e+06	1	2.93405
23	250.3	8.5	22	12000	0.99	1.5e+06	1	5.40402
24	251.3	8.5	22	12000	1.1	1.5e+06	1	3.4997
25	251.3	8.5	22	12000	0.99	1.5e+06	1	4.19859
26	252.3	8.5	22	12000	1.1	1.5e+06	1	2.89066
27	252.3	8.5	22	12000	0.99	1.5e+06	1	3.34209
28	253.3	8.5	22	12000	1.1	1.5e+06	1	2.60237
29	253.3	8.5	22	12000	0.99	1.5e+06	1	2.84218
30	254.3	8.5	22	12000	0.99	1.5e+06	1	2.71058
31	255.3	8.5	22	12000	0.99	1.5e+06	1	2.93582
32	250.3	6	21	12000	0.9	1.5e+06	1	8.45439
33	251.3	6	21	12000	0.9	1.5e+06	1	7.66925
34	252.3	6	21	12000	0.9	1.5e+06	1	7.18938
35	253.3	6	21	12000	0.9	1.5e+06	1	7.11946
36	256.3	6	22	12000	0.99	1.5e+06	1	7.4816
37	255.3	6	21	12000	0.99	1.5e+06	1	6.30045
38	250.3	11	21	12000	1.1	1.5e+06	1	4.77835
39	253.3	6	21	12000	0.99	1.5e+06	1	5.12536
40	249.3	11	21	12000	1.1	1.5e+06	1	6.3092
41	250.3	11	21	12000	0.99	1.5e+06	1	7.11627
42	251.3	11	21	12000	0.99	1.5e+06	1	5.69558
43	252.3	11	21	12000	1.1	1.5e+06	1	2.70137
44	253.3	11	21	12000	0.99	1.5e+06	1	3.81942
45	251.3	8.5	21	12000	0.99	1.5e+06	1	3.62524
46	247.3	6	22	12000	0.99	1.5e+06	1	11.4407
47	248.8	6	22	12000	0.99	1.5e+06	1	8.76905
48	250.3	6	22	12000	0.99	1.5e+06	1	6.86338
49	251.3	6	22	12000	0.99	1.5e+06	1	6.09885
50	252.3	6	22	12000	0.99	1.5e+06	1	5.66844
51	253.3	6	22	12000	0.99	1.5e+06	1	5.60228
52	254.3	6	22	12000	0.99	1.5e+06	1	5.88748
53	257.3	6	22	12000	0.99	1.5e+06	1	8.97554

FIG. B.1 – Table des modèles SWAN pour les données des années '96 - '97.

Point	lambda	beta	Vo	Temperature	mu	Td	'Auto-absorption'	chi2
54	248.3	6	21	12000	0.99	1.5e+06	1	99999
55	252.3	6	21	12000	0.99	1.5e+06	1	5.12353
56	252.3	6	22	12000	0.8	1.5e+06	1	11.9102
57	252.3	6	22	12000	0.9	1.5e+06	1	7.47329
58	252.3	6	22	12000	1.05	1.5e+06	1	5.58797
59	252.3	6	22	12000	1.1	1.5e+06	1	6.27488
60	252.3	6	22	12000	1.2	1.5e+06	1	9.5105
61	252.3	6	19	12000	0.99	1.5e+06	1	6.19039
62	252.3	6	20	12000	0.99	1.5e+06	1	5.30945
63	252.3	6	24	12000	0.99	1.5e+06	1	8.27218
64	250.3	8.5	20	12000	1.1	1.5e+06	1	3.23096
65	251.3	8.5	20	12000	1.1	1.5e+06	1	2.5728
66	249.3	8.5	21	12000	0.9	1.5e+06	1	9.69401
67	254.3	8.5	21	12000	0.9	1.5e+06	1	5.28249
68	254.3	11	21	12000	0.9	1.5e+06	1	6.30045
69	255.3	8.5	21	12000	0.9	1.5e+06	1	5.43614
70	255.3	11	21	12000	1.1	1.5e+06	1	2.06244
71	254.3	11	21	12000	1.1	1.5e+06	1	1.96018
72	252.3	8.5	20.5	12000	1.1	1.5e+06	1	2.15781
73	252.3	8.5	20	12000	1.1	1.5e+06	1	2.26651
74	252.3	8.5	20.5	12000	0.99	1.5e+06	1	3.01223
75	252.3	8.5	20	12000	0.99	1.5e+06	1	3.24659
76	252.3	8.5	19	12000	0.99	1.5e+06	1	4.39422
77	252.3	8.5	19	12000	0.9	1.5e+06	1	8.20426
78	254.3	9.7	21	12000	1.1	1.5e+06	1	1.66212
79	255.3	9.7	21	12000	1.1	1.5e+06	1	1.97861
80	253.3	9.7	21	12000	1.1	1.5e+06	1	1.69398
81	252.3	8.5	21	12000	0.99	1.5e+06	0	4.03361
82	252.3	8.5	21	12000	0.99	1.5e+06	1	2.95623
83	252.3	8.5	21	12000	0.99	1.5e+06	0	3.48635
84	252.3	8.5	21	12000	0.99	0	0	1.66127
85	252.3	8.5	21	12000	0.99	1.5e+06	0	4.03361
86	252.3	8.5	21	13000	0.99	0	0	1.57909
87	253.3	8.5	21	12000	0.99	0	0	1.86962
88	253.3	8.5	21	13000	0.99	0	0	1.73305
89	251.3	8.5	21	13000	0.99	0	0	1.7135
90	253.3	9.7	21	13000	0.99	0	0	1.67049
91	252.3	9.7	21	13000	0.99	0	0	1.66474
92	252.3	8.5	21	14000	0.99	0	0	1.78918
93	250.3	7.3	21	13000	0.99	0	0	2.488
94	253.3	7.3	21	13000	0.99	0	0	2.66393
95	250.3	9.7	21	13000	0.99	0	0	2.62851
96	251.3	9.7	21	13000	0.99	0	0	1.97641
97	251.3	7.3	21	13000	0.99	0	0	2.19221
98	250.3	8.5	21	13000	0.99	0	0	2.11604
99	254.3	9.7	21	13000	0.99	0	0	1.97081
100	254.3	8.5	21	13000	0.99	0	0	2.37489
101	252.3	7.3	21	13000	0.99	0	0	2.2883
102	250.3	7.3	21.5	13000	0.99	0	0	2.37167
103	252.3	7.3	21.5	13000	0.99	0	0	2.00703
104	252.3	8.5	21	13000	0.95	0	0	1.77675
105	253.3	7.3	21.5	13000	0.99	0	0	2.29211
106	251.3	7.3	21.5	13000	0.99	0	0	2.00765
107	254.3	7.3	21	13000	0.99	0	0	3.43236

FIG. B.2 – Table des modèles SWAN pour les données des années '96 -'97. (suite)

Point	lambda	beta	Vo	Temperature	mu	Td	'Auto-absorption'	chi2
108	252.3	8.5	21	12500	0.99	0	0	1.56461
109	252.3	8.5	21.5	12500	0.99	0	1	2.64627
110	252.3	8.5	21	12500	0.99	0	1	3.17037
111	252.3	9	21	12000	0.99	1.5e+06	1	2.14973
112	252.3	9	21	12000	0.99	0	1	2.78631
113	252.8	8.5	21	12000	0.99	1.5e+06	1	2.2233
114	252.3	8.5	21.5	12000	0.99	0	1	2.23604
115	252.3	8.5	21	13500	0.99	0	0	1.62809
116	252.3	9.7	21	12500	0.99	0	0	1.61549
117	252.3	8.5	21	13000	0.99	-1	0	2.31509
118	252.3	7.3	20.5	12500	0.99	0	0	2.8253
119	251.3	8.5	20	12500	0.99	0	0	2.62042
120	252.3	7.3	20	12500	0.99	0	0	3.6127
121	252.3	8.5	20	12500	0.99	0	0	2.63548
122	252.3	9.7	20	12500	0.99	0	0	2.67093
123	253.3	8.5	20	12500	0.99	0	0	3.08943
124	251.3	8.5	22	12500	0.99	0	0	1.46264
125	252.3	7.3	22	12500	0.99	0	0	2.01568
126	252.3	8.5	22	12500	0.99	0	0	1.2187
127	252.3	9.7	22	12500	0.99	0	0	1.26244
128	253.3	8.5	22	12500	0.99	0	0	1.28176
129	251.3	8.5	20.5	12500	0.99	0	0	2.07313
130	252.3	7.3	20.5	12500	0.99	0	0	2.8253
131	252.3	9.7	20.5	12500	0.99	0	0	2.07472
132	253.3	8.5	20.5	12500	0.99	0	0	2.42236
133	251.3	8.5	21.5	12500	0.99	0	0	1.4864
134	252.3	7.3	21.5	12500	0.99	0	0	2.14967
135	252.3	8.5	21.5	12500	0.99	0	0	1.30036
136	252.3	9.7	21.5	12500	0.99	0	0	1.37345
137	253.3	8.5	21.5	12500	0.99	0	0	1.4592
138	252.3	8.5	20.5	12500	0.99	0	1	3.85157
139	252.3	8.5	20.5	12500	0.99	0	0	2.00159
140	252.3	8.5	20.5	13000	0.99	0	0	2.02111
141	251.3	8.5	20	13000	0.99	0	0	2.74034
142	252.3	7.3	20	13000	0.99	0	0	3.38026
143	252.3	8.5	20	13000	0.99	0	0	2.69789
144	252.3	9.7	20	13000	0.99	0	0	2.76693
145	253.3	8.5	20	13000	0.99	0	0	3.17544
146	252.3	8.5	22	12000	0.99	0	1	1.71625
147	251.3	8.5	22	12000	0.99	0	1	2.10138
148	253.3	8.5	21.5	13000	0.99	0	0	1.40464
149	252.3	9.7	21.5	13000	0.99	0	0	1.40231
150	252.3	8.5	21.5	13000	0.99	0	0	1.29103
151	251.3	8.5	21.5	13000	0.99	0	0	1.47623
152	253.3	8.5	20.5	13000	0.99	0	0	2.31142
153	252.3	9.7	20.5	13000	0.99	0	0	2.11007
154	252.3	7.3	20.5	13000	0.99	0	0	2.7801
155	251.3	8.5	20.5	13000	0.99	0	0	2.09312
156	253.3	8.5	22	13000	0.99	0	0	1.18582
157	252.3	9.7	22	13000	0.99	0	0	1.2873
158	252.3	8.5	22	13000	0.99	0	0	1.14432
159	252.3	7.3	22	13000	0.99	0	0	1.85996
160	251.3	8.5	22	13000	0.99	0	0	1.43328
161	253.3	8.5	22	12000	0.99	0	1	1.66986

FIG. B.3 – Table des modèles SWAN pour les données des années '96 -'97. (suite)

Point	lambda	beta	Vo	Temperature	mu	Td	'Auto-absorption'	chi2
162	252.3	8.5	22.5	13000	0.99	0	0	1.15243
163	251.3	8.5	22.5	13000	0.99	0	0	1.50082
164	253.3	8.5	22.5	13000	0.99	0	0	1.16469
165	252.3	7.3	22.5	13000	0.99	0	0	1.90084
166	252.3	9.7	22.5	13000	0.99	0	0	1.32943
167	252.3	7.3	22	12000	0.99	0	1	2.15065
168	252.3	9.7	22	12000	0.99	0	1	2.2177
169	252.3	8.5	22	12500	0.99	0	1	2.07723
170	253.3	9.7	22	13000	0.99	0	0	1.16721
171	253.3	8.5	22.5	12000	0.99	0	1	4.39077
172	254.3	9.7	21	12000	1.1	1.5e+06	1	3.19866
173	254.3	8.5	22	12000	0.99	0	1	2.14453
174	253.3	8.5	23	12000	0.99	0	1	1.68504
175	253.3	8.5	23	12000	0.99	0	1	1.71965
176	252.3	8.5	23	12000	0.99	0	1	1.87508
177	252.3	8.5	22.5	12000	0.99	0	1	1.80708
178	254.3	9.7	22.5	12000	1.1	1.5e+06	1	1.66661
179	252.3	8.5	22	11000	0.99	0	1	1.38225
180	252.3	8.5	22	12000	0.99	1	1	2.05814
181	253.3	8.5	22	13000	0.99	0	0	1.38279
182	253.3	8.5	22.5	12000	0.99	0	1	2.52389
183	252.3	8.5	22	13000	0.99	0	0	1.52265
184	253.3	8.5	22	13000	0.99	0	0	1.2017
185	251.3	8.5	22	13000	0.99	0	0	2.79612
186	251.3	8.5	22	13000	0.99	0	0	1.90337
187	252.3	8.5	22	13000	0.99	0	0	1.36799
188	251.3	7.3	22	12000	0.99	0	1	2.47665
189	251.3	9.7	22	12000	0.99	0	1	3.05398
190	252.3	7.3	22	12000	0.99	0	1	2.31264
191	253.3	7.3	22	12000	0.99	0	1	2.43382
192	253.3	9.7	22	12000	0.99	0	1	2.17434
193	254.3	7.3	22	12000	0.99	0	1	2.91334
194	254.3	9.7	22	12000	0.99	0	1	2.26638
195	251.3	7.3	23	12000	0.99	0	1	2.59355
196	251.3	9.7	23	12000	0.99	0	1	3.19046
197	252.3	7.3	23	12000	0.99	0	1	2.24413
198	252.3	9.7	23	12000	0.99	0	1	2.42524
199	253.3	7.3	23	12000	0.99	0	1	2.2792
200	253.3	9.7	23	12000	0.99	0	1	2.01887
201	254.3	7.3	23	12000	0.99	0	1	2.63063
202	254.3	8.5	23	12000	0.99	0	1	1.82863
203	254.3	9.7	23	12000	0.99	0	1	1.97566
204	251.3	7.3	22.5	12000	0.99	0	1	3.00777
205	251.3	9.7	22.5	12000	0.99	0	1	2.45848
206	252.3	7.3	22.5	12000	0.99	0	1	2.17467
207	252.3	9.7	22.5	12000	0.99	0	1	2.34381
208	253.3	7.3	22.5	12000	0.99	0	1	2.24253
209	253.3	9.7	22.5	12000	0.99	0	1	2.02485
210	254.3	7.3	22.5	12000	0.99	0	1	2.71607
211	254.3	8.5	22.5	12000	0.99	0	1	1.91252
212	251.3	7.3	22	13000	0.99	0	0	2.14916
213	252.3	9.7	22	13000	0.99	0	0	1.80551
214	251.3	9.7	22	13000	0.99	0	0	2.48323
215	253.3	9.7	22	13000	0.99	0	0	1.40453

FIG. B.4 – Table des modèles SWAN pour les données des années '96 - '97. (suite)

Point	lambda	beta	Vo	Temperature	mu	Td	'Auto-absorption'	chi2
216	252.3	7.3	22	13000	0.99	0	0	1.84556
217	252.3	8.5	22	10500	0.99	0	1	1.23588
218	254.3	9.7	22	13000	0.99	0	0	1.52919
219	252.3	8.5	22	13000	0.99	0	0	1.56255
220	252.3	8.5	21.5	13000	0.99	0	0	1.55629
221	252.3	8.5	22	13000	0.99	0	0	1.13225
222	251.3	8.5	22	13000	0.99	0	0	2.12242
223	253.3	7.3	22	13000	0.99	0	0	2.10058
224	254.3	7.3	22	13000	0.99	0	0	2.24147
225	254.3	8.5	22	13000	0.99	0	0	1.36491
226	253.3	8.5	21.5	13000	0.99	0	0	1.41963
227	255.3	8.5	22	13000	0.99	0	0	2.57741
228	255.5	9.7	22	13000	0.99	0	0	2.1407
229	255.3	7.3	22	13000	0.99	0	0	3.94342
230	250.3	9.7	22	13000	0.99	0	0	2.53141
231	250.3	8.5	22	13000	0.99	0	0	2.00842
232	250.3	7.3	22	13000	0.99	0	0	2.36655
233	252.3	8.5	22	12500	0.99	0	0	1.28325
234	253.3	8.5	22	13000	0.99	0	0	1.18033
235	255.3	9.7	22	13000	0.99	0	0	1.67846
236	255.5	8.5	22	13000	0.99	0	0	2.01918
237	255.3	7.3	22	13000	0.99	0	0	2.96955
238	250.3	9.7	22	13000	0.99	0	0	3.60914
239	252.8	7.3	22	13000	0.99	0	0	1.93597
240	252.8	8.5	22	13000	0.99	0	0	1.1437
241	252.8	9.7	22	13000	0.99	0	0	1.17292
242	251.8	7.3	22	13000	0.99	0	0	1.88593
243	251.8	8.5	22	13000	0.99	0	0	1.2469
244	251.8	9.7	22	13000	0.99	0	0	1.47049
245	252.3	7.3	22	13000	0.99	9	0	1.66809
246	252.3	8.5	22	13000	0.99	9	0	1.31606
247	252.3	9.7	22	13000	0.99	9	0	1.91134
248	252.3	7.9	22	13000	0.99	0	0	1.48498
249	252.3	9.1	22	13000	0.99	0	0	1.12038
250	251.3	8.5	22	13000	0.99	0	0	1.90337
251	253.3	8	22	13000	0.99	9	0	1.23459
252	252.3	8	22.5	13000	0.99	9	0	1.59921
253	252.3	8	22	12500	0.99	9	0	1.32894
254	252.3	8	22	13000	0.99	9	0	1.24456
255	252.3	8	21.5	13000	0.99	9	0	1.27125
256	254.3	8	22	13000	0.99	9	0	1.44928
257	252.8	7.3	22	13000	0.99	9	0	1.61942
258	253.3	7.3	22	13000	0.99	9	0	1.66957
259	253.8	7	22	13000	0.99	999	0	2.02329
260	253.3	7.5	22	13000	0.99	999	0	1.56635

FIG. B.5 – Table des modèles SWAN pour les données des années '96 -'97. (suite)

## B.2 Années maximum 2001-2002

Point	lambda	beta	Vo	Temperature	'mu '	'Td '	'Auto-absorption'	chi2
0	249.3	8.5	22	13000	1.8	1e+06	0	1.82511
1	249.3	8.5	22	13000	1.7	1e+06	0	2.49145
2	249.3	8.5	22	13000	1.6	1e+06	0	3.18334
3	252.3	8.5	22	13000	1.7	1e+06	0	1.32948
4	252.3	8.5	22	13000	1.6	1e+06	0	1.81068
5	249.3	8.5	21	13000	1.5	1e+06	0	3.56039
6	252.3	5.5	22	13000	1.8	1e+06	0	0.690354
7	255.3	8.5	22	13000	1.6	1e+06	0	0.983315
8	252.3	8.5	21	13000	1.5	1e+06	0	2.3295
9	255.3	8.5	21	13000	1.5	1e+06	0	1.23142
10	249.3	8.5	22	13000	1.9	1e+06	0	1.20164
11	249.3	8.5	23	13000	1.8	1e+06	0	2.45996
12	252.3	8.5	22	13000	1.9	1e+06	0	0.543736
13	252.3	8.5	23	13000	1.8	1e+06	0	1.16748
14	252.3	8.5	22	13000	1.8	1e+06	0	0.772373
15	252.3	5.5	21	13000	1.5	1e+06	0	0.769452
16	255.3	8.5	22	13000	1.9	1e+06	0	0.399231
17	255.3	8.5	23	13000	1.8	1e+06	0	0.65495
18	255.3	5.5	22	13000	1.7	1e+06	0	0.676164
19	255.3	5.5	22	13000	1.8	1e+06	0	0.934673
20	255.3	8.5	22	13000	1.7	1e+06	0	0.620295
21	255.3	8.5	22	13000	1.8	1e+06	0	0.441382
22	252.3	11.5	22	13000	1.8	1e+06	0	2.45834
23	252.3	11.5	21	13000	1.5	1e+06	0	4.79148
24	255.3	11.5	22	13000	1.7	1e+06	0	1.94073
25	255.3	11.5	22	13000	1.8	1e+06	0	1.33967
26	255.3	5.5	21	13000	1.5	1e+06	0	0.450939
27	255.3	5.5	21	13000	1.4	1e+06	0	0.65133
28	252.3	8.5	21	13000	1.7	1e+06	0	0.854502
29	255.3	8.5	21	13000	1.7	1e+06	0	0.462123
30	252.3	5.5	21	13000	1.7	1e+06	0	0.443054
31	255.3	5.5	21	13000	1.7	1e+06	0	0.602559
32	252.3	8.5	21	13000	1.6	1e+06	0	1.39252
33	252.3	5.5	21	13000	1.6	1e+06	0	0.519814
34	249.3	8.5	22	13000	1.5	1.67e+06	0	1.46178
35	249.3	11.5	22	13000	1.5	1.67e+06	0	3.36389
36	252.3	5.5	22	13000	1.5	1.67e+06	0	0.757945
37	252.3	8.5	22	13000	1.5	1.67e+06	0	0.675434
38	252.3	11.5	22	13000	1.5	1.67e+06	0	2.19609
39	255.3	5.5	22	13000	1.5	1.67e+06	0	1.07567
40	255.3	8.5	22	13000	1.5	1.67e+06	0	0.416464
41	255.3	11.5	22	13000	1.5	1.67e+06	0	1.15283
42	252.3	8.5	21	13000	1.6	1.67e+06	0	0.288459
43	255.3	8.5	21	13000	1.6	1.67e+06	0	0.524118
44	249.3	11.5	21	13000	1.6	1.67e+06	0	1.78655
45	252.3	11.5	21	13000	1.6	1.67e+06	0	0.802824
46	249.3	5.5	21	13000	1.6	1.67e+06	0	0.860106
47	249.3	8.5	21	13000	1.6	1.67e+06	0	0.536663
48	252.3	5.5	21	13000	1.6	1.67e+06	0	1.13727
49	255.3	5.5	21	13000	1.6	1.67e+06	0	2.02377
50	255.3	11.5	21	13000	1.6	1.67e+06	0	0.496891
51	252.3	8.5	22	13000	1.6	1.67e+06	0	0.396104
52	249.3	8.5	22	13000	1.6	1.67e+06	0	0.836485
53	255.3	8.5	22	13000	1.6	1.67e+06	0	0.477483

FIG. B.6 – Table des modèles SWAN pour les données des années '01 - '02.

Point	lambda	beta	Vo	Temperature	'mu '	'Td '	'Auto-absorption'	chi2
54	249.3	5.5	22	13000	1.6	1.67e+06	0	1.00029
55	252.3	5.5	22	13000	1.6	1.67e+06	0	1.13347
56	255.3	5.5	22	13000	1.6	1.67e+06	0	1.90396
57	249.3	11.5	22	13000	1.6	1.67e+06	0	2.1058
58	252.3	11.5	22	13000	1.6	1.67e+06	0	1.08234
59	255.3	11.5	22	13000	1.6	1.67e+06	0	0.596163
60	249.3	5.5	21	13000	1.7	1.67e+06	0	1.31343
61	249.3	8.5	21	13000	1.7	1.67e+06	0	0.420098
62	249.3	11.5	21	13000	1.7	1.67e+06	0	0.890391
63	252.3	5.5	21	13000	1.7	1.67e+06	0	1.85195
64	252.3	8.5	21	13000	1.7	1.67e+06	0	0.449111
65	252.3	11.5	21	13000	1.7	1.67e+06	0	0.397814
66	255.3	5.5	21	13000	1.7	1.67e+06	0	3.00333
67	255.3	8.5	21	13000	1.7	1.67e+06	0	1.08679
68	255.3	11.5	21	13000	1.7	1.67e+06	0	0.383704
69	249.3	5.5	21	13000	1.6	1e+06	0	1.1012
70	249.3	8.5	21	13000	1.6	1e+06	0	2.54154
71	249.3	11.5	21	13000	1.6	1e+06	0	5.29804
72	252.3	11.5	21	13000	1.6	1e+06	0	3.57068
73	255.3	5.5	21	13000	1.6	1e+06	0	0.442516
74	255.3	8.5	21	13000	1.6	1e+06	0	0.755109
75	255.3	11.5	21	13000	1.6	1e+06	0	2.58005
76	249.3	5.5	21	13000	1.7	1e+06	0	0.777735
77	249.3	8.5	21	13000	1.7	1e+06	0	1.9541
78	249.3	11.5	21	13000	1.7	1e+06	0	4.04812
79	252.3	11.5	21	13000	1.7	1e+06	0	2.58974
80	255.3	11.5	21	13000	1.7	1e+06	0	1.63938
81	249.3	14.5	21	13000	1.7	1.67e+06	0	2.6468
82	252.3	14.5	21	13000	1.7	1.67e+06	0	1.83902
83	255.3	14.5	21	13000	1.7	1.67e+06	0	1.09974
84	258.3	5.5	21	13000	1.7	1.67e+06	0	4.32744
85	258.3	8.5	21	13000	1.7	1.67e+06	0	2.06671
86	258.3	11.5	21	13000	1.7	1.67e+06	0	0.988321
87	258.3	14.5	21	13000	1.7	1.67e+06	0	1.05958
88	249.3	5.5	21	13000	1.4	0	0	1.86201
89	249.3	8.5	21	13000	1.4	0	0	3.7006
90	249.3	11.5	21	13000	1.4	0	0	7.06154
91	252.3	5.5	21	13000	1.4	0	0	0.795917
92	252.3	8.5	21	13000	1.4	0	0	2.46694
93	252.3	11.5	21	13000	1.4	0	0	5.03647
94	255.3	5.5	21	13000	1.4	0	0	0.452204
95	255.3	8.5	21	13000	1.4	0	0	1.3473
96	255.3	11.5	21	13000	1.4	0	0	3.74739
97	249.3	5.5	21	13000	1.5	0	0	1.03369
98	249.3	8.5	21	13000	1.5	0	0	2.48885
99	249.3	11.5	21	13000	1.5	0	0	5.26341
100	252.3	5.5	21	13000	1.5	0	0	0.479958
101	252.3	8.5	21	13000	1.5	0	0	1.361
102	252.3	11.5	21	13000	1.5	0	0	3.56686
103	255.3	5.5	21	13000	1.5	0	0	0.430048
104	255.3	8.5	21	13000	1.5	0	0	0.74901
105	255.3	11.5	21	13000	1.5	0	0	2.59761
106	249.3	5.5	21	13000	1.6	0	0	0.7165
107	249.3	8.5	21	13000	1.6	0	0	1.83258

FIG. B.7 – Table des modèles SWAN pour les données des années '01 -'02. (suite)

Point	lambda	beta	Vo	Temperature	'mu '	'Td '	'Auto-absorption'	chi2
108	249.3	11.5	21	13000	1.6	0	0	3.85251
109	252.3	5.5	21	13000	1.6	0	0	0.431548
110	252.3	8.5	21	13000	1.6	0	0	0.780254
111	252.3	11.5	21	13000	1.6	0	0	2.64533
112	255.3	5.5	21	13000	1.6	0	0	0.640625
113	255.3	8.5	21	13000	1.6	0	0	0.435695
114	255.3	11.5	21	13000	1.6	0	0	1.55166
115	249.3	5.5	21	13000	1.7	0	0	0.60775
116	249.3	8.5	21	13000	1.7	0	0	0.974751
117	249.3	11.5	21	13000	1.7	0	0	2.6643
118	252.3	5.5	21	13000	1.7	0	0	0.598804
119	252.3	8.5	21	13000	1.7	0	0	0.403017
120	252.3	11.5	21	13000	1.7	0	0	1.54416
121	255.3	5.5	21	13000	1.7	0	0	1.07029
122	255.3	8.5	21	13000	1.7	0	0	0.351139
123	255.3	11.5	21	13000	1.7	0	0	0.936289
124	249.3	5.5	21	13000	1.8	0	0	0.717615
125	249.3	8.5	21	13000	1.8	0	0	0.590551
126	249.3	11.5	21	13000	1.8	0	0	1.99793
127	252.3	5.5	21	13000	1.8	0	0	0.936984
128	252.3	8.5	21	13000	1.8	0	0	0.276218
129	252.3	11.5	21	13000	1.8	0	0	0.942034
130	255.3	5.5	21	13000	1.8	0	0	1.63646
131	255.3	8.5	21	13000	1.8	0	0	0.443749
132	255.3	11.5	21	13000	1.8	0	0	0.588586
133	249.3	5.5	21	13000	1.9	0	0	0.977399
134	249.3	8.5	21	13000	1.9	0	0	0.43005
135	249.3	11.5	21	13000	1.9	0	0	1.43276
136	252.3	5.5	21	13000	1.9	0	0	1.37746
137	252.3	8.5	21	13000	1.9	0	0	0.312522
138	252.3	11.5	21	13000	1.9	0	0	0.582636
139	255.3	5.5	21	13000	1.9	0	0	2.39137
140	255.3	8.5	21	13000	1.9	0	0	0.674786
141	255.3	11.5	21	13000	1.9	0	0	0.42118
142	249.3	5.5	22	13000	1.4	0	0	2.40606
143	249.3	8.5	22	13000	1.4	0	0	4.44418
144	249.3	11.5	22	13000	1.4	0	0	8.0608
145	252.3	5.5	22	13000	1.4	0	0	1.15034
146	252.3	8.5	22	13000	1.4	0	0	2.96931
147	252.3	11.5	22	13000	1.4	0	0	5.76099
148	255.3	5.5	22	13000	1.4	0	0	0.646907
149	255.3	8.5	22	13000	1.4	0	0	1.65125
150	255.3	11.5	22	13000	1.4	0	0	4.22782
151	249.3	5.5	22	13000	1.5	0	0	1.48595
152	249.3	8.5	22	13000	1.5	0	0	3.10385
153	249.3	11.5	22	13000	1.5	0	0	6.12117
154	252.3	5.5	22	13000	1.5	0	0	0.750053
155	252.3	8.5	22	13000	1.5	0	0	1.75856
156	252.3	11.5	22	13000	1.5	0	0	4.15241
157	255.3	5.5	22	13000	1.5	0	0	0.547872
158	255.3	8.5	22	13000	1.5	0	0	0.962763
159	255.3	11.5	22	13000	1.5	0	0	2.96584
160	249.3	5.5	22	13000	1.6	0	0	1.06394
161	249.3	8.5	22	13000	1.6	0	0	2.31828

FIG. B.8 – Table des modèles SWAN pour les données des années '01 -'02. (suite)

Point	lambda	beta	Vo	Temperature	'mu '	'Td '	'Auto-absorption'	chi2
162	249.3	11.5	22	13000	1.6	0	0	4.55258
163	252.3	5.5	22	13000	1.6	0	0	0.612734
164	252.3	8.5	22	13000	1.6	0	0	1.22649
165	252.3	11.5	22	13000	1.6	0	0	3.11121
166	255.3	5.5	22	13000	1.6	0	0	0.689956
167	255.3	8.5	22	13000	1.6	0	0	0.562257
168	255.3	11.5	22	13000	1.6	0	0	1.81765
169	249.3	5.5	22	13000	1.7	0	0	0.902034
170	249.3	8.5	22	13000	1.7	0	0	1.44761
171	249.3	11.5	22	13000	1.7	0	0	3.3954
172	252.3	5.5	22	13000	1.7	0	0	0.700451
173	252.3	8.5	22	13000	1.7	0	0	0.656863
174	252.3	11.5	22	13000	1.7	0	0	2.22134
175	255.3	5.5	22	13000	1.7	0	0	1.01889
176	255.3	8.5	22	13000	1.7	0	0	0.40485
177	255.3	11.5	22	13000	1.7	0	0	1.17706
178	249.3	5.5	22	13000	1.8	0	0	0.893752
179	249.3	8.5	22	13000	1.8	0	0	0.91325
180	249.3	11.5	22	13000	1.8	0	0	2.33747
181	252.3	5.5	22	13000	1.8	0	0	0.955592
182	252.3	8.5	22	13000	1.8	0	0	0.402911
183	252.3	11.5	22	13000	1.8	0	0	1.25369
184	255.3	5.5	22	13000	1.8	0	0	1.52833
185	255.3	8.5	22	13000	1.8	0	0	0.418396
186	255.3	11.5	22	13000	1.8	0	0	0.696952
187	249.3	5.5	22	13000	1.9	0	0	1.0885
188	249.3	8.5	22	13000	1.9	0	0	0.650358
189	249.3	11.5	22	13000	1.9	0	0	1.84197
190	252.3	5.5	22	13000	1.9	0	0	1.35516
191	252.3	8.5	22	13000	1.9	0	0	0.365678
192	252.3	11.5	22	13000	1.9	0	0	0.783695
193	255.3	5.5	22	13000	1.9	0	0	2.26475
194	255.3	8.5	22	13000	1.9	0	0	0.591033
195	255.3	11.5	22	13000	1.9	0	0	0.594599
196	249.3	5.5	23	13000	1.4	0	0	3.10363
197	249.3	8.5	23	13000	1.4	0	0	5.3342
198	249.3	11.5	23	13000	1.4	0	0	9.21441
199	252.3	5.5	23	13000	1.4	0	0	1.63607
200	252.3	8.5	23	13000	1.4	0	0	3.61189
201	252.3	11.5	23	13000	1.4	0	0	6.61827
202	255.3	5.5	23	13000	1.4	0	0	0.958394
203	255.3	8.5	23	13000	1.4	0	0	2.07993
204	255.3	11.5	23	13000	1.4	0	0	4.84369
205	249.3	5.5	23	13000	1.5	0	0	2.06836
206	249.3	8.5	23	13000	1.5	0	0	3.88096
207	249.3	11.5	23	13000	1.5	0	0	7.13515
208	252.3	5.5	23	13000	1.5	0	0	1.13365
209	252.3	8.5	23	13000	1.5	0	0	2.29642
210	252.3	11.5	23	13000	1.5	0	0	4.90319
211	255.3	5.5	23	13000	1.5	0	0	0.774791
212	255.3	8.5	23	13000	1.5	0	0	1.45626
213	255.3	11.5	23	13000	1.5	0	0	3.47507
214	249.3	5.5	23	13000	1.6	0	0	1.53476
215	249.3	8.5	23	13000	1.6	0	0	3.10425

FIG. B.9 – Table des modèles SWAN pour les données des années '01 -'02. (suite)

Point	lambda	beta	Vo	Temperature	'mu '	'Td '	'Auto-absorption'	chi2
216	249.3	11.5	23	13000	1.6	0	0	5.43422
217	252.3	5.5	23	13000	1.6	0	0	0.912715
218	252.3	8.5	23	13000	1.6	0	0	1.4993
219	252.3	11.5	23	13000	1.6	0	0	3.53667
220	255.3	5.5	23	13000	1.6	0	0	0.860776
221	255.3	8.5	23	13000	1.6	0	0	0.814685
222	255.3	11.5	23	13000	1.6	0	0	2.22844
223	249.3	5.5	23	13000	1.7	0	0	1.30986
224	249.3	8.5	23	13000	1.7	0	0	2.2525
225	249.3	11.5	23	13000	1.7	0	0	4.2338
226	252.3	5.5	23	13000	1.7	0	0	0.931612
227	252.3	8.5	23	13000	1.7	0	0	1.02519
228	252.3	11.5	23	13000	1.7	0	0	2.79186
229	255.3	5.5	23	13000	1.7	0	0	1.09824
230	255.3	8.5	23	13000	1.7	0	0	0.586836
231	255.3	11.5	23	13000	1.7	0	0	1.52735
232	249.3	5.5	23	13000	1.8	0	0	1.21532
233	249.3	8.5	23	13000	1.8	0	0	1.38524
234	249.3	11.5	23	13000	1.8	0	0	3.06279
235	252.3	5.5	23	13000	1.8	0	0	1.10692
236	252.3	8.5	23	13000	1.8	0	0	0.673124
237	252.3	11.5	23	13000	1.8	0	0	1.70876
238	255.3	5.5	23	13000	1.8	0	0	1.67979
239	255.3	8.5	23	13000	1.8	0	0	0.517493
240	255.3	11.5	23	13000	1.8	0	0	0.960222
241	249.3	5.5	23	13000	1.9	0	0	1.33678
242	249.3	8.5	23	13000	1.9	0	0	1.03715
243	249.3	11.5	23	13000	1.9	0	0	2.42395
244	252.3	5.5	23	13000	1.9	0	0	1.45353
245	252.3	8.5	23	13000	1.9	0	0	0.56255
246	252.3	11.5	23	13000	1.9	0	0	1.14012
247	255.3	5.5	23	13000	1.9	0	0	2.23913
248	255.3	8.5	23	13000	1.9	0	0	0.627917
249	255.3	11.5	23	13000	1.9	0	0	0.771973
250	249.3	2.5	21	13000	1.4	0	0	1.00334
251	249.3	14.5	21	13000	1.4	0	0	11.6541
252	252.3	2.5	21	13000	1.4	0	0	0.72295
253	252.3	14.5	21	13000	1.4	0	0	9.05062
254	255.3	2.5	21	13000	1.4	0	0	0.946389
255	255.3	14.5	21	13000	1.4	0	0	7.00387
256	249.3	2.5	21	13000	1.5	0	0	0.991638
257	249.3	14.5	21	13000	1.5	0	0	9.24686
258	252.3	2.5	21	13000	1.5	0	0	0.994764
259	252.3	14.5	21	13000	1.5	0	0	6.99089
260	255.3	2.5	21	13000	1.5	0	0	1.49327
261	255.3	14.5	21	13000	1.5	0	0	5.26442
262	249.3	2.5	21	13000	1.6	0	0	1.22398
263	249.3	14.5	21	13000	1.6	0	0	7.31801
264	252.3	2.5	21	13000	1.6	0	0	1.48498
265	252.3	14.5	21	13000	1.6	0	0	5.35762
266	255.3	2.5	21	13000	1.6	0	0	2.3612
267	255.3	14.5	21	13000	1.6	0	0	3.92933
268	249.3	2.5	21	13000	1.7	0	0	1.71348
269	249.3	14.5	21	13000	1.7	0	0	5.60817

FIG. B.10 – Table des modèles SWAN pour les données des années '01 - '02. (suite)

Point	lambda	beta	Vo	Temperature	'mu '	'Td '	'Auto-absorption'	chi2
270	252.3	2.5	21	13000	1.7	0	0	2.18899
271	252.3	14.5	21	13000	1.7	0	0	3.93779
272	255.3	2.5	21	13000	1.7	0	0	3.31889
273	255.3	14.5	21	13000	1.7	0	0	3.0041
274	249.3	2.5	21	13000	1.8	0	0	2.28265
275	249.3	14.5	21	13000	1.8	0	0	4.24371
276	252.3	2.5	21	13000	1.8	0	0	3.1549
277	252.3	14.5	21	13000	1.8	0	0	2.84308
278	255.3	2.5	21	13000	1.8	0	0	4.56901
279	255.3	14.5	21	13000	1.8	0	0	1.96616
280	249.3	2.5	21	13000	1.9	0	0	3.15039
281	249.3	14.5	21	13000	1.9	0	0	3.2264
282	252.3	2.5	21	13000	1.9	0	0	4.21265
283	252.3	14.5	21	13000	1.9	0	0	2.2903
284	255.3	2.5	21	13000	1.9	0	0	5.46282
285	255.3	14.5	21	13000	1.9	0	0	1.40932
286	249.3	2.5	22	13000	1.4	0	0	1.43834
287	249.3	14.5	22	13000	1.4	0	0	12.9635
288	252.3	2.5	22	13000	1.4	0	0	1.00028
289	252.3	14.5	22	13000	1.4	0	0	10.0332
290	255.3	2.5	22	13000	1.4	0	0	1.09559
291	255.3	14.5	22	13000	1.4	0	0	7.70642
292	249.3	2.5	22	13000	1.5	0	0	1.33528
293	249.3	14.5	22	13000	1.5	0	0	29.7591
294	252.3	2.5	22	13000	1.5	0	0	1.19248
295	252.3	14.5	22	13000	1.5	0	0	7.85978
296	255.3	2.5	22	13000	1.5	0	0	1.57495
297	255.3	14.5	22	13000	1.5	0	0	5.86507
298	249.3	2.5	22	13000	1.6	0	0	1.48291
299	249.3	14.5	22	13000	1.6	0	0	8.28265
300	252.3	2.5	22	13000	1.6	0	0	1.61441
301	252.3	14.5	22	13000	1.6	0	0	6.04607
302	255.3	2.5	22	13000	1.6	0	0	2.40149
303	255.3	14.5	22	13000	1.6	0	0	4.37783
304	249.3	2.5	22	13000	1.7	0	0	1.86116
305	249.3	14.5	22	13000	1.7	0	0	6.65187
306	252.3	2.5	22	13000	1.7	0	0	2.22134
307	252.3	14.5	22	13000	1.7	0	0	4.67761
308	255.3	2.5	22	13000	1.7	0	0	3.4398
309	255.3	14.5	22	13000	1.7	0	0	3.47432
310	249.3	2.5	22	13000	1.8	0	0	2.55399
311	249.3	14.5	22	13000	1.8	0	0	5.09236
312	252.3	2.5	22	13000	1.8	0	0	3.20054
313	252.3	14.5	22	13000	1.8	0	0	3.41513
314	255.3	2.5	22	13000	1.8	0	0	4.48766
315	255.3	14.5	22	13000	1.8	0	0	2.30496
316	249.3	2.5	22	13000	1.9	0	0	3.26202
317	249.3	14.5	22	13000	1.9	0	0	3.94048
318	252.3	2.5	22	13000	1.9	0	0	4.21749
319	252.3	14.5	22	13000	1.9	0	0	2.72971
320	255.3	2.5	22	13000	1.9	0	0	5.11765
321	255.3	14.5	22	13000	1.9	0	0	1.63367
322	249.3	2.5	23	13000	1.4	0	0	2.00152
323	249.3	14.5	23	13000	1.4	0	0	37.6307

FIG. B.11 – Table des modèles SWAN pour les données des années '01 -'02. (suite)

Point	lambda	beta	Vo	Temperature	'mu '	'Td '	'Auto-absorption'	chi2
324	252.3	2.5	23	13000	1.4	0	0	1.38909
325	252.3	14.5	23	13000	1.4	0	0	11.1902
326	255.3	2.5	23	13000	1.4	0	0	1.34767
327	255.3	14.5	23	13000	1.4	0	0	8.56765
328	249.3	2.5	23	13000	1.5	0	0	1.79385
329	249.3	14.5	23	13000	1.5	0	0	11.7711
330	252.3	2.5	23	13000	1.5	0	0	1.49528
331	252.3	14.5	23	13000	1.5	0	0	8.88041
332	255.3	2.5	23	13000	1.5	0	0	1.75866
333	255.3	14.5	23	13000	1.5	0	0	6.61457
334	249.3	2.5	23	13000	1.6	0	0	1.87418
335	249.3	14.5	23	13000	1.6	0	0	9.48168
336	252.3	2.5	23	13000	1.6	0	0	1.87049
337	252.3	14.5	23	13000	1.6	0	0	6.94607
338	255.3	2.5	23	13000	1.6	0	0	2.41286
339	255.3	14.5	23	13000	1.6	0	0	5.01184
340	249.3	2.5	23	13000	1.7	0	0	2.14625
341	249.3	14.5	23	13000	1.7	0	0	7.79771
342	252.3	2.5	23	13000	1.7	0	0	2.36906
343	252.3	14.5	23	13000	1.7	0	0	5.51742
344	255.3	2.5	23	13000	1.7	0	0	3.13291
345	255.3	14.5	23	13000	1.7	0	0	3.84237
346	249.3	2.5	23	13000	1.8	0	0	2.60999
347	249.3	14.5	23	13000	1.8	0	0	6.07323
348	252.3	2.5	23	13000	1.8	0	0	3.09791
349	252.3	14.5	23	13000	1.8	0	0	4.14119
350	255.3	2.5	23	13000	1.8	0	0	4.10965
351	255.3	14.5	23	13000	1.8	0	0	2.77028
352	249.3	2.5	23	13000	1.9	0	0	3.19549
353	249.3	14.5	23	13000	1.9	0	0	4.77014
354	252.3	2.5	23	13000	1.9	0	0	3.89139
355	252.3	14.5	23	13000	1.9	0	0	3.09632
356	255.3	2.5	23	13000	1.9	0	0	5.10227
357	255.3	14.5	23	13000	1.9	0	0	1.97841
358	249.3	2.5	19	13000	1.4	0	0	0.573167
359	249.3	5.5	19	13000	1.4	0	0	1.00816
360	249.3	8.5	19	13000	1.4	0	0	2.7146
361	249.3	11.5	19	13000	1.4	0	0	5.58137
362	249.3	14.5	19	13000	1.4	0	0	9.55115
363	252.3	2.5	19	13000	1.4	0	0	0.585176
364	252.3	5.5	19	13000	1.4	0	0	0.521383
365	252.3	8.5	19	13000	1.4	0	0	1.72003
366	252.3	11.5	19	13000	1.4	0	0	4.1066
367	252.3	14.5	19	13000	1.4	0	0	7.5629
368	255.3	2.5	19	13000	1.4	0	0	1.03349
369	255.3	5.5	19	13000	1.4	0	0	0.480566
370	255.3	8.5	19	13000	1.4	0	0	1.17537
371	255.3	11.5	19	13000	1.4	0	0	3.04121
372	255.3	14.5	19	13000	1.4	0	0	6.02095
373	249.3	2.5	19	13000	1.5	0	0	0.73311
374	249.3	5.5	19	13000	1.5	0	0	0.598538
375	249.3	8.5	19	13000	1.5	0	0	1.72305
376	249.3	11.5	19	13000	1.5	0	0	4.04715
377	249.3	14.5	19	13000	1.5	0	0	7.46867

FIG. B.12 – Table des modèles SWAN pour les données des années '01 - '02. (suite)

Point	lambda	beta	Vo	Temperature	'mu '	'Td '	'Auto-absorption'	chi2
378	252.3	2.5	19	13000	1.5	0	0	1.00419
379	252.3	5.5	19	13000	1.5	0	0	0.378364
380	252.3	8.5	19	13000	1.5	0	0	1.01247
381	252.3	11.5	19	13000	1.5	0	0	2.83882
382	252.3	14.5	19	13000	1.5	0	0	5.76794
383	255.3	2.5	19	13000	1.5	0	0	1.69446
384	255.3	5.5	19	13000	1.5	0	0	0.596663
385	255.3	8.5	19	13000	1.5	0	0	0.743728
386	255.3	11.5	19	13000	1.5	0	0	2.08075
387	255.3	14.5	19	13000	1.5	0	0	4.53768
388	249.3	2.5	19	13000	1.6	0	0	1.13488
389	249.3	5.5	19	13000	1.6	0	0	0.458977
390	249.3	8.5	19	13000	1.6	0	0	1.04995
391	249.3	11.5	19	13000	1.6	0	0	2.82846
392	249.3	14.5	19	13000	1.6	0	0	5.73181
393	252.3	2.5	19	13000	1.6	0	0	1.63927
394	252.3	5.5	19	13000	1.6	0	0	0.494411
395	252.3	8.5	19	13000	1.6	0	0	0.611178
396	252.3	11.5	19	13000	1.6	0	0	1.90771
397	252.3	14.5	19	13000	1.6	0	0	4.32782
398	255.3	2.5	19	13000	1.6	0	0	2.55741
399	255.3	5.5	19	13000	1.6	0	0	0.956303
400	255.3	8.5	19	13000	1.6	0	0	0.606867
401	255.3	11.5	19	13000	1.6	0	0	3.37759
402	255.3	14.5	19	13000	1.6	0	0	1.43288
403	249.3	2.5	19	13000	1.7	0	0	1.77618
404	249.3	5.5	19	13000	1.7	0	0	0.568888
405	249.3	8.5	19	13000	1.7	0	0	0.636101
406	249.3	11.5	19	13000	1.7	0	0	1.90128
407	249.3	14.5	19	13000	1.7	0	0	4.28182
408	252.3	2.5	19	13000	1.7	0	0	2.50282
409	252.3	5.5	19	13000	1.7	0	0	0.859636
410	252.3	8.5	19	13000	1.7	0	0	0.458546
411	252.3	11.5	19	13000	1.7	0	0	1.25719
412	252.3	14.5	19	13000	1.7	0	0	3.15705
413	255.3	2.5	19	13000	1.7	0	0	3.65213
414	255.3	5.5	19	13000	1.7	0	0	1.53167
415	255.3	8.5	19	13000	1.7	0	0	0.705584
416	255.3	11.5	19	13000	1.7	0	0	1.04418
417	255.3	14.5	19	13000	1.7	0	0	2.49452
418	249.3	2.5	19	13000	1.8	0	0	2.49044
419	249.3	5.5	19	13000	1.8	0	0	0.845392
420	249.3	8.5	19	13000	1.8	0	0	0.467441
421	249.3	11.5	19	13000	1.8	0	0	1.28923
422	249.3	14.5	19	13000	1.8	0	0	3.2561
423	252.3	2.5	19	13000	1.8	0	0	3.39945
424	252.3	5.5	19	13000	1.8	0	0	1.33048
425	252.3	8.5	19	13000	1.8	0	0	0.495693
426	252.3	11.5	19	13000	1.8	0	0	0.863989
427	252.3	14.5	19	13000	1.8	0	0	2.36952
428	255.3	2.5	19	13000	1.8	0	0	4.72622
429	255.3	5.5	19	13000	1.8	0	0	2.22038
430	255.3	8.5	19	13000	1.8	0	0	0.952679
431	255.3	11.5	19	13000	1.8	0	0	0.854025

FIG. B.13 – Table des modèles SWAN pour les données des années '01 - '02. (suite)

Point	lambda	beta	Vo	Temperature	'mu '	'Td '	'Auto-absorption'	chi2
432	255.3	14.5	19	13000	1.8	0	0	1.89408
433	249.3	2.5	19	13000	1.9	0	0	3.32708
434	249.3	5.5	19	13000	1.9	0	0	1.26865
435	249.3	8.5	19	13000	1.9	0	0	0.471764
436	249.3	11.5	19	13000	1.9	0	0	0.884338
437	249.3	14.5	19	13000	1.9	0	0	2.44844
438	252.3	2.5	19	13000	1.9	0	0	4.41318
439	252.3	5.5	19	13000	1.9	0	0	1.93008
440	252.3	8.5	19	13000	1.9	0	0	0.691921
441	252.3	11.5	19	13000	1.9	0	0	0.65689
442	252.3	14.5	19	13000	1.9	0	0	1.76911
443	255.3	2.5	19	13000	1.9	0	0	5.92908
444	255.3	5.5	19	13000	1.9	0	0	3.00226
445	255.3	8.5	19	13000	1.9	0	0	1.32443
446	255.3	11.5	19	13000	1.9	0	0	0.842003
447	255.3	14.5	19	13000	1.9	0	0	1.50817

FIG. B.14 – Table des modèles SWAN pour les données des années '01 - '02. (suite)

## Annexe C

# Tables des cascades radiatives

Dans cet annexe on liste, dans des tables séparées pour chaque ion, la probabilité des cascades radiatives en nombre de photons émis par raie issue de l'échange de charge avec un atome H, He ou une molécule H<sub>2</sub>. La probabilité d'émission due aux échanges de charge avec H<sub>2</sub> est présentée là où on ne dispose pas de probabilité calculée pour les échanges de charge avec H, et remplace cette dernière.

Tous les résultats présentés sont calculés par l'équipe du Dr. Vasili Kharchenko du Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, à Cambridge-Massachusetts.

De la table C.1 à la table C.5 les probabilités sont calculées en tenant compte de la structure exacte de l'ion et des niveaux d'énergie occupés déjà par les électrons de l'ion. Les tables restantes sont calculées en faisant l'hypothèse que chaque ion est de type hydrogénoïde et sont moins précises. Elles sont notées avec la lettre *h*.

TAB. C.1 – Carbon Ions

$C^{6+} \rightarrow C^{5+}$		Slow SW		Fast SW	
Transition	Energy (eV)	$Y(H, X^{Q+})$	$Y(He, X^{Q+})$	$Y(H, X^{Q+})$	$Y(He, X^{Q+})$
5→4	11.0	0.0402	0.0199	0.0665	0.0520
4→3	23.8	0.4277	0.0932	0.4553	0.0819
5→3	34.8	0.0416	0.0320	0.0450	0.0342
3→2	68.0	0.3626	0.4316	0.4048	0.5517
4→2	91.8	0.2857	0.0982	0.2907	0.0712
5→2	102.9	0.0437	0.0613	0.0277	0.0455
2s→1s	183.7	0.0857	0.1129	0.0764	0.0913
2p→1s	367.4	0.6498	0.5347	0.6871	0.6228
3→1	435.4	0.1076	0.2113	0.1014	0.1909
4→1	459.2	0.1650	0.1737	0.1535	0.1108
$C^{5+} \rightarrow C^{4+}$		Slow SW		Fast SW	
Transition	Energy (eV)	$Y(H_2, X^{Q+})$	$Y(He, X^{Q+})$	$Y(H_2, X^{Q+})$	$Y(He, X^{Q+})$
1s2p $^3P \rightarrow 1s2s$ $^3P$	5.5	0.4414	0.5390	0.3994	0.5181
1s4f $^3F \rightarrow 1s3d$ $^3D$	16.6	0.1507	0	0.1483	0
1s3s $^1S \rightarrow 1s2p$ $^1P$	45.6	0.0306	0.1024	0.0264	0.0750
1s3s $^3S \rightarrow 1s2p$ $^3P$	47.6	0.1423	0.4096	0.1159	0.2999
1s3d $^3D \rightarrow 1s2p$ $^3P$	49.8	0.2542	0.1908	0.2413	0.2726
1s3p $^3P \rightarrow 1s2s$ $^3S$	54.6	0.2264	0.1940	0.3125	0.2148
1s2s $^1S \rightarrow 1s^2$ $^1S$	152.2	0.0081	0.0058	0.0089	0.0076
1s2s $^3S \rightarrow 1s^2$ $^1S$	299.0	0.7469	0.7352	0.7519	0.7377
1s2p $^3P \rightarrow 1s^2$ $^1S$	304.2	0.0529	0.0646	0.0479	0.0621
1s2p $^1P \rightarrow 1s^2$ $^1S$	307.9	0.1169	0.1509	0.1081	0.1450
1s3p $^1P \rightarrow 1s^2$ $^1S$	354.5	0.0547	0.0462	0.0752	0.0512
1s4p $^1P \rightarrow 1s^2$ $^1S$	370.9	0.0243	0	0.0123	0

TAB. C.2 – Nitrogen Ions

$N^{7+} \rightarrow N^{6+}$		Slow SW		Fast SW	
Transition	Energy (eV)	$Y(H, X^{Q+})$	$Y(He, X^{Q+})$	$Y(H, X^{Q+})$	$Y(He, X^{Q+})$
6→5	8.1	0.0130	0.0004	0.0262	0.01296
5→4	15.0	0.4336	0.3702	0.4070	0.43365
6→4	23.1	0.0124	0.0002	0.0161	0.01241
4→3	32.4	0.3737	0.4296	0.3977	0.37367
5→3	47.4	0.2075	0.1822	0.2043	0.20755
3→2	92.6	0.5103	0.5312	0.5286	0.51028
4→2	125.0	0.1002	0.1339	0.1405	0.10021
5→2	140.0	0.1459	0.1224	0.1104	0.14587
2s→1s	250.0	0.0654	0.0593	0.0597	0.06536
2p→1s	500.0	0.7340	0.7579	0.7561	0.73403
3p→1s	592.6	0.0828	0.0807	0.0821	0.08279
4p→1s	625.0	0.0474	0.0583	0.0699	0.04744
5p→1s	640.0	0.0952	0.0734	0.0577	0.09520
$N^{6+} \rightarrow N^{5+}$		Slow SW		Fast SW	
Transition	Energy (eV)	$Y(H_2, X^{Q+})$	$Y(He, X^{Q+})$	$Y(H_2, X^{Q+})$	$Y(He, X^{Q+})$
1s2p $^3P \rightarrow 1s2s$ $^3S$	6.5	0.3814	0.2899	0.4133	0.3522
1s4s $^3S \rightarrow 1s3p$ $^3P$	23.6	0.0829	0	0.0496	0
1s4f $^3F \rightarrow 1s3d$ $^3D$	23.8	0.1460	0	0.2080	0.0376
1s3d $^1D \rightarrow 1s2p$ $^1P$	66.9	0.0474	0.0492	0.0648	0.0510
1s3s $^3S \rightarrow 1s2p$ $^3P$	68.6	0.0544	0.1462	0.0504	0.1988
1s3d $^3D \rightarrow 1s2p$ $^3P$	71.3	0.1967	0.1968	0.2654	0.2040
1s3p $^3P \rightarrow 1s2s$ $^3S$	76.9	0.1455	0.4273	0.1243	0.3475
1s4s $^3S \rightarrow 1s2p$ $^3P$	94.0	0.1195	0	0.0715	0
1s4d $^3D \rightarrow 1s2p$ $^3P$	95.1	0.1189	0.0291	0.1431	0.0492
1s4p $^3P \rightarrow 1s2s$ $^3S$	101.3	0.1646	0	0.1450	0
1s2s $^3S \rightarrow 1s^2$ $^1S$	419.8	0.6915	0.7173	0.6826	0.6997
1s2p $^3P \rightarrow 1s^2$ $^1S$	426.1	0.1080	0.0821	0.1171	0.0998
1s2p $^1P \rightarrow 1s^2$ $^1S$	430.7	0.1091	0.0927	0.1206	0.1125
1s3p $^1P \rightarrow 1s^2$ $^1S$	497.9	0.0354	0.1019	0.0306	0.0831
$N^{5+} \rightarrow N^{4+}$		Slow SW		Fast SW	
Transition	Energy (eV)	$Y(H, X^{Q+})$	$Y(He, X^{Q+})$	$Y(H, X^{Q+})$	$Y(He, X^{Q+})$
2p→2s	10.0	0.5864	0.7754	0.6605	0.7206
4s→3p	16.0	0.1371	0	0.0455	0
4p→3d	16.3	0.0087	0	0.0055	0
4f→3d	16.6	0.1145	0	0.1873	0
4d→3p	17.4	0.0310	0	0.0463	0
4p→3s	19.7	0.0398	0	0.0251	0
3s→2p	46.5	0.0407	0.6627	0.0484	0.4869
3d→2p	49.9	0.2422	0.1127	0.3938	0.2336
3p→2s	59.2	0.2466	0.2246	0.2341	0.2794
4s→2p	65.1	0.2024	0	0.0671	0
4d→2p	66.5	0.1012	0	0.1512	0
4p→2s	76.2	0.1670	0	0.1054	0

TAB. C.3 – Oxygen Ions

$O^{8+} \rightarrow O^{7+}$		Slow SW		Fast SW	
Transition	Energy (eV)	$Y(H, X^{Q+})$	$Y(He, X^{Q+})$	$Y(H, X^{Q+})$	
6→5	10.6	0.0556	0	0.0961	
5→4	19.6	0.3532	0.0016	0.3928	
6→4	30.2	0.0479	0	0.0512	
4→3	42.3	0.2866	0.3964	0.3401	
5→3	61.9	0.2202	0.0008	0.2302	
3→2	120.9	0.4570	0.3266	0.5119	
5→2	182.9	0.1643	0.0006	0.1612	
2s→1s	326.5	0.0720	0.0941	0.0604	
2p→1s	653.1	0.7074	0.6152	0.7539	
3p→1s	774.0	0.0912	0.1121	0.0850	
4p→1s	816.3	0.0332	0.2244	0.0323	
5p→1s	835.9	0.1023	0.0012	0.0857	
$O^{7+} \rightarrow O^{6+}$		Slow SW		Fast SW	
Transition	Energy (eV)	$Y(H, X^{Q+})$	$Y(He, X^{Q+})$	$Y(H, X^{Q+})$	
1s2p $^3P \rightarrow 1s2s$ $^3S$	7.6	0.4697	0.2674	0.4765	
1s5g $^3G \rightarrow 1s4f$ $^3F$	19.6	0.1534	0.0679	0.1638	
1s4f $^1F \rightarrow 1s3d$ $^1D$	32.4	0.1023	0.0447	0.1034	
1s4f $^3F \rightarrow 1s3d$ $^3D$	32.4	0.4093	0.1787	0.4136	
1s4d $^3D \rightarrow 1s3p$ $^3P$	33.5	0.0412	0.0187	0.0451	
1s4p $^3P \rightarrow 1s3s$ $^3S$	35.1	0.0076	0.0430	0.0108	
1s5f $^3F \rightarrow 1s3d$ $^3D$	47.4	0.0419	0.0313	0.0439	
1s3d $^3D \rightarrow 1s2p$ $^3P$	96.5	0.4543	0.2184	0.4639	
1s3p $^3P \rightarrow 1s2s$ $^3S$	103.0	0.0692	0.2690	0.0680	
1s4d $^3D \rightarrow 1s2p$ $^3P$	129.0	0.1330	0.0602	0.1456	
1s4p $^3P \rightarrow 1s2s$ $^3S$	136.1	0.0271	0.1522	0.0382	
1s2s $^3S \rightarrow 1s^2$ $^1S$	560.9	0.6081	0.6897	0.6052	
1s2p $^3P \rightarrow 1s^2$ $^1S$	568.5	0.1915	0.1090	0.1942	
1s2p $^1P \rightarrow 1s^2$ $^1S$	574.0	0.1576	0.0818	0.1611	
$O^{6+} \rightarrow O^{5+}$		Slow SW		Fast SW	
Transition	Energy (eV)	$Y(H, X^{Q+})$	$Y(He, X^{Q+})$	$Y(H, X^{Q+})$	$Y(He, X^{Q+})$
2p→2s	12.0	0.6283	0.4401	0.6927	0.4774
4s→3p	23.1	0.1159	0.00003	0.0985	0
4p→3d	23.4	0.0107	0.0037	0.0068	0.0006
4f→3d	23.9	0.2665	0	0.3000	0.0588
4d→3p	24.9	0.0366	0.0173	0.0516	0.0217
4p→3s	27.7	0.0541	0.0185	0.0346	0.0032
3s→2p	67.3	0.0557	0.0675	0.0415	0.1417
3d→2p	71.5	0.2835	0.3168	0.3396	0.2657
3p→2s	82.5	0.1560	0.4861	0.1694	0.5096
4s→2p	93.6	0.1709	0.00004	0.1452	0
4d→2p	95.4	0.1181	0.0558	0.1664	0.0700
4p→2s	107.0	0.2158	0.0738	0.1379	0.0129

TAB. C.4 – Neon Ions

Ne <sup>9+</sup> → Ne <sup>8+</sup>		Slow SW		Fast SW	
Transition	Energy (eV)	$Y(H_2, X^{Q+})$	$Y(He, X^{Q+})$	$Y(H_2, X^{Q+})$	$Y(He, X^{Q+})$
1s2p <sup>3</sup> P → 1s2s <sup>3</sup> S	9.9	0.3558	0.3139	0.3548	0.3114
1s5g <sup>3</sup> G → 1s4f <sup>3</sup> F	24.8	0.1189	0	0.1078	0
1s4f <sup>3</sup> F → 1s3d <sup>3</sup> D	53.0	0.2166	0.0866	0.1965	0.0908
1s4s <sup>3</sup> S → 1s3p <sup>3</sup> P	53.4	0.0345	0.1222	0.0375	0.1067
1s4f <sup>1</sup> F → 1s3d <sup>1</sup> D	53.6	0.0541	0.0216	0.0491	0.0227
1s4d <sup>3</sup> D → 1s3p <sup>3</sup> P	55.1	0.0168	0.0248	0.0200	0.0265
1s4p <sup>3</sup> P → 1s3s <sup>3</sup> S	57.2	0.0217	0.0501	0.0198	0.0535
1s5s <sup>3</sup> S → 1s3p <sup>3</sup> P	79.0	0.0544	0	0.0523	0
1s3d <sup>3</sup> D → 1s2p <sup>3</sup> P	158.4	0.2308	0.1612	0.2072	0.1692
1s3p <sup>3</sup> P → 1s2s <sup>3</sup> S	166.8	0.1316	0.1572	0.1405	0.1494
1s4s <sup>3</sup> S → 1s2p <sup>3</sup> P	210.3	0.0493	0.1749	0.0537	0.1527
1s4p <sup>3</sup> P → 1s2s <sup>3</sup> S	221.2	0.0749	0.1731	0.0683	0.1846
1s2s <sup>3</sup> S → 1s <sup>2</sup> <sup>1</sup> S	905.1	0.6245	0.6442	0.6250	0.6454
1s2p <sup>3</sup> P → 1s <sup>2</sup> <sup>1</sup> S	914.7	0.1726	0.1523	0.1721	0.1510
1s2p <sup>1</sup> P → 1s <sup>2</sup> <sup>1</sup> S	922.1	0.1196	0.1030	0.1198	0.1011
Ne <sup>8+</sup> → Ne <sup>7+</sup>		Slow SW		Fast SW	
Transition	Energy (eV)	$Y(H_2, X^{Q+})$	$Y(He, X^{Q+})$	$Y(H_2, X^{Q+})$	$Y(He, X^{Q+})$
2p → 2s	15.9	0.6636	0.5863	0.6668	0.6506
5s → 4p	18.9	0.0477	0	0.0467	0
5g → 4f	19.6	0.1510	0	0.1411	0
4s → 3p	41.4	0.0418	0.1496	0.0442	0.1556
4f → 3d	42.4	0.2690	0.1122	0.2514	0.1454
4d → 3p	43.9	0.0206	0.0323	0.0250	0.0398
4p → 3s	47.6	0.0250	0.0580	0.0222	0.0337
5s → 3p	62.2	0.0658	0	0.0645	0
3d → 2p	126.0	0.2868	0.2025	0.2647	0.2552
3p → 2s	140.6	0.1618	0.1964	0.1718	0.2230
4s → 2p	166.0	0.0616	0.2204	0.0652	0.2294
4d → 2p	168.4	0.0655	0.1024	0.0793	0.1263
4p → 2s	183.9	0.0938	0.2173	0.0832	0.1264
5s → 2p	186.8	0.1014	0	0.0995	0
5d → 2p	188.1	0.0995	0	0.1127	0
5p → 2s	203.9	0.0807	0	0.0782	0

TAB. C.5 – *Magnesium Ions*

$\text{Mg}^{10+} \rightarrow \text{Mg}^{9+}$		Slow SW		Fast SW	
Transition	Energy (eV)	$Y(\text{H}_2, X^{Q+})$	$Y(\text{He}, X^{Q+})$	$Y(\text{H}_2, X^{Q+})$	$Y(\text{He}, X^{Q+})$
6f→5g	16.6	0.0862	0	0.0861	0
6g→5f	16.6	0.1165	0	0.1134	0
2p→2s	19.8	0.6857	0.5900	0.6827	0.6530
5s→4p	29.7	0.0269	0.0666	0.0265	0.0659
5g→4f	30.6	0.2322	0.1025	0.2274	0.1329
6s→4p	47.1	0.0308	0	0.0304	0
6g→4f	47.2	0.0642	0	0.0604	0
4f→3d	66.3	0.2970	0.1209	0.2884	0.1617
5f→3d	96.9	0.0389	0.0573	0.0349	0.0706
5s→3p	97.1	0.0364	0.0903	0.0360	0.0893
3d→2p	195.7	0.3491	0.2134	0.3342	0.2719
3p→2s	214.0	0.1370	0.1659	0.1408	0.1799
4p→2s	281.4	0.0580	0.0928	0.0593	0.0834
5s→2p	290.9	0.0561	0.1390	0.0553	0.1374
5d→2p	292.6	0.0563	0.0723	0.0632	0.0848
6s→2p	308.2	0.0677	0	0.0669	0
6d→2p	309.2	0.0712	0	0.0812	0
5p→2s	312.5	0.0623	0.1514	0.0615	0.0837

TAB. C.6 – *Magnesium Ions (h)*

$\text{Mg}^{9+} \rightarrow \text{Mg}^{8+}$		$\text{Mg}^{8+} \rightarrow \text{Mg}^{7+}$		$\text{Mg}^{7+} \rightarrow \text{Mg}^{6+}$	
Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$	Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$	Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$
6.0	0.0012	5.1	0.0004	4.2	0.0001
12.9	0.2423	10.9	0.1558	9.1	0.0720
18.9	0.0010	31.3	0.2789	13.3	0.0001
37.0	0.1878	42.2	0.1460	25.9	0.3658
49.9	0.2270	47.3	0.0003	35.0	0.0675
55.9	0.0011	168.8	0.4253	39.2	0.0001
199.5	0.4159	200.1	0.3523	140.1	0.4352
236.5	0.2372	211.1	0.2219	166.1	0.4621
249.4	0.3450	216.1	0.0005	175.2	0.1026
255.4	0.0018			179.4	0.0001
$\text{Mg}^{6+} \rightarrow \text{Mg}^{5+}$		$\text{Mg}^{5+} \rightarrow \text{Mg}^{4+}$		$\text{Mg}^{4+} \rightarrow \text{Mg}^{3+}$	
Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$	Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$	Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$
3.2	0.00001	5.3	0.0091	3.9	0.0035
6.9	0.0223	15.2	0.3776	11.1	0.2704
10.0	0.00001	20.5	0.0085	15.0	0.0032
19.6	0.4074	82.0	0.5106	60.1	0.6533
26.5	0.0209	97.2	0.4764	71.3	0.3416
29.7	0.00001	102.5	0.0130	75.2	0.0049
106.0	0.4536				
125.6	0.5146				
132.5	0.0318				
135.7	0.00002				

TAB. C.7 – Silicon Ions ( $h$ )

$\text{Si}^{10+} \rightarrow \text{Si}^{9+}$		$\text{Si}^{9+} \rightarrow \text{Si}^{8+}$		$\text{Si}^{8+} \rightarrow \text{Si}^{7+}$	
Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$	Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$	Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$
9.0	0.0274	7.9	0.0088	6.8	0.0029
19.5	0.2704	17.1	0.2861	14.7	0.2782
28.5	0.0224	25.0	0.0072	21.6	0.0024
55.7	0.1299	48.8	0.1338	42.1	0.1485
75.2	0.2533	65.8	0.2680	56.8	0.2606
84.2	0.0257	73.7	0.0083	63.6	0.0027
300.9	0.4090	263.3	0.4101	227.3	0.4118
356.6	0.1641	312.1	0.1690	269.4	0.1875
376.1	0.3850	329.2	0.4074	284.2	0.3962
385.1	0.0419	337.1	0.0135	291.0	0.0045
$\text{Si}^{7+} \rightarrow \text{Si}^{6+}$		$\text{Si}^{6+} \rightarrow \text{Si}^{5+}$		$\text{Si}^{5+} \rightarrow \text{Si}^{4+}$	
Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$	Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$	Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$
6.8	0.0029	5.6	0.0007	4.6	0.0002
14.7	0.2782	12.0	0.2074	10.0	0.1081
21.5	0.0024	17.6	0.0006	14.6	0.0001
42.09	0.1485	34.3	0.2247	28.5	0.3287
56.8	0.2606	46.3	0.1943	38.4	0.1012
63.6	0.0027	51.9	0.0006	43.1	0.0002
227.3	0.4118	185.3	0.4197	153.8	0.4307
269.4	0.1875	219.6	0.2839	182.3	0.4152
284.2	0.3962	231.6	0.2954	192.3	0.1539
291.0	0.0045	237.2	0.0011	196.9	0.0003
		$\text{Si}^{4+} \rightarrow \text{Si}^{3+}$			
		Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$		
		3.3	0.00002		
		7.1	0.0261		
		10.5	0.00002		
		20.4	0.4065		
		27.6	0.0244		
		30.9	0.00002		
		110.3	0.4494		
		130.7	0.5134		
		137.9	0.0371		
		141.2	0.00003		

TAB. C.8 – Sulfur Ions ( $\hbar$ )

$S^{10+} \rightarrow S^{9+}$		$S^{9+} \rightarrow S^{8+}$		$S^{8+} \rightarrow S^{7+}$	
Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$	Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$	Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$
6.2	0.0001	5.5	0.00002	8.5	0.0167
11.4	0.1568	10.1	0.0704	18.4	0.2803
17.5	0.0001	15.5	0.00001	27.0	0.0136
24.6	0.1446	21.7	0.2288	52.7	0.1313
35.9	0.1277	31.8	0.0574	71.1	0.2625
42.1	0.0001	37.3	0.00001	79.6	0.0157
70.2	0.1204	62.1	0.1265	284.3	0.4095
94.7	0.1354	83.8	0.2143	337.0	0.1658
106.1	0.1469	93.9	0.0660	355.4	0.3991
112.3	0.0001	99.4	0.00002	364.0	0.0256
378.9	0.4028	335.4	0.4069		
449.0	0.1520	397.5	0.1598		
473.6	0.2058	419.2	0.3258		
485.0	0.2392	429.3	0.1075		
491.1	0.0002	434.7	0.00003		
$S^{7+} \rightarrow S^{6+}$		$S^{6+} \rightarrow S^{5+}$		$S^{5+} \rightarrow S^{4+}$	
Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$	Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$	Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$
7.4	0.0052	6.3	0.0017	4.3	0.0046
15.9	0.2858	13.7	0.2616	12.2	0.3069
23.3	0.0042	20.0	0.0014	16.5	0.0043
45.6	0.1381	39.0	0.1671	66.0	0.6057
61.5	0.2676	52.7	0.2450	78.2	0.3876
68.9	0.0049	59.0	0.0016	82.5	0.00656
246.1	0.4107	210.8	0.4138		
291.7	0.1745	249.9	0.2111		
307.6	0.4069	263.5	0.3725		
315.0	0.0080	269.9	0.0026		
		$S^{4+} \rightarrow S^{3+}$			
		Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$		
		3.5	0.0026		
		10.1	0.2331		
		13.6	0.0024		
		54.5	0.7013		
		64.6	0.2944		
		68.2	0.0037		

TAB. C.9 – Iron Ions (*h*)

Fe <sup>13+</sup> → Fe <sup>12+</sup>		Fe <sup>12+</sup> → Fe <sup>11+</sup>		Fe <sup>11+</sup> → Fe <sup>10+</sup>	
Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$	Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$	Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$
8.1	0.0111	7.4	0.0056	6.5	0.0026
17.6	0.2848	16.1	0.2861	14.1	0.2699
25.7	0.0090	23.5	0.0046	20.6	0.0018
50.2	0.1327	46.0	0.1374	40.3	0.1580
67.7	0.2668	62.1	0.2680	54.4	0.2528
75.8	0.0104	69.5	0.0052	60.9	0.0020
270.8	0.4010	248.3	0.4106	217.6	0.4128
321.0	0.1676	294.3	0.1735	257.9	0.1996
338.6	0.4055	310.4	0.4074	272.0	0.3842
346.7	0.0170	317.9	0.0085	278.5	0.0033
Fe <sup>10+</sup> → Fe <sup>9+</sup>		Fe <sup>9+</sup> → Fe <sup>8+</sup>		Fe <sup>8+</sup> → Fe <sup>7+</sup>	
Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$	Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$	Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$
5.9	0.0011	5.3	0.0005	3.4	0.00002
12.7	0.2360	11.4	0.1802	7.3	0.02899
36.4	0.1945	16.7	0.0004	21.0	0.40508
49.1	0.2211	32.6	0.2534	28.3	0.02715
55.0	0.0010	44.1	0.1687	31.7	0.00002
196.6	0.4166	49.4	0.0004	113.3	0.44706
233.0	0.2457	176.3	0.4227	134.3	0.51163
245.7	0.3360	209.0	0.3201	141.6	0.04128
251.6	0.0016	220.4	0.2565	145.0	0.00003
		225.7	0.0007		
		Fe <sup>7+</sup> → Fe <sup>6+</sup>			
		Energy (eV)	$Y(M, X^{Q+})$		
		6.1	0.0143		
		17.4	0.4009		
		23.4	0.0134		
		93.8	0.4732		
		111.2	0.5064		
		117.2	0.0204		
		120.0	0.00001		

## Annexe D

# Spectres des cascades radiatives dans l'Héliosphère

Dans les tables suivantes nous présentons l'intensité des raies spectrales dues aux CX dans l'Héliosphère interne pour le minimum et maximum solaire et dans les directions de visée downwind et upwind. Les intensités sont associées aux spectres présentés dans les figures 4.9(a) et 4.9(b) respectivement, et elles sont présentées en photons  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ .

TAB. D.1: Table des intensités des raies spectrales CX dans l'Héliosphère interne, direction DW (fig. 4.9(a)).

	Energie(eV)	Minimum			Maximum		
		I(75°, -90°)	I(75°, 0°)	I(75°, 90°)	I(75°, -90°)	I(75°, 0°)	I(75°, 90°)
$C^{5+}$	11.0	1.478e-01	1.768e-01	1.494e-01	1.056e-01	7.218e-02	1.212e-01
	23.8	7.730e-01	1.217e+00	8.526e-01	9.366e-01	4.725e-01	1.133e+00
	34.8	1.349e-01	2.468e-01	1.270e-01	1.274e-01	1.031e-01	1.405e-01
	68.0	1.628e+00	3.006e+00	1.445e+00	1.352e+00	1.279e+00	1.426e+00
	91.8	5.783e-01	1.014e+00	6.067e-01	6.825e-01	4.052e-01	8.043e-01
	102.9	1.766e-01	4.143e-01	1.471e-01	1.776e-01	1.773e-01	1.841e-01
	183.7	3.600e-01	7.715e-01	3.118e-01	3.367e-01	3.295e-01	3.514e-01
	367.4	2.206e+00	4.051e+00	2.046e+00	2.045e+00	1.698e+00	2.240e+00
	435.4	6.351e-01	1.358e+00	5.286e-01	5.327e-01	5.871e-01	5.329e-01
	459.2	5.800e-01	1.241e+00	5.217e-01	5.792e-01	5.256e-01	6.189e-01
$C^{4+}$	5.5	3.355e+00	2.101e+00	3.251e+00	7.925e-01	9.119e-01	7.791e-01
	16.6	5.838e-01	7.947e-02	7.250e-01	9.032e-02	2.746e-02	1.155e-01
	45.6	3.907e-01	3.711e-01	3.380e-01	1.186e-01	1.635e-01	1.072e-01
	47.6	1.603e+00	1.495e+00	1.402e+00	4.865e-01	6.578e-01	4.440e-01
	49.8	1.779e+00	7.954e-01	1.782e+00	3.392e-01	3.406e-01	3.508e-01
	54.6	1.934e+00	7.919e-01	2.039e+00	3.257e-01	3.405e-01	3.321e-01
	152.2	5.870e-02	2.438e-02	6.072e-02	1.054e-02	1.042e-02	1.095e-02
	299.0	5.460e+00	2.942e+00	5.495e+00	1.168e+00	1.270e+00	1.174e+00
	304.2	4.022e-01	2.518e-01	3.897e-01	9.497e-02	1.093e-01	9.337e-02
	307.9	9.245e-01	5.847e-01	8.918e-01	2.179e-01	2.541e-01	2.130e-01
	354.5	4.638e-01	1.890e-01	4.896e-01	7.803e-02	8.123e-02	7.970e-02
	370.9	4.845e-02	1.281e-02	6.024e-02	1.456e-02	4.427e-03	1.862e-02
	$N^{6+}$	8.1	2.197e-05	5.892e-04	2.354e-05	6.227e-04	2.090e-04
15.0		1.784e-02	6.981e-02	1.334e-02	3.494e-02	2.931e-02	3.819e-02

Continued on next page

TAB. D.1 – continued from previous page

Energie(eV)	Minimum			Maximum		
	I(75°, -90°)	I(75°, 0°)	I(75°, 90°)	I(75°, -90°)	I(75°, 0°)	I(75°, 90°)
23.1	1.226e-05	5.364e-04	1.606e-05	5.867e-04	1.879e-04	7.480e-04
32.4	2.067e-02	7.570e-02	1.539e-02	3.451e-02	3.218e-02	3.657e-02
47.4	8.777e-03	3.411e-02	6.561e-03	1.692e-02	1.434e-02	1.844e-02
92.6	2.557e-02	9.558e-02	1.906e-02	4.492e-02	4.048e-02	4.811e-02
125.0	6.439e-03	2.293e-02	4.784e-03	9.995e-03	9.801e-03	1.043e-02
140.0	5.898e-03	2.318e-02	4.412e-03	1.167e-02	9.727e-03	1.278e-02
250.0	2.856e-03	1.102e-02	2.134e-03	5.408e-03	4.638e-03	5.874e-03
500.0	3.648e-02	1.366e-01	2.720e-02	6.436e-02	5.784e-02	6.899e-02
592.6	3.885e-03	1.474e-02	2.899e-03	7.070e-03	6.224e-03	7.624e-03
625.0	2.804e-03	1.014e-02	2.085e-03	4.528e-03	4.321e-03	4.765e-03
640.0	3.538e-03	1.422e-02	2.652e-03	7.359e-03	5.942e-03	8.123e-03
$N^{5+}$						
6.5	1.577e-01	3.505e-01	1.403e-01	1.854e-01	1.459e-01	2.059e-01
23.6	5.674e-03	2.208e-02	7.281e-03	2.502e-02	7.628e-03	3.201e-02
23.8	2.631e-02	3.889e-02	3.162e-02	4.406e-02	1.343e-02	5.637e-02
66.9	2.549e-02	5.488e-02	2.251e-02	2.623e-02	2.316e-02	2.825e-02
68.6	6.319e-02	1.400e-01	4.926e-02	5.185e-02	6.087e-02	5.058e-02
71.3	1.027e-01	2.214e-01	9.094e-02	1.071e-01	9.330e-02	1.158e-01
76.9	1.647e-01	4.057e-01	1.282e-01	1.475e-01	1.767e-01	1.426e-01
94.0	8.179e-03	3.183e-02	1.050e-02	3.606e-02	1.100e-02	4.614e-02
95.1	2.836e-02	5.666e-02	2.933e-02	4.293e-02	2.206e-02	5.179e-02
101.3	1.648e-02	4.384e-02	2.093e-02	4.967e-02	1.515e-02	6.355e-02
419.8	3.390e-01	8.002e-01	2.894e-01	3.825e-01	3.377e-01	4.121e-01
426.1	4.467e-02	9.927e-02	3.973e-02	5.249e-02	4.131e-02	5.830e-02
430.7	4.910e-02	1.087e-01	4.318e-02	5.539e-02	4.546e-02	6.087e-02
497.9	3.941e-02	9.693e-02	3.072e-02	3.538e-02	4.220e-02	3.428e-02
$N^{4+}$						
10.0	1.484e+00	9.437e-01	1.468e+00	3.591e-01	4.092e-01	3.545e-01
16.0	5.214e-02	2.533e-02	6.495e-02	2.878e-02	8.752e-03	3.680e-02
16.3	6.296e-03	1.607e-03	7.826e-03	1.827e-03	5.554e-04	2.335e-03
16.6	2.142e-01	2.116e-02	2.660e-01	2.404e-02	7.309e-03	3.073e-02
17.4	5.296e-02	5.728e-03	6.575e-02	6.508e-03	1.979e-03	8.321e-03
19.7	2.873e-02	7.354e-03	3.572e-02	8.356e-03	2.541e-03	1.068e-02
46.5	5.982e-01	7.215e-01	4.636e-01	2.102e-01	3.203e-01	1.794e-01
49.9	6.357e-01	1.662e-01	6.934e-01	8.515e-02	6.949e-02	9.366e-02
59.2	5.224e-01	2.875e-01	5.175e-01	1.201e-01	1.234e-01	1.233e-01
65.1	7.690e-02	3.740e-02	9.579e-02	4.249e-02	1.292e-02	5.433e-02
66.5	1.730e-01	1.870e-02	2.147e-01	2.125e-02	6.460e-03	2.716e-02
76.2	1.207e-01	3.085e-02	1.500e-01	3.506e-02	1.066e-02	4.483e-02
$O^{7+}$						
10.6	1.393e-04	2.624e-02	4.704e-04	3.010e-02	9.051e-03	3.857e-02
19.6	2.136e-03	1.703e-01	3.907e-03	1.923e-01	5.913e-02	2.459e-01
30.2	1.200e-04	2.260e-02	4.053e-04	2.593e-02	7.797e-03	3.323e-02
42.3	3.108e-01	1.043e+00	2.301e-01	4.122e-01	4.514e-01	4.132e-01
61.9	1.177e-03	1.057e-01	2.323e-03	1.197e-01	3.666e-02	1.532e-01
120.9	2.566e-01	9.637e-01	1.915e-01	4.592e-01	4.079e-01	4.936e-01
182.9	8.810e-04	7.890e-02	1.735e-03	8.934e-02	2.736e-02	1.143e-01

Continued on next page

TAB. D.1 – continued from previous page

Energie(eV)	Minimum			Maximum		
	I(75°, -90°)	I(75°, 0°)	I(75°, 90°)	I(75°, -90°)	I(75°, 0°)	I(75°, 90°)
326.5	7.379e-02	2.495e-01	5.466e-02	1.000e-01	1.078e-01	1.008e-01
653.1	4.830e-01	1.743e+00	3.593e-01	7.819e-01	7.433e-01	8.234e-01
774.0	8.792e-02	2.998e-01	6.516e-02	1.221e-01	1.293e-01	1.239e-01
816.3	1.756e-01	5.296e-01	1.292e-01	1.635e-01	2.345e-01	1.444e-01
835.9	1.195e-03	5.102e-02	1.555e-03	5.616e-02	1.788e-02	7.161e-02
$O^{6+}$						
7.6	6.200e-01	1.523e+00	5.415e-01	7.679e-01	6.389e-01	8.404e-01
19.6	1.721e-01	4.154e-01	1.560e-01	2.276e-01	1.721e-01	2.551e-01
32.4	1.118e-01	2.746e-01	1.009e-01	1.511e-01	1.137e-01	1.695e-01
32.4	4.470e-01	1.098e+00	4.034e-01	6.042e-01	4.546e-01	6.782e-01
33.5	4.739e-02	1.135e-01	4.295e-02	6.167e-02	4.710e-02	6.898e-02
35.1	7.707e-02	1.880e-01	5.837e-02	5.860e-02	8.308e-02	5.214e-02
47.4	6.849e-02	1.673e-01	5.820e-02	7.739e-02	7.100e-02	8.239e-02
96.5	5.320e-01	1.303e+00	4.748e-01	6.946e-01	5.423e-01	7.728e-01
103.0	4.824e-01	1.194e+00	3.657e-01	3.873e-01	5.260e-01	3.526e-01
129.0	1.527e-01	3.658e-01	1.385e-01	1.989e-01	1.517e-01	2.225e-01
136.1	2.728e-01	6.656e-01	2.066e-01	2.076e-01	2.941e-01	1.848e-01
560.9	1.385e+00	3.423e+00	1.125e+00	1.404e+00	1.473e+00	1.430e+00
568.5	2.527e-01	6.210e-01	2.207e-01	3.130e-01	2.605e-01	3.426e-01
574.0	1.949e-01	4.777e-01	1.723e-01	2.482e-01	1.995e-01	2.741e-01
$O^{5+}$						
12.0	1.202e+01	5.720e+00	1.289e+01	3.387e+00	2.337e+00	3.878e+00
23.1	1.144e+00	3.863e-01	1.424e+00	4.361e-01	1.335e-01	5.579e-01
23.4	9.284e-02	6.613e-02	1.086e-01	4.886e-02	2.588e-02	5.868e-02
23.9	3.821e+00	8.876e-01	4.576e+00	1.003e+00	3.067e-01	1.283e+00
24.9	7.723e-01	2.645e-01	8.703e-01	1.779e-01	1.055e-01	2.097e-01
27.7	4.723e-01	3.327e-01	5.523e-01	2.466e-01	1.301e-01	2.963e-01
67.3	1.487e+00	7.419e-01	1.328e+00	3.665e-01	3.116e-01	3.991e-01
71.5	6.359e+00	3.555e+00	6.658e+00	1.803e+00	1.488e+00	1.979e+00
82.5	6.262e+00	4.526e+00	5.563e+00	1.717e+00	1.962e+00	1.694e+00
93.6	1.686e+00	5.695e-01	2.099e+00	6.431e-01	1.968e-01	8.226e-01
95.4	2.491e+00	8.533e-01	2.807e+00	5.741e-01	3.405e-01	6.767e-01
107.0	1.883e+00	1.327e+00	2.202e+00	9.835e-01	5.189e-01	1.182e+00
$Ne^{8+}$						
9.9	1.243e-01	3.552e-01	1.035e-01	1.785e-01	1.491e-01	1.953e-01
24.8	7.094e-03	3.040e-02	9.164e-03	3.468e-02	1.048e-02	4.447e-02
53.0	4.097e-02	1.283e-01	3.710e-02	8.379e-02	5.158e-02	9.818e-02
53.4	4.129e-02	1.117e-01	3.144e-02	3.914e-02	4.888e-02	3.714e-02
53.6	1.023e-02	3.201e-02	9.263e-03	2.092e-02	1.287e-02	2.452e-02
55.1	9.357e-03	2.517e-02	7.530e-03	1.080e-02	1.078e-02	1.120e-02
57.2	1.756e-02	4.771e-02	1.351e-02	1.825e-02	2.071e-02	1.805e-02
79.0	3.437e-03	1.391e-02	4.431e-03	1.587e-02	4.795e-03	2.034e-02
158.4	6.584e-02	1.947e-01	5.560e-02	1.057e-01	8.082e-02	1.183e-01
166.8	5.958e-02	1.660e-01	4.851e-02	7.579e-02	7.057e-02	8.040e-02
210.3	5.909e-02	1.598e-01	4.500e-02	5.600e-02	6.996e-02	5.313e-02
221.2	6.065e-02	1.648e-01	4.665e-02	6.304e-02	7.154e-02	6.234e-02
905.1	2.486e-01	7.018e-01	2.039e-01	3.354e-01	2.967e-01	3.613e-01

Continued on next page

TAB. D.1 – continued from previous page

Energie(eV)	Minimum			Maximum			
	I(75°, -90°)	I(75°, 0°)	I(75°, 90°)	I(75°, -90°)	I(75°, 0°)	I(75°, 90°)	
914.7	6.032e-02	1.723e-01	5.022e-02	8.659e-02	7.235e-02	9.476e-02	
922.1	4.098e-02	1.173e-01	3.423e-02	5.940e-02	4.918e-02	6.516e-02	
<i>Ne</i> <sup>7+</sup>	15.9	1.217e+00	1.007e+00	1.211e+00	5.016e-01	4.229e-01	5.473e-01
	18.9	4.412e-02	1.834e-02	5.492e-02	2.079e-02	6.337e-03	2.660e-02
	19.6	1.333e-01	5.807e-02	1.660e-01	6.581e-02	2.006e-02	8.420e-02
	41.4	1.862e-01	2.080e-01	1.570e-01	7.240e-02	9.097e-02	6.853e-02
	42.4	3.605e-01	2.474e-01	3.851e-01	1.579e-01	9.980e-02	1.839e-01
	43.9	5.796e-02	4.936e-02	5.434e-02	2.068e-02	2.118e-02	2.125e-02
	47.6	6.344e-02	8.403e-02	5.708e-02	3.190e-02	3.644e-02	3.147e-02
	62.2	6.093e-02	2.531e-02	7.586e-02	2.868e-02	8.741e-03	3.669e-02
	126.0	4.683e-01	3.701e-01	4.700e-01	1.983e-01	1.537e-01	2.211e-01
	140.6	3.615e-01	3.142e-01	3.468e-01	1.417e-01	1.336e-01	1.496e-01
	166.0	2.745e-01	3.065e-01	2.315e-01	1.067e-01	1.340e-01	1.010e-01
	168.4	1.838e-01	1.566e-01	1.724e-01	6.564e-02	6.717e-02	6.748e-02
	183.9	2.378e-01	3.149e-01	2.139e-01	1.196e-01	1.365e-01	1.180e-01
	186.8	9.399e-02	3.900e-02	1.170e-01	4.420e-02	1.347e-02	5.654e-02
	188.1	1.064e-01	3.827e-02	1.324e-01	4.337e-02	1.322e-02	5.548e-02
203.9	7.387e-02	3.104e-02	9.198e-02	3.517e-02	1.072e-02	4.500e-02	
<i>Mg</i> <sup>10+</sup>	1330.0	2.482e-01	8.384e-01	1.899e-01	3.913e-01	3.556e-01	4.181e-01
	1340.0	6.881e-02	2.394e-01	5.310e-02	1.182e-01	1.008e-01	1.287e-01
	1350.0	5.651e-02	1.952e-01	4.351e-02	9.508e-02	8.233e-02	1.030e-01
	1570.0	8.518e-03	3.363e-02	6.835e-03	2.014e-02	1.374e-02	2.313e-02
<i>Mg</i> <sup>9+</sup>	16.6	1.952e-02	3.913e-02	2.463e-02	4.422e-02	1.352e-02	5.656e-02
	16.6	2.571e-02	5.289e-02	3.246e-02	5.976e-02	1.827e-02	7.645e-02
	19.8	4.632e-01	9.912e-01	4.208e-01	5.435e-01	4.100e-01	6.100e-01
	29.7	3.990e-02	8.896e-02	3.237e-02	3.545e-02	3.836e-02	3.572e-02
	30.6	1.075e-01	2.235e-01	1.059e-01	1.524e-01	8.897e-02	1.802e-01
	47.1	6.892e-03	1.398e-02	8.698e-03	1.580e-02	4.830e-03	2.021e-02
	47.2	1.370e-02	2.914e-02	1.731e-02	3.293e-02	1.007e-02	4.213e-02
	66.3	1.319e-01	2.742e-01	1.311e-01	1.917e-01	1.086e-01	2.277e-01
	96.9	3.873e-02	8.369e-02	3.253e-02	3.858e-02	3.548e-02	4.107e-02
	97.1	5.412e-02	1.206e-01	4.390e-02	4.803e-02	5.200e-02	4.839e-02
	195.7	1.916e-01	4.044e-01	1.803e-01	2.484e-01	1.642e-01	2.870e-01
	214.0	1.182e-01	2.534e-01	1.033e-01	1.242e-01	1.065e-01	1.349e-01
	281.4	5.967e-02	1.333e-01	5.076e-02	5.992e-02	5.667e-02	6.324e-02
	290.9	8.327e-02	1.857e-01	6.754e-02	7.396e-02	8.006e-02	7.453e-02
	292.6	5.268e-02	1.089e-01	4.606e-02	5.238e-02	4.590e-02	5.656e-02
	308.2	1.517e-02	3.073e-02	1.914e-02	3.473e-02	1.062e-02	4.443e-02
	309.2	1.838e-02	3.232e-02	2.315e-02	3.652e-02	1.117e-02	4.672e-02
	312.5	8.317e-02	2.028e-01	6.828e-02	8.117e-02	8.739e-02	8.196e-02

TABLE D.2: Table des intensités des raies spectrales CX dans l'Héliosphère interne, direction UW (fig.4.9(b)).

	Energie(eV)	Minimum			Maximum		
		I(250°, -90°)	I(250°, 0°)	I(250°, 90°)	I(250°, -90°)	I(250°, 0°)	I(250°, 90°)
$C^{5+}$	11.0	1.554e-01	2.511e-01	1.807e-01	1.304e-01	1.611e-01	1.536e-01
	23.8	9.851e-01	2.544e+00	1.181e+00	1.241e+00	1.610e+00	1.486e+00
	34.8	1.141e-01	2.722e-01	1.349e-01	1.490e-01	1.767e-01	1.731e-01
	68.0	1.160e+00	2.537e+00	1.353e+00	1.488e+00	1.673e+00	1.700e+00
	91.8	6.512e-01	1.738e+00	7.812e-01	8.732e-01	1.107e+00	1.037e+00
	102.9	9.685e-02	3.157e-01	1.152e-01	1.908e-01	2.097e-01	2.165e-01
	183.7	2.281e-01	6.113e-01	2.699e-01	3.651e-01	4.049e-01	4.154e-01
	367.4	1.798e+00	4.289e+00	2.119e+00	2.371e+00	2.790e+00	2.748e+00
	435.4	3.465e-01	8.423e-01	4.051e-01	5.445e-01	5.691e-01	6.084e-01
	459.2	4.125e-01	1.130e+00	4.925e-01	6.490e-01	7.415e-01	7.452e-01
$C^{4+}$	5.5	3.245e+00	1.175e+00	3.629e+00	7.883e-01	8.030e-01	8.738e-01
	16.6	8.835e-01	2.781e-01	1.033e+00	1.281e-01	1.743e-01	1.558e-01
	45.6	2.870e-01	1.250e-01	3.124e-01	1.045e-01	9.095e-02	1.110e-01
	47.6	1.210e+00	5.367e-01	1.322e+00	4.350e-01	3.868e-01	4.644e-01
	49.8	1.875e+00	5.967e-01	2.103e+00	3.623e-01	3.976e-01	4.105e-01
	54.6	2.206e+00	5.476e-01	2.508e+00	3.411e-01	3.672e-01	3.843e-01
	152.2	6.520e-02	1.883e-02	7.373e-02	1.133e-02	1.252e-02	1.287e-02
	299.0	5.700e+00	1.870e+00	6.428e+00	1.198e+00	1.263e+00	1.342e+00
	304.2	3.891e-01	1.408e-01	4.352e-01	9.448e-02	9.624e-02	1.047e-01
	307.9	8.860e-01	3.167e-01	9.898e-01	2.150e-01	2.171e-01	2.377e-01
	354.5	5.301e-01	1.319e-01	6.027e-01	8.190e-02	8.834e-02	9.233e-02
	370.9	7.423e-02	4.484e-02	8.712e-02	2.065e-02	2.811e-02	2.512e-02
$N^{6+}$	8.1	8.796e-05	1.899e-03	1.322e-04	8.813e-04	1.188e-03	1.070e-03
	15.0	5.674e-03	7.295e-02	7.988e-03	4.048e-02	4.742e-02	4.687e-02
	23.1	8.251e-05	1.806e-03	1.243e-04	8.350e-04	1.129e-03	1.015e-03
	32.4	5.739e-03	6.585e-02	7.993e-03	3.832e-02	4.329e-02	4.386e-02
	47.4	2.754e-03	3.504e-02	3.873e-03	1.953e-02	2.280e-02	2.259e-02
	92.6	7.411e-03	8.842e-02	1.036e-02	5.060e-02	5.790e-02	5.816e-02
	125.0	1.682e-03	1.816e-02	2.331e-03	1.085e-02	1.202e-02	1.235e-02
	140.0	1.893e-03	2.449e-02	2.666e-03	1.355e-02	1.591e-02	1.570e-02
	250.0	8.824e-04	1.110e-02	1.240e-03	6.212e-03	7.229e-03	7.179e-03
	500.0	1.061e-02	1.270e-01	1.484e-02	7.259e-02	8.315e-02	8.346e-02
	592.6	1.160e-03	1.420e-02	1.626e-03	8.040e-03	9.275e-03	9.265e-03
	625.0	7.572e-04	8.455e-03	1.052e-03	4.978e-03	5.574e-03	5.683e-03
	640.0	1.185e-03	1.580e-02	1.675e-03	8.642e-03	1.024e-02	1.004e-02
$N^{5+}$	6.5	1.159e-01	4.038e-01	1.383e-01	2.189e-01	2.616e-01	2.549e-01
	23.6	1.174e-02	7.735e-02	1.486e-02	3.562e-02	4.842e-02	4.334e-02
	23.8	4.276e-02	1.362e-01	5.144e-02	6.274e-02	8.528e-02	7.632e-02
	66.9	1.763e-02	5.235e-02	2.095e-02	2.970e-02	3.427e-02	3.420e-02
	68.6	2.730e-02	7.490e-02	3.126e-02	5.110e-02	5.135e-02	5.644e-02
	71.3	7.186e-02	2.160e-01	8.545e-02	1.218e-01	1.412e-01	1.405e-01
	76.9	6.391e-02	2.063e-01	7.535e-02	1.436e-01	1.422e-01	1.579e-01

Continued on next page

TAB. D.2 – continued from previous page

Energie(eV)	I(250°, -90°)	Minimum			Maximum		
		I(250°, 0°)	I(250°, 90°)	I(250°, -90°)	I(250°, 0°)	I(250°, 90°)	
94.0	1.693e-02	1.115e-01	2.142e-02	5.135e-02	6.980e-02	6.247e-02	
95.1	3.269e-02	1.158e-01	3.939e-02	5.661e-02	7.334e-02	6.773e-02	
101.3	3.112e-02	1.536e-01	3.858e-02	7.073e-02	9.614e-02	8.605e-02	
419.8	2.110e-01	7.637e-01	2.523e-01	4.332e-01	4.999e-01	4.989e-01	
426.1	3.284e-02	1.143e-01	3.918e-02	6.198e-02	7.407e-02	7.218e-02	
430.7	3.459e-02	1.171e-01	4.116e-02	6.446e-02	7.614e-02	7.479e-02	
497.9	1.544e-02	4.986e-02	1.821e-02	3.454e-02	3.432e-02	3.802e-02	
$N^{4+}$							
10.0	1.484e+00	5.405e-01	1.672e+00	3.594e-01	3.684e-01	3.991e-01	
16.0	8.160e-02	8.868e-02	9.634e-02	4.084e-02	5.559e-02	4.968e-02	
16.3	9.640e-03	5.627e-03	1.131e-02	2.591e-03	3.527e-03	3.152e-03	
16.6	3.231e-01	7.406e-02	3.773e-01	3.411e-02	4.642e-02	4.149e-02	
17.4	7.996e-02	2.005e-02	9.339e-02	9.234e-03	1.257e-02	1.123e-02	
19.7	4.400e-02	2.574e-02	5.161e-02	1.186e-02	1.614e-02	1.442e-02	
46.5	3.212e-01	1.641e-01	3.338e-01	1.700e-01	1.282e-01	1.743e-01	
49.9	7.813e-01	1.801e-01	8.908e-01	9.900e-02	1.172e-01	1.149e-01	
59.2	5.339e-01	2.062e-01	5.994e-01	1.270e-01	1.378e-01	1.434e-01	
65.1	1.203e-01	1.309e-01	1.421e-01	6.029e-02	8.206e-02	7.333e-02	
66.5	2.611e-01	6.546e-02	3.050e-01	3.014e-02	4.103e-02	3.667e-02	
76.2	1.848e-01	1.080e-01	2.167e-01	4.974e-02	6.771e-02	6.051e-02	
$O^{7+}$							
10.6	4.221e-03	9.374e-02	6.373e-03	4.312e-02	5.853e-02	5.249e-02	
19.6	2.701e-02	5.962e-01	4.075e-02	2.748e-01	3.724e-01	3.343e-01	
30.2	3.636e-03	8.075e-02	5.491e-03	3.715e-02	5.043e-02	4.522e-02	
42.3	7.146e-02	6.576e-01	9.777e-02	4.233e-01	4.432e-01	4.735e-01	
61.9	1.681e-02	3.716e-01	2.537e-02	1.712e-01	2.321e-01	2.083e-01	
120.9	7.564e-02	9.142e-01	1.059e-01	5.200e-01	5.977e-01	5.986e-01	
182.9	1.255e-02	2.773e-01	1.893e-02	1.277e-01	1.732e-01	1.554e-01	
326.5	1.727e-02	1.628e-01	2.366e-02	1.036e-01	1.094e-01	1.161e-01	
653.1	1.308e-01	1.463e+00	1.818e-01	8.606e-01	9.643e-01	9.827e-01	
774.0	2.098e-02	2.031e-01	2.881e-02	1.276e-01	1.360e-01	1.435e-01	
816.3	3.066e-02	1.547e-01	4.055e-02	1.395e-01	1.151e-01	1.462e-01	
835.9	7.916e-03	1.730e-01	1.192e-02	7.996e-02	1.081e-01	9.719e-02	
$O^{6+}$							
7.6	4.125e-01	1.604e+00	4.992e-01	8.883e-01	1.045e+00	1.029e+00	
19.6	1.309e-01	5.082e-01	1.588e-01	2.720e-01	3.283e-01	3.178e-01	
32.4	8.412e-02	3.384e-01	1.022e-01	1.808e-01	2.186e-01	2.114e-01	
32.4	3.365e-01	1.354e+00	4.087e-01	7.233e-01	8.745e-01	8.456e-01	
33.5	3.592e-02	1.369e-01	4.352e-02	7.348e-02	8.849e-02	8.579e-02	
35.1	2.401e-02	5.743e-02	2.793e-02	5.051e-02	4.242e-02	5.315e-02	
47.4	4.054e-02	1.492e-01	4.882e-02	8.620e-02	9.810e-02	9.884e-02	
96.5	3.841e-01	1.519e+00	4.658e-01	8.216e-01	9.838e-01	9.575e-01	
103.0	1.533e-01	4.232e-01	1.792e-01	3.454e-01	3.054e-01	3.683e-01	
129.0	1.159e-01	4.417e-01	1.404e-01	2.370e-01	2.856e-01	2.768e-01	
136.1	8.500e-02	2.039e-01	9.888e-02	1.790e-01	1.505e-01	1.885e-01	
560.9	6.681e-01	2.357e+00	7.994e-01	1.471e+00	1.579e+00	1.657e+00	
568.5	1.681e-01	6.541e-01	2.035e-01	3.622e-01	4.259e-01	4.196e-01	

Continued on next page

TAB. D.2 – continued from previous page

Energie(eV)	I(250°, -90°)	Minimum		Maximum		I(250°, 90°)	
		I(250°, 0°)	I(250°, 90°)	I(250°, -90°)	I(250°, 0°)		
574.0	1.358e-01	5.319e-01	1.645e-01	2.907e-01	3.453e-01	3.378e-01	
<i>O</i> <sup>5+</sup>	12.0	1.436e+01	8.003e+00	1.644e+01	4.166e+00	5.139e+00	4.902e+00
	23.1	1.770e+00	1.348e+00	2.081e+00	6.208e-01	8.438e-01	7.551e-01
	23.4	1.275e-01	1.303e-01	1.501e-01	6.404e-02	8.265e-02	7.651e-02
	23.9	5.570e+00	3.099e+00	6.480e+00	1.427e+00	1.940e+00	1.736e+00
	24.9	1.005e+00	4.530e-01	1.159e+00	2.275e-01	2.887e-01	2.702e-01
	27.7	6.491e-01	6.584e-01	7.637e-01	3.234e-01	4.176e-01	3.864e-01
	67.3	1.319e+00	7.546e-01	1.424e+00	4.211e-01	4.922e-01	4.869e-01
	71.5	7.196e+00	3.798e+00	8.213e+00	2.095e+00	2.471e+00	2.429e+00
	82.5	5.179e+00	2.584e+00	5.637e+00	1.720e+00	1.760e+00	1.909e+00
	93.6	2.609e+00	1.987e+00	3.068e+00	9.154e-01	1.244e+00	1.113e+00
	95.4	3.241e+00	1.462e+00	3.737e+00	7.340e-01	9.314e-01	8.719e-01
	107.0	2.587e+00	2.626e+00	3.044e+00	1.290e+00	1.666e+00	1.542e+00
<i>Ne</i> <sup>8+</sup>	9.9	7.066e-02	3.749e-01	8.745e-02	2.076e-01	2.433e-01	2.405e-01
	24.8	1.544e-02	1.084e-01	1.962e-02	4.986e-02	6.759e-02	6.069e-02
	53.0	3.413e-02	2.114e-01	4.278e-02	1.069e-01	1.345e-01	1.268e-01
	53.4	1.306e-02	5.114e-02	1.587e-02	3.719e-02	3.558e-02	4.055e-02
	53.6	8.526e-03	5.280e-02	1.069e-02	2.670e-02	3.358e-02	3.167e-02
	55.1	4.372e-03	1.931e-02	5.331e-03	1.166e-02	1.279e-02	1.323e-02
	57.2	6.315e-03	2.785e-02	7.676e-03	1.842e-02	1.888e-02	2.048e-02
	79.0	7.356e-03	4.959e-02	9.314e-03	2.281e-02	3.093e-02	2.777e-02
	158.4	4.092e-02	2.364e-01	5.093e-02	1.268e-01	1.523e-01	1.481e-01
	166.8	2.969e-02	1.453e-01	3.655e-02	8.442e-02	9.536e-02	9.668e-02
	210.3	1.870e-02	7.312e-02	2.272e-02	5.319e-02	5.089e-02	5.799e-02
	221.2	2.180e-02	9.617e-02	2.650e-02	6.360e-02	6.521e-02	7.073e-02
	905.1	1.307e-01	6.731e-01	1.613e-01	3.817e-01	4.392e-01	4.397e-01
	914.7	3.428e-02	1.819e-01	4.242e-02	1.007e-01	1.180e-01	1.167e-01
	922.1	2.361e-02	1.256e-01	2.923e-02	6.931e-02	8.145e-02	8.038e-02
<i>Ne</i> <sup>7+</sup>	15.9	1.239e+00	1.039e+00	1.411e+00	5.780e-01	6.771e-01	6.689e-01
	18.9	6.863e-02	6.429e-02	8.088e-02	2.961e-02	4.024e-02	3.602e-02
	19.6	2.078e-01	2.035e-01	2.450e-01	9.372e-02	1.274e-01	1.140e-01
	41.4	1.276e-01	9.325e-02	1.387e-01	6.834e-02	6.519e-02	7.438e-02
	42.4	4.270e-01	3.902e-01	4.924e-01	1.987e-01	2.494e-01	2.352e-01
	43.9	5.210e-02	3.573e-02	5.829e-02	2.194e-02	2.384e-02	2.480e-02
	47.6	4.816e-02	4.801e-02	5.452e-02	3.195e-02	3.269e-02	3.548e-02
	62.2	9.478e-02	8.868e-02	1.117e-01	4.084e-02	5.551e-02	4.968e-02
	126.0	4.900e-01	4.365e-01	5.585e-01	2.354e-01	2.825e-01	2.745e-01
	140.6	3.405e-01	2.665e-01	3.842e-01	1.561e-01	1.758e-01	1.784e-01
	166.0	1.881e-01	1.374e-01	2.045e-01	1.007e-01	9.606e-02	1.096e-01
	168.4	1.653e-01	1.135e-01	1.849e-01	6.967e-02	7.574e-02	7.876e-02
	183.9	1.805e-01	1.800e-01	2.044e-01	1.198e-01	1.226e-01	1.330e-01
	186.8	1.462e-01	1.367e-01	1.723e-01	6.293e-02	8.554e-02	7.656e-02
	188.1	1.647e-01	1.341e-01	1.938e-01	6.175e-02	8.394e-02	7.513e-02
	203.9	1.150e-01	1.088e-01	1.355e-01	5.009e-02	6.808e-02	6.093e-02

Continued on next page

TAB. D.2 – continued from previous page

	Energie(eV)	Minimum			Maximum		
		I(250°, -90°)	I(250°, 0°)	I(250°, 90°)	I(250°, -90°)	I(250°, 0°)	I(250°, 90°)
$Mg^{10+}$	1330.0	9.050e-02	7.672e-01	1.184e-01	4.405e-01	5.020e-01	5.059e-01
	1340.0	2.744e-02	2.446e-01	3.604e-02	1.365e-01	1.590e-01	1.579e-01
	1350.0	2.205e-02	1.943e-01	2.894e-02	1.091e-01	1.265e-01	1.260e-01
	1570.0	4.723e-03	4.828e-02	6.274e-03	2.503e-02	3.086e-02	2.950e-02
$Mg^{9+}$	16.6	3.488e-02	1.367e-01	4.270e-02	6.295e-02	8.557e-02	7.658e-02
	16.6	4.615e-02	1.847e-01	5.655e-02	8.508e-02	1.156e-01	1.035e-01
	19.8	3.649e-01	1.218e+00	4.348e-01	6.509e-01	7.866e-01	7.608e-01
	29.7	2.010e-02	5.741e-02	2.345e-02	3.659e-02	3.866e-02	4.101e-02
	30.6	1.093e-01	3.909e-01	1.314e-01	1.957e-01	2.489e-01	2.326e-01
	47.1	1.234e-02	4.884e-02	1.511e-02	2.249e-02	3.057e-02	2.736e-02
	47.2	2.473e-02	1.018e-01	3.035e-02	4.689e-02	6.373e-02	5.704e-02
	66.3	1.377e-01	4.977e-01	1.656e-01	2.477e-01	3.165e-01	2.949e-01
	96.9	2.354e-02	7.437e-02	2.758e-02	4.298e-02	4.890e-02	4.928e-02
	97.1	2.727e-02	7.772e-02	3.181e-02	4.955e-02	5.235e-02	5.554e-02
	195.7	1.711e-01	6.008e-01	2.046e-01	3.092e-01	3.849e-01	3.650e-01
	214.0	8.127e-02	2.540e-01	9.613e-02	1.423e-01	1.658e-01	1.643e-01
	281.4	3.628e-02	1.125e-01	4.295e-02	6.596e-02	7.424e-02	7.537e-02
	290.9	4.194e-02	1.197e-01	4.892e-02	7.633e-02	8.065e-02	8.555e-02
	292.6	3.630e-02	1.053e-01	4.272e-02	5.951e-02	6.887e-02	6.859e-02
	308.2	2.715e-02	1.074e-01	3.325e-02	4.944e-02	6.720e-02	6.015e-02
	309.2	3.219e-02	1.129e-01	3.920e-02	5.200e-02	7.068e-02	6.326e-02
	312.5	4.102e-02	1.323e-01	4.909e-02	8.401e-02	8.903e-02	9.424e-02

## Annexe E

# Liste des publications

I. Articles parus ou soumis en premier auteur. Ces publications sont reproduites ci-après.

- ◇ **SOHO-SWAN Hydrogen Cell Data Analysis : Method Description**  
Koutroumpa, D., Lallement, R., Bertaux, J.-L., Quémerais, E. and Ferron, S., 2005, ESA Special Publication, 592.
- ◇ **Charge-transfer induced EUV and soft X-ray emissions in the heliosphere**  
Koutroumpa, D., Lallement, R., Kharchenko, V., Dalgarno, A., Pepino, R., Izmodenov, V. and Quémerais, E., 2006, A& A 460, 289.
- ◇ **OVII and OVIII line emission in the diffuse soft X-ray background : heliospheric and galactic contributions**  
Koutroumpa, D., Acero, F., Lallement, R., Ballet, J. and Kharchenko, V., 2007, A& A, 475, 901-914.
- ◇ **Charge-exchange induced X-rays in the environment of Mars**  
Koutroumpa, D., Modolo, R., Chaufray, J.-Y., Lallement, R., Chanteur, G. and Kharchenko, V., 2007, submitted in A& A.

II. Articles parus ou soumis en tant que co-auteur

- ◇ **Deflection of the Interstellar Neutral Hydrogen Flow Across the Heliospheric Interface**  
Lallement, R., Quémerais, E., Bertaux, J.-L., Ferron, S., Koutroumpa, D. and Pellinen, R., 2005, Science, 307, 1447.
- ◇ **Interplanetary hydrogen absolute ionization rates : Retrieving the solar wind mass flux latitude and cycle dependence with SWAN/SOHO maps**  
Quémerais, E., Lallement, R., Ferron, S., Koutroumpa, D., Bertaux, J.-L., Kyrölä, E. and Schmidt, W., 2006, JGR, 111, A10, 9114-+.
- ◇ **Interplanetary Lyman  $\alpha$  line profiles : variations with solar activity cycle**  
Quémerais, E., Lallement, R., Bertaux, J.-L., Koutroumpa, D., Clarke, J., Kyrölä, E. and Schmidt, W., 2006, A& A, 455, 1135.
- ◇ **Velocity Profiles in the Solar Corona from Multi-Instrument Observations**  
Quémerais, E., Lallement, R., Koutroumpa, D. and Lamy, P., 2007, Astrophys. Journal, 667, 1229-1234, 2007. doi :10.1086/520918.
- ◇ **Time Dependent Model of the Interplanetary Lyman  $\alpha$  Glow : Applications to the SWAN data**  
Quémerais, E., Izmodenov, V., Koutroumpa, D. and Malama, Y., 2007, submitted in A& A.

# SOHO-SWAN HYDROGEN CELL DATA ANALYSIS: METHOD DESCRIPTION

D.Koutroumpa<sup>1</sup>, R. Lallement<sup>1</sup>, J.L. Bertaux<sup>1</sup>, E.Quémerais<sup>1</sup>, & S.Ferron<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Service d'Aéronomie du CNRS, BP 3, 91371 Verrières-le-Buisson, France, dimitra.koutroumpa@aerov.jussieu.fr

## ABSTRACT

After a short description of the SOHO/SWAN hydrogen absorption cell and its principle, we show the main characteristics of the cell data. The cell is absorbing a fraction of the Ly-alpha emission due to the interstellar neutral hydrogen flow within the solar system. We illustrate and model the evolution of the so-called Zero Doppler Shift Cone along the Earth's orbit. We then describe the SWAN data analysis method we have recently developed for the interstellar wind direction determination. This method is independent of the H-cell characteristics and aging, and is extremely weakly sensitive to radiative transfer line profile broadening.

## 1. INTRODUCTION.

The Sun is moving through a tenuous, partially ionized gas at a relative speed of about 25 km/s. The confrontation of interstellar (IS) plasma with the supersonic (300-800 km/s) solar wind confines the latter inside the heliosphere, while heats and forces the former to deviate around the heliopause. The neutral component of the IS gas, consisting of H and He atoms, crosses the heliospheric interface, forming the so-called IS wind. The separation of the neutral and ionized components of the IS gas is not complete, since H atoms undergo charge-exchange reactions in the interface. He atoms, on the contrary, do not experience any changes as they cross the interface. Primary and secondary – due to charge-transfer – neutral H atoms approach the Sun and they either get ionized by charge-exchange reactions with solar wind protons, thus forming the ionization cavity, or they scatter by resonance solar Lyman-alpha (Ly-alpha - 121.6 nm) photons. The newly formed H fast neutral, by neutralization of a solar wind proton in the charge exchange process is flowing fast from the sun, and its Doppler shift is too large to be excited by the solar line.

SWAN is detecting these back scattered Ly-alpha photons and provides us with full sky maps of either intensity, or transmission ratio thanks to a hydrogen absorption cell. In our analysis we use the transmission maps to derive information on the IS H flow characteristics.

We describe at first the H-cell observation principle and the Zero Doppler Shift Cone (ZDSC) determination and characteristics. We base our study on the automatic localization of the ZDSC and select certain data over the SWAN transmission maps of the year 1996-1997 to do that, as described in section 3. Finally, in the last section, we compare the data selected, with a model simulating the H flow inside the

heliosphere and refer to the latest results on the determination of the IS wind direction.

## 2. THE H-CELL ON BOARD SWAN/SOHO: THE ZDSC OBSERVATION PRINCIPLE.

The SWAN instrument measures the solar wind distribution and its anisotropies in latitude inside the heliosphere. The instrument is composed of two identical sensor units positioned on the +Z and -Z sides of the spacecraft, thus allowing a complete view of the celestial sphere. Each of the sensors is equipped with a hydrogen absorption cell which allows for a fine spectral analysis of the Ly-alpha line profile. Details on the description of the SWAN instrument are provided in Bertaux et al., 1995.

The Pyrex-glass absorption cell is filled with H<sub>2</sub> at a few 100 Pa pressure and contains two Tungsten filaments. When the filaments are activated, H<sub>2</sub> is dissociated into atomic H. As shown in figure 1, the neutral H atoms produced absorb by resonance the interplanetary Ly-alpha emission line.

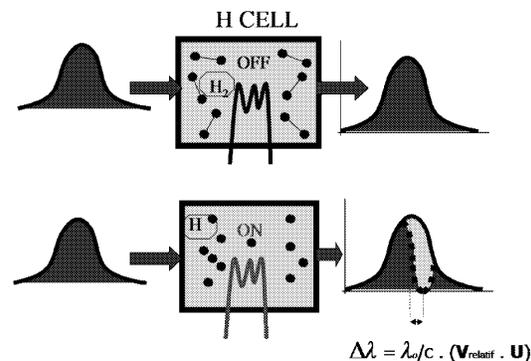


Figure 1. The SWAN H-cell absorbing principle

For each direction of sight, observations are made in two modes: cell-off ( $I_{\text{off}}$ ) and cell-on ( $I_{\text{on}}$ ) (the atomic H recombination into H<sub>2</sub> occurs within a fraction of a second). We use the ratio of intensities  $I_{\text{on}}/I_{\text{off}}$  measured in the detectors, named transmission, which is a dimensionless value and thus independent of the absolute value of Ly-alpha intensity in different lines of sight in the sky. The thermal Doppler velocity broadening inside the cell ( $T_c=300$  K) is much smaller than the thermal broadening in the interplanetary Medium ( $T_{\text{IPM}}=10000$  K) and thus the absorption line blocks out only a fraction of the emission line. The Doppler shift of the absorption line depends on the relative velocity of the emitting interstellar H flow and the absorbing cell atoms.

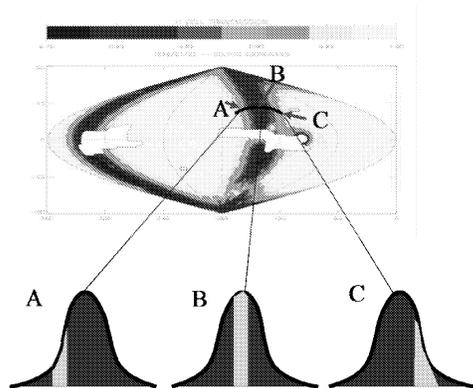


Figure 2. SWAN transmission map and Doppler Shift of the absorption line throughout the maximum absorption region

If the relative velocity is very large, the Doppler Shift is also very large and the absorption line can be completely shifted out of the emission line, giving a maximal transmission. Maximum transmission regions (or otherwise, no absorption regions) are in white colour in SWAN map in figure 2.

When the Doppler Shift is zero, the absorption line is centred on the emission line and the fraction of the line transmitted to the detector is minimal. This corresponds to the dark grey region in SWAN map of figure 2. Maximum absorption occurs when the cell observes on lines of sight perpendicular to the relative velocity vector ( $V_r$ ). The distribution of such lines of sight in the sky forms a pattern that is very close to a circle or a cone, named the Zero Doppler Shift Cone (ZDSC).

As SOHO moves around its orbit, the gas velocity changes in the satellite's frame. The relative motion is varying through the year and the position and form of the ZDSC is changing accordingly (figure 3). In order to simplify figure 3, the gas velocity  $V_o$ , is considered to be constant and on the ecliptic plane. In addition, SOHO velocity is considered equal to the Earth's velocity ( $V_{Earth}$ ).

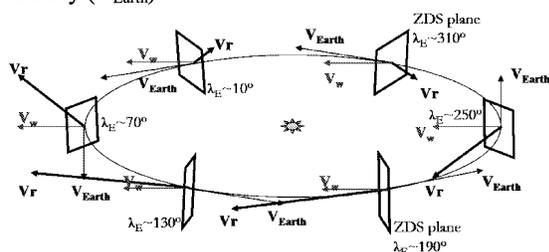


Figure 3. Variation of the ZDSC plane throughout the Earth's orbit for a simplified geometry described in the text

The ZDSC is very large during the period from around July to October. Indeed, during this period of the year, SOHO's (or the Earth's) velocity vector is very close to

being parallel to the IS gas velocity and thus, the relative motion vector is very small. The smaller the Doppler Shift is, the higher is the absorption for a large given angle  $h$  from the ZDSC. On the contrary, during the rest of the year (November to June) the ZDSC is very well defined in a narrow ring over the sky. In figure 5 we present two examples of SWAN maps for two different dates, illustrating the variation of ZDSC location and form throughout the year. In the upper panel (25/04/96 map) the relative motion between the IS gas and the absorbing cell is large, and so is the Doppler shift of the absorption line. Thus, the absorption line is quickly shifted out the emission line, for small angles from the ZDS plane. On the contrary, in the lower panel (21/07/96 map) the relative velocity being small, the cell absorbs almost everywhere in the sky, and the maximum absorption region is very large as well.

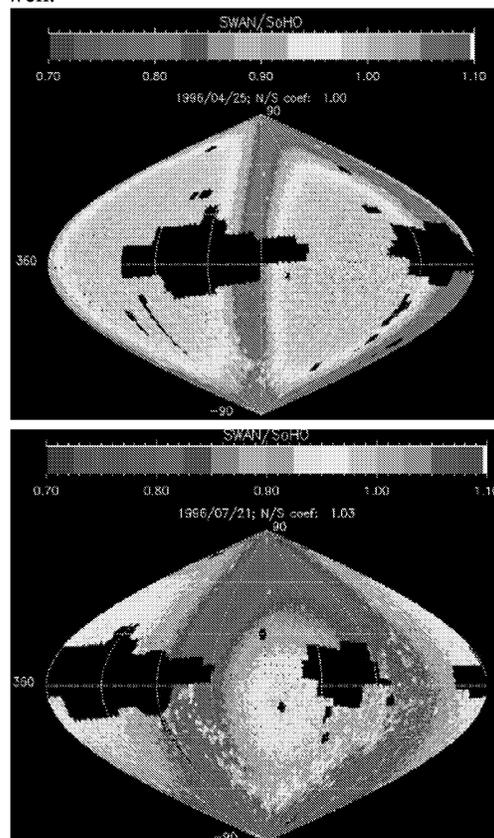


Figure 4. All sky Ly- $\alpha$  transmission maps in ecliptic coordinates for two dates: upper panel, April 25<sup>th</sup> 1996; lower panel, July 21<sup>st</sup> 1996. Blank parts of maps correspond to portions of the sky obscured by SOHO spacecraft, or contaminated by stray light, or by the geocoronal emission. Dark grey region defines the ZDSC (maximum absorption). Light grey spots (mainly visible in the southern hemisphere) are hot galactic stars, eliminated in the following.

### 3. SWAN TRANSMISSION MAPS AND DATA SELECTION

We use corrected SWAN maps, where regions contaminated by hot galactic stars are eliminated. In each map, there are also regions which correspond to the solar disk image and its reflection on the spacecraft, where data are not recorded. These regions correspond on blank regions on SWAN map in figure 5. Our goal is to exploit automatically, rapidly and effectively SWAN cell data. In order to do that, we automatically search and select data in SWAN transmission maps around the strategic region of maximum absorption, which means around the ZDSC, where the most information on cell data lies.

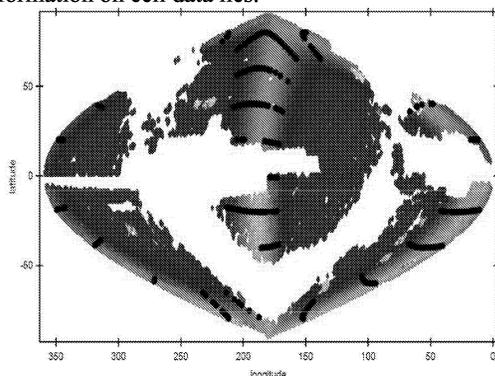


Figure 5. Example of SWAN transmission map with the selected points superposed.

For each SWAN map we select series of lines of sight, when they contain valid SWAN data, forming secants of the ZDSC. Lines of sight selected are defined by two angles,  $g$  and  $h$ . These angles define each LOS in the frame defined by the relative velocity vector and the ZDS plane. The angle  $g$  is lying on the ZDS plane while the angle  $h$  drifts from one side to the other of the ZDS plane. Angle  $g$  varies from  $0^\circ$  to  $360^\circ$  every  $10^\circ$  starting from the ecliptic plane. Angle  $h$  varies from  $-20^\circ$  to  $20^\circ$  every  $2^\circ$ . Examples of lines of sight selected in this manner are represented in black dots in figure 5.

In our method, the ZDS plane is defined by  $h=0^\circ$ . In order to do that, we calculate the relative velocity considering that the gas velocity and the trajectories of IS atoms do not vary as they approach the Sun. This is true only at first order and thus, the definition of the ZDS plane as  $h=0^\circ$  is only an approximation, to ensure we select lines of sight which intersect the maximum absorption region.

Because of this assumption, and because of the form of the ZDSC during the period from July to October, this automatic research and selection of data can only be applied in maps of the period November to June, where ZDSC is well defined. We use SWAN maps during the first year of operations. More precisely we use data on

two periods: 25/04/96 to 21/07/96 and 11/11/96 to 27/04/97. We have neglected the period between the end of July and the beginning of November because, as we explain in the following section, the automatic localization and modelling of the ZDSC is not evident.

### 4. MODEL AND DATA COMPARISON.

We perform a parametric study using a homogenous, single fluid model of the IS neutral H flow across the heliosphere which calculates precise emission line profiles (Costa et al, 1999), a model recently updated to allow for latitude-dependent ionization). Temperature is kept constant at 12000 K (as determined by Costa et al., 1999), this high value being the result of heating at heliopause crossing. The main parameters describing the H flow are: the speed 'at infinity', here modulated between 19 and 24 km/s, the wind direction, here varied from  $(\lambda, \beta) = (247.3^\circ, 6^\circ)$  to  $(\lambda, \beta) = (257.3^\circ, 11^\circ)$ . We consider the optically thin regime (photons are scattered once). Our method, implicating only the line Doppler shifts, allows us to make this latter assumption, as well as to neglect the cell characteristics and their temporal variations (aging). As shown by Quémerais and Izmodenov (2002), the optically thin model is the most adequate in reproducing the Doppler shift of the line-of-sight integrated emission.

In order to model the solar activity impact on the H atoms, we use the self-reversed solar Ly- $\alpha$  line as measured by SUMER/SOHO (Lemaire et al., 2002). The ratio of radiation pressure to solar gravity is being varied between 0.8 and 1.0 (Costa et al., 1999, Woods et al., 2000). The rate of ionization under the influence of the solar wind and solar extreme-UV photons is varied between  $1.0 \cdot 10^{-6}$  and  $1.5 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$  at 1 AU. An important assumption we make, is the anisotropic regime of the ionization, featuring a 40% decrease between the Sun's equator and the poles, as determined independently (see Bertaux et al, this issue).

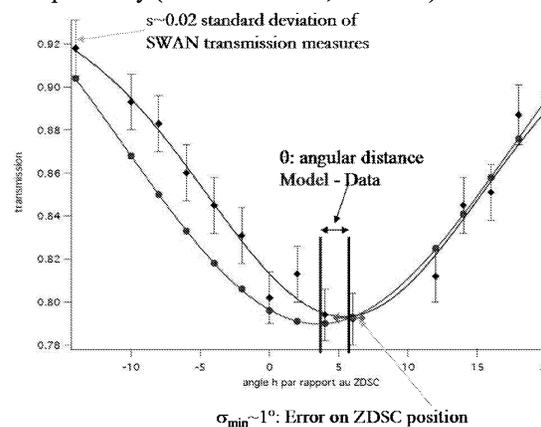


Figure 6. Data sample secant used in ZDSC automatic research

In our comparison with data we mainly focus on the determination of the H flow direction. We calculate the transmission for every line of sight retained, predicted by the model, and we plot model and measured transmission over the h angle with respect to the ZDS plane. We fit both by a Gaussian function. Plots look like figure 6. Minimum transmission corresponds to the real position of the ZDSC (not necessarily exactly at  $h=0^\circ$ ). We derive the ZDSC direction coordinates for both model and measured secants respectively and calculate the angle between the measured and modelled directions. The model is then adjusted to the data by minimizing these angles using a least square method. Minimum reduced  $\chi^2$  is found for the H flow direction at  $(\lambda, \beta) = (252.5^\circ \pm 0.5^\circ, 8.8^\circ \pm 0.5^\circ)$ . This result indicates a deflection of the H flow with respect to the He flow ( $254.7^\circ \pm 0.4^\circ, 5.2^\circ \pm 0.2^\circ$ , Witte et al., 2004, Vallergera et al., 2004 & Gloeckler et al., 2004). Errors on H flow direction, which are essentially systematic, have been deduced from comparison of these results with the results of another independent, model-free method. Details on this latter method, results and error determination are provided in Lallement et al. 2005(a,b).

#### References

Bertaux J.L. & Blamont J.E., *Evidence for a Possible Source of Extra-terrestrial Lyman-alpha: the Interstellar Wind*. *Astron. Astrophys.*, 11, 200-217 (1971)

Bertaux J.L., Quemerais E. & Lallement R., *Observations of a groove in the interplanetary Lyman a sky pattern as the signature of enhanced ionisation and solar wind mass flux in the neutral sheet*, *Geophys. Res. Letters.*, 23, pp. 3675-3678 (1996)

Bertaux J.L. et al., *SWAN: a study of Solar Wind Anisotropies on SOHO with Lyman  $\alpha$  sky mapping*, *Solar Physics*, 162, p. 403-439 (1995).

Costa, J., Lallement, R., et al., *Heliospheric interstellar H temperature from SOHO/SWAN H cell data*, *Astron.*

*Astrophys.*, 349, 660-672. (1999)

Gloeckler G. et al., *Observations of the helium focusing cone with pickup ions*, *Astron. Astrophys.*, 426, 845 (2004)

Lallement R. & Bertaux J.L., *Deceleration of interstellar Hydrogen at heliopause crossing suggested by Lyman-alpha spectral observations*, *Astronom. Astrophys.*, 231, L3-L6 (1990)

Lallement R. et al., *Deflection of the Interstellar Neutral Hydrogen Flow Across the Heliospheric Interface*, *Science* 307: 1447-1449 (2005a)

Lallement R. et al., this issue (2005b)

Lemaire P. et al., *Variation of the full Sun hydrogen Lyman alpha and beta profiles with the activity cycle in Proceedings of the SOHO 11th Workshop*, European Space Agency Special Publication 508, European Space Agency Publications Division, p.219 (2002)

Quémérais E. & Bertaux J.L., *Radiometric Calibration of the SWAN Instrument*, ISSI Scientific Report, European Space Agency Publications Division, p.203 (2002)

Quémérais E., Izmodenov, V., *Effects of the heliospheric interface on the interplanetary Lyman alpha glow seen at 1 AU from the Sun*, *Astron. Astrophys.*, v.396, p.269-281 (2002)

Vallergera J. et al., *EUVE observations of the helium glow : Interstellar and solar parameters*, *Astron. Astrophys.*, 426, 855 (2004)

Witte M., *Kinetic parameters of interstellar neutral helium. Review of results obtained during one solar cycle with the Ulysses/GAS-instrument*, *Astron. Astrophys.*, 426, 835 (2004)

Woods T. N. et al., *Improved solar Lyman alpha irradiance modelling from 1947 through 1999 based on UARS observations*, *J. Geophys. Res.*, 105, 27195 (2000)

# Charge-transfer induced EUV and soft X-ray emissions in the heliosphere<sup>★</sup>

D. Koutroumpa<sup>1</sup>, R. Lallement<sup>1</sup>, V. Kharchenko<sup>2</sup>, A. Dalgarno<sup>2</sup>, R. Pepino<sup>2</sup>, V. Izmodenov<sup>3</sup>, and E. Quémerais<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Service d'Aéronomie du CNRS, 91371 Verrières-le-Buisson, France  
e-mail: [dimitra.koutroumpa@aerov.jussieu.fr](mailto:dimitra.koutroumpa@aerov.jussieu.fr)

<sup>2</sup> Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA

<sup>3</sup> Lomonosov Moscow State University, Department of Aeromechanics and Gas Dynamics, Faculty of Mechanics and Mathematics, Moscow 119899, Russia

Received 22 Mars 2006 / Accepted 28 July 2006

## ABSTRACT

**Aims.** We study the EUV/soft X-ray emission generated by charge transfer between solar wind heavy ions and interstellar neutral atoms and variations of the X-ray intensities and spectra with the line of sight direction, the observer location, the solar cycle phase and the solar wind anisotropies, and a temporary enhancement of the solar wind similar to the event observed by Snowden et al. (2004) during the XMM-Hubble Deep Field North exposure.

**Methods.** Using recent observations of the neutral atoms combined with updated cross-sections and cascading photon spectra we have computed self-consistent distributions of interstellar hydrogen, helium and highly charged solar wind ions for a stationary solar wind and we have constructed monochromatic emission maps and spectra. We have evaluated separately the contribution of the heliosheath and heliotail, and included X-ray emission of the excited solar wind ions produced in sequential collisions to the signal.

**Results.** In most practicable observations, the low and medium latitude X-ray emission is significantly higher at minimum activity than at maximum, especially around December. This occurs due to a strong depletion of neutrals during the high activity phase, which is not compensated by an increase of the solar wind flux. For high latitudes the emission depends on the ion species in a complex way. Intensity maps are in general significantly different for observations separated by six-month intervals. Secondary ions are found to make a negligible contribution to the X-ray line of sight intensities, because their density becomes significant only at large distances. The contribution of the heliosheath-heliotail is always smaller than 5%.

We can reproduce both the intensity range and the temporal variation of the XMM-HDFN emission lines in the 0.52–0.75 keV interval, using a simple enhanced solar wind spiral stream. This suggests a dominant heliospheric origin for these lines, before, during and also after the event.

**Key words.** solar wind – X-rays: diffuse background – ISM: general – galaxy: halo – X-rays: ISM – ISM: supernova remnants

## 1. Introduction

That objects as cold as comets emit copious X-rays was a surprising discovery (Lisse et al. 1996). The emission mechanism, first proposed by Cravens (1997), is now convincingly demonstrated as a major source of cometary and planetary X-rays. Charge exchange (CX) collisions of highly charged ions of the solar wind (SW) with the neutral atoms and molecules from the coma produce cascades of photons in the extreme ultraviolet (EUV) and soft X-ray regions (Häberli et al. 1997; Krasnopolsky 1997; Kharchenko & Dalgarno 2000; Schwadron & Cravens 2002).

Cox (1998) pointed out that neutral interstellar (hereafter IS) and geocoronal atoms would also undergo CX with the SW ions, and generate soft X-rays throughout the heliosphere. The heliospheric emission has been subsequently modelled by Cravens et al. (2001) and Robertson et al. (2001), who explained satisfactorily the global correlation observed by Freyberg (1994, 1998) between the so-called Long Term Enhancements (LTE's) measured by the ROSAT satellite and strong solar wind events. The geocoronal emission has been investigated by

Robertson & Cravens (2003a,b) and measured during Chandra observations of the dark moon (Wargelin et al. 2004). Earlier, Gruntman (1998) modelled the EUV emission produced by the recombination of alpha particles of the SW colliding with interstellar atoms, and showed the substantial influence of the solar wind characteristics on the emission.

The intensity of the soft X-rays in the heliosphere was first estimated by Cravens (2000), who found it to be of the same order as the soft X-ray emission from the so-called Local Bubble (hereafter LB), the 100 parsecs wide cavity surrounding the Sun, filled with tenuous hot ( $10^6$  K) gas (Snowden et al. 1994, 1999). More generally, for faint and diffuse astronomical X-ray sources the CX heliospheric emission may contaminate significantly the X-ray spectra below 1.5 keV as has been demonstrated by a long duration XMM-Newton exposure towards the Hubble Deep Field-North (Snowden et al. 2004, hereafter SCK04).

The cosmic diffuse X-ray emission is the sum of extragalactic, halo and LB contributions (Kuntz & Snowden 2000). It is difficult to separate out the CX emissions from those of the Local Bubble (LB). Shadowing is of limited use because of the absence of clouds of sufficient density and emission lines dominate the continuum in the CX spectrum and the LB spectrum.

<sup>★</sup> Figures 9–13 are only available in electronic form at <http://www.aanda.org>

As seen from the Sun, heliospheric CX emission maxima will be aligned along the interstellar wind axis (Cox 1998). The ROSAT 6-month survey necessary to reconstruct full sky soft X-ray maps did not show this alignment so that low upper limits to the local emission were derived. However, it has been demonstrated that parallax effects connected with the ROSAT all-sky survey geometry destroy the axial symmetry and cause a much smoother emission pattern, so that substantial contamination by CX is not excluded (Lallement 2004).

Robertson & Cravens (2003a,b) constructed sky maps of the heliospheric and geocoronal CX intensity, using global efficiency factors representing all ions at once. Pepino et al. (2004) carried out similar calculations of the spectra emitted by the individual ions and of the corresponding power densities taking separate account of collisions of hydrogen and helium and distinguishing between the fast and slow solar winds.

We extend the study to the calculation of line of sight (LOS) spectral emission maps. We explore potential sources of variability of the received signals and quantify the resulting intensities. We take into account the observer location, the solar cycle phase, the LOS and we calculate the intensities of the strongest emission lines and the contributions of the outer heliosphere. We investigate the contribution of secondary ions created sequentially by CX. We examine the effects of temporary solar wind enhancements and solar rotation (Cravens 2000) using a realistic model of the expanding solar wind. Observations of the soft diffuse X-ray background with the XMM-Newton telescope are analysed.

In Sect. 2 we describe the model developed for the calculation of the X-ray emission. In Sect. 3, we present the heliospheric X-ray emission maps derived from the model and discuss the effects of the solar cycle, observing location on the emission pattern. In Sect. 3.3 we evaluate the contribution of the secondary ions and in Sect. 3.4 the contributions of the heliosheath and heliotail. In Sect. 4, we present X-ray and EUV spectra for lines of sight at different helio-ecliptic latitudes, corresponding to slow and fast solar winds, and for neutral gas distributions that depend on solar activity conditions. In Sect. 5 we simulate the temporal variations of the heliospheric X-ray emission generated by a solar impulsive event for solar wind conditions and a geometry corresponding to the XMM-Newton Hubble Deep Field-North (HDFN) exposure of June 1, 2001. The model results are compared with the XMM-Newton observations of the diffuse background spectra by SCK04. Finally, in the last Sect. 6, we summarize and discuss the results.

## 2. Description of the model

Our simulation of the heliospheric CX emission has four steps. The first is the computation of the density distribution of IS H and He atoms in response to the solar wind and solar EUV conditions for solar minimum and maximum activity. In the second step, these density distributions are used to calculate densities of heavy solar wind ions ( $X^{Q+}$ ), modulated by collisions with the neutral heliospheric gas. In the third step we use the self-consistent density grids of H and He neutral atoms and solar wind ions to calculate the X-ray emissivity due to the CX collisions. Finally these emissivities are used to calculate the total intensity along all lines of sight.

### 2.1. Hydrogen and helium density grids

In order to calculate the neutral H density distribution we have adapted a so-called classical “hot model” used in computing the

interplanetary-interstellar H Lyman- $\alpha$  emission (Lallement et al. 1985a,b). The IS hydrogen flow, after crossing the heliospheric interface, is described as a single Maxwellian flow. The density distribution reflects the action of gravity, radiation pressure and losses due to solar wind CX and solar EUV ionization and recognises the latitudinal anisotropy of the loss terms. Although the CX with  $H^+$  is not an H loss process, the newly created H atoms are expanding radially at a high velocity and their contribution to the density is negligible. Thus, we treat resonant CX as if it were a pure ionization process of the IS hydrogen gas. The parameters specifying the IS neutral hydrogen are:  $n_H(\text{at } 100 \text{ AU}) = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 13000 \text{ K}$ ,  $V_o = 21 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\lambda_{UW} = 252.3^\circ$ ,  $\beta_{UW} = 8.5^\circ$  (Lallement et al. 2005), where  $\lambda_{UW}$  and  $\beta_{UW}$  are the helio-ecliptic longitude ( $\lambda$ ) and latitude ( $\beta$ ) respectively for the upwind direction of the incoming neutral H flow. We employ a density grid  $n_H[r, \lambda, \beta]$  with a  $1^\circ \times 1^\circ$  resolution for  $\lambda, \beta$  and for  $r$  a variable step increasing with distance  $r$  from the Sun, from  $\delta r = 0.3 \text{ AU}$  at the earth orbit up to  $\delta r = 9 \text{ AU}$  at 100 AU.

Helium density distributions in the inner heliosphere have been computed with the model developed by Lallement et al. (2004). The helium distributions are described by the classical kinetic model, with the parameters:  $n_{He}(\text{at } 100 \text{ AU}) = 0.015 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 6300 \text{ K}$ ,  $V_o = 26.2 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\lambda_{DW} = 74.7^\circ$ ,  $\beta_{DW} = -5.3^\circ$  (Witte 2004; Vallerga et al. 2004; Gloeckler et al. 2004). Resolution in  $\theta$  is  $1^\circ$ . Distance steps are varying logarithmically in the sunward direction and they are very small near the Sun, where the helium is still dense and the emissivity due to He is high and varying rapidly.

Solar activity influences differently the heliospheric distributions of H and He atoms. The ratio,  $\mu$ , of radiation pressure to gravity for neutral hydrogen, varies from 0.9 at solar minimum to 1.5 at solar maximum (Woods et al. 2000). For H, the major source of ionization is CX of H with solar wind protons, followed by EUV photo-ionization. Ionization rates  $\beta_i$  as a function of heliographic latitude are derived from the SOHO-SWAN preliminary data analysis (Quémerais et al. 2006). During solar minimum  $\beta_i$  is  $6.6 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$  at heliographic latitudes between  $\pm 20^\circ$  and  $4 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$  at latitudes over  $\pm 20^\circ$  and up to the poles. During solar maximum, the anisotropy is less important. It is scaled every  $10^\circ$  with  $\beta_i$  values between  $8.4 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$  at the equator and  $6.7 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$  at the poles.

For helium atoms  $\mu = 0$ . Radiation pressure is negligible compared to solar gravitational attraction and the atoms are gravitationally focused downwind. The main cause of ionization is solar EUV radiation and electron impacts. The mean lifetime (the inverse of  $\beta_i$ ) at 1 AU varies from  $1.4 \times 10^7 \text{ s}$  at solar minimum to  $0.62 \times 10^7 \text{ s}$  at solar maximum, in agreement with McMullin et al. (2004).

Recent work has shown strong evidence for an anisotropic distribution of the He 30.4 nm solar irradiance and thus of the He photo-ionization rate (Witte et al. 2004; Auchère et al. 2005) and it has been shown that the electron impact ionization rate is also anisotropic (McMullin et al. 2004). However, since our model does not include any latitudinal dependence of the helium ionization rate, we use isotropic photo-ionization and electron impact ionization.

The radial dependence of electron impact ionization is taken from Rucinski & Fahr (1989). Lallement et al. (2004) used it in an analysis of SOHO-UVCS 58.4 nm data, and found that the rate is appropriate for solar minimum, but requires a three-fold increase for solar maximum. In order to have self-consistency we use both the Rucinski & Fahr (1989) radial dependence and the Lallement et al. (2004) electron impact ionization. Further

**Table 1.** Slow and Fast Solar Wind Parameters. Cross sections for CX between SW heavy ions and H and He are based on theoretical and experimental work of (Beijers et al. 1994; Bliman et al. 1992; Bonnet et al. 1985; Dijkkamp et al. 1985a,b; Fritsch et al. 1996; Greenwood et al. 2001; Harel et al. 1992, 1998; Ishii et al. 2004; Iwai et al. 1982; Lee et al. 2004; Liu et al. 2005; Phaneuf et al. 1987; Richter et al. 1993; Shimakura et al. 1992; Suraud et al. 1991; Wu et al. 1994).

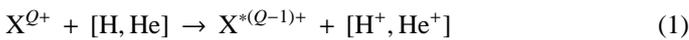
SW type	Slow			Fast		
$V_{\text{SW}}$ (km s <sup>-1</sup> )	400			750		
$[\frac{\text{O}}{\text{H}^+}]$	1/1780			1/1550		
$n_{\text{H}^+}$ at 1 AU (cm <sup>-3</sup> )	6.5			3.2		
Spectral Lines (keV) <sup>a</sup>	$\sigma_{(\text{H},\text{X}^{\text{Q}+})}$			$\sigma_{(\text{He},\text{X}^{\text{Q}+})}$		
Produced by X <sup>*(Q-1)+</sup>	$[\frac{\text{X}^{\text{Q}+}}{\text{O}}]^b$	(10 <sup>-15</sup> cm <sup>2</sup> )	(10 <sup>-15</sup> cm <sup>2</sup> )	$[\frac{\text{X}^{\text{Q}+}}{\text{O}}]^b$	(10 <sup>-15</sup> cm <sup>2</sup> )	(10 <sup>-15</sup> cm <sup>2</sup> )
C <sup>6+</sup>	(0.37, 0.44, 0.46)	0.318	4.16	1.50	0.085	4.63
C <sup>5+</sup>	(0.3, 0.35, 0.37)	0.210	2.00	1.40	0.440	2.90
N <sup>7+</sup>	(0.25, 0.5, 0.6, 0.62, 0.64)	0.006	5.67	2.00	0.000	5.55
N <sup>6+</sup>	(0.42, 0.43, 0.5)	0.058	3.71	1.26	0.011	3.32
N <sup>5+</sup>	(0.05, 0.059, 0.065)	0.065	2.27	1.41	0.127	2.92
O <sup>8+</sup>	(0.33, 0.65, 0.77, 0.82, 0.84)	0.070	5.65	2.80	0.000	6.16
O <sup>7+</sup>	(0.561, 0.569, 0.574)	0.200	3.40	1.80	0.030	3.70
O <sup>6+</sup>	(0.072, 0.083, 0.094, 0.107)	0.730	3.67	0.96	0.970	3.91
Ne <sup>9+</sup>	(0.905, 0.915, 0.922)	0.030 <sup>c</sup>	7.20	2.40	0.006 <sup>c</sup>	7.20
Ne <sup>8+</sup>	(0.126, 0.141, 0.187)	0.084	3.70	1.30	0.102	3.00
Mg <sup>11+</sup>	(1.33, 1.34, 1.35, 1.37)	0.035 <sup>c</sup>	7.5	2.6	0.001 <sup>c</sup>	7.5
Mg <sup>10+</sup>	(0.28, 0.29, 0.3, 0.31)	0.098	3.73	1.00	0.029	2.50

<sup>a</sup> Including most important lines, <sup>b</sup> Schwadron & Cravens (2000), <sup>c</sup> Rough estimate from ACE data.

work is, however, certainly needed to improve the accuracy of the helium ionization rate of helium (McMullin et al. 2004).

## 2.2. Heavy solar wind ion distributions

In the inner heliosphere and in the absence of charge transfer, the density of heavy ions would follow a  $r^{-2}$  dependence. Here, in addition to the radial expansion, we consider the effect of collisions with interplanetary neutrals. The next step in our model is the computation of the heavy ion losses due to CX with hydrogen and helium atoms and the determination of a density distribution for each ion species. The process may be written:



and it represents the loss of ion  $\text{X}^{\text{Q}+}$  and the production of ion  $\text{X}^{(\text{Q}-1)+}$ . The density of ion  $\text{X}^{\text{Q}+}$  is given by the equation:

$$\frac{dN_{\text{X}^{\text{Q}+}}}{dx} = -N_{\text{X}^{\text{Q}+}}(\sigma_{(\text{H},\text{X}^{\text{Q}+})} n_{\text{H}}(x) + \sigma_{(\text{He},\text{X}^{\text{Q}+})} n_{\text{He}}(x)) + N_{\text{X}^{(\text{Q}-1)+}}(\sigma_{(\text{H},\text{X}^{(\text{Q}-1)+})} n_{\text{H}}(x) + \sigma_{(\text{He},\text{X}^{(\text{Q}-1)+})} n_{\text{He}}(x)) \quad (2)$$

where  $x$  is the distance along the SW stream lines,  $\sigma_{(\text{H},\text{X}^{\text{Q}+})}$  and  $\sigma_{(\text{He},\text{X}^{\text{Q}+})}$  are the hydrogen and helium CX cross-sections and  $n_{\text{H}}(x)$  and  $n_{\text{He}}(x)$  are the hydrogen and helium densities respectively. The first term represents the loss due to CX between  $\text{X}^{\text{Q}+}$  and H and He while the second term is the source term due to the equivalent CX process for  $\text{X}^{(\text{Q}-1)+}$ . For bare ions (C<sup>6+</sup>, N<sup>7+</sup>, O<sup>8+</sup>) the source term is, of course, absent, and in a first approximation we neglect it also for the lower state ions. We will discuss its role and justify this assumption in Sect. 3.3.

If we neglect this term, the ion density as a function of distance from the Sun is described by the equation:

$$N_{\text{X}^{\text{Q}+}}(r) = \frac{N_{\text{X}^{\text{Q}+o}}}{r^2} \exp\left(-\int_{r_o}^r (\sigma_{(\text{H},\text{X}^{\text{Q}+})} n_{\text{H}}(x) + \sigma_{(\text{He},\text{X}^{\text{Q}+})} n_{\text{He}}(x)) dx\right) \quad (3)$$

where  $r$  is the radial distance from the Sun and the density of ion  $\text{X}^{\text{Q}+}$  at 1 AU is expressed in the form  $N_{\text{X}^{\text{Q}+o}} = [\frac{\text{X}^{\text{Q}+}}{\text{O}}] [\frac{\text{O}}{\text{H}^+}] n_{\text{H}^+o}$ ,  $[\text{O}]$  being the total oxygen ion content of the solar wind and  $n_{\text{H}^+o}$  the proton density at 1 AU. The adopted values of  $[\frac{\text{X}^{\text{Q}+}}{\text{O}}]$  and  $[\frac{\text{O}}{\text{H}^+}]$  for the fast and slow solar winds are given in Table 1.

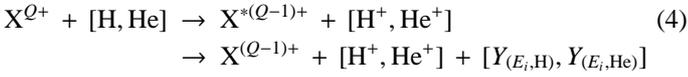
We assume that the heavy ion flux is propagating radially from the Sun. For each grid cell ( $r, \lambda, \beta$ ), where  $\lambda$  and  $\beta$  are the ecliptic coordinates, varying 1° by 1°, the corresponding heliographic coordinates  $\lambda_{\text{Helio}}$  and  $\beta_{\text{Helio}}$  are calculated, and  $\beta_{\text{Helio}}$  is used to discriminate between slow and fast solar wind.

During solar minimum we adopt the Slow Solar Wind composition (SSW) at an average velocity of 400 km s<sup>-1</sup>, accelerated in the equatorial zone ( $\beta_{\text{Helio}} = [-20^\circ, 20^\circ]$ ), and the Fast Solar Wind (FSW) composition with an average velocity of 750 km s<sup>-1</sup>, accelerated at higher heliographic latitudes ( $\beta_{\text{Helio}} = [-20^\circ, -90^\circ], [20^\circ, 90^\circ]$ ). The proton density  $n_{\text{H}^+o}$  is 6.5 cm<sup>-3</sup> for the SSW and 3.2 cm<sup>-3</sup> for the FSW. During solar maximum we assume that all the solar wind is in the SSW state. These values are consistent with the ionization rates we have used for the computation of the neutral densities. In Table 1 we summarize the parameters characterizing the two different states of the Solar Wind, as well as abundances  $[\frac{\text{X}^{\text{Q}+}}{\text{O}}]$  and CX cross sections with H and He for each heavy ion species (and charge state) used in our analysis. The charge and elemental abundances of heavy ions in the slow and fast solar wind are adopted from Schwadron & Cravens (2000). We have updated values of cross sections of ion collisions with H and He atoms. The selective and total cross sections of the charge transfer collisions of the heavy solar wind ions have been constructed using relevant data from the laboratory measurements and theoretical calculations reported in Table 1.

We have calculated the number of  $\text{X}^{\text{Q}+}$  ions lost due to CX collisions with H and He atoms for the SW plasma flux propagating in the radial direction. For that we use a refined grid such that each grid cell is smaller than the H and He grid cells at each distance from the Sun so that we can obtain the best resolution for the affected regions of both neutral species.

### 2.3. Calculating the X-ray emission

The final step of our simulation is the computation of the directional intensity  $I(\lambda, \beta)$  of X-ray emission lines, resulting from CX collisions of the heavy SW ions  $X^{Q+}$  with the heliospheric H and He atoms. We compute the line of sight intensity  $I$ , seen by an observer at Earth orbit at different dates. CX collisions, producing X-ray photons, are described by the equation:



where  $Y_{(E_i, H)}$ ,  $Y_{(E_i, He)}$  is the photon yield for the spectral line  $E_i$  induced in the CX between the ion  $X^{Q+}$  with H and He respectively. The values of quantum yields in collisions of the most important solar wind ions have been presented in articles on the charge transfer mechanism of cometary X-ray emission (Kharchenko & Dalgarno 2000, 2001; Rigazio et al. 2002; Kharchenko et al. 2003; Pepino et al. 2004). The photon energies  $E_i$  and relative intensities of different emission lines of the CX spectra have been computed for the fast and slow winds.

The volume collision frequency  $R_{X^{Q+}}$  in units of  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$  of  $X^{Q+}$  with the neutral heliospheric atoms is given by the equation:

$$\begin{aligned} R_{X^{Q+}}(r) &= N_{X^{Q+}}(r) v_{\text{rel}} (\sigma_{(H, X^{Q+})} n_H(r) + \sigma_{(He, X^{Q+})} n_{He}(r)) \\ &= R_{(X^{Q+}, H)}(r) + R_{(X^{Q+}, He)}(r). \end{aligned} \quad (5)$$

If we consider only the region inside the termination shock, where solar wind ions are supersonic, then the relative velocity between the solar wind ions and the IS neutrals,  $v_{\text{rel}} = V_{\text{SW}} - v_n$  in Eq. (5), can be approximated by  $V_{\text{SW}}$ , since the neutral velocity  $v_n \ll V_{\text{SW}}$ . With the exception of Sect. 3.4 all the results have been obtained with this assumption. In Sect. 3.4 we examine in detail the case of the outer Heliosphere (the heliosheath and heliotail) where the IS neutral velocity and ion thermal velocity are no longer negligible.

Thus, for the inner heliosphere, the number of  $h\nu$ -photons emitted per second from unit volume is given by the formula:

$$\varepsilon_{h\nu}(r) = R_{(X^{Q+}, H)}(r) Y_{(h\nu, H)} + R_{(X^{Q+}, He)}(r) Y_{(h\nu, He)}. \quad (6)$$

The intensity measured at energy  $h\nu$  for an observer in position  $\mathcal{O}(\lambda_E, \beta_E)$  for a line of sight  $\text{LOS}(\lambda, \beta)$  is

$$I_{h\nu}(\mathcal{O}, \text{LOS}) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{100 \text{ AU}} \varepsilon_{h\nu}(r) \text{d}s. \quad (7)$$

During solar maximum, the computation of the intensity is quite simple since we consider only one state of the Solar Wind, the slow one. This is not the case during solar minimum and especially for LOS towards high latitudes. In Fig. 9 (Supporting Online Material, hereafter SOM) we present a simplified observation geometry for such lines of sight for solar minimum conditions. In the figure, we have considered the Solar Equator parallel to the ecliptic plane but in reality the two planes have an angle of incidence of about  $7.25^\circ$  which is taken into account in the modelling. As shown in Fig. 9 (SOM), a high latitude LOS crosses regions of both slow and fast SW and thus, the total intensity is a mixture of SSW and FSW induced photons. This is taken into account in our simulation when we interpolate in our heavy-ion grid for each point on the LOS according to its distance and latitude.

## 3. Charge transfer EUV and X-ray maps of the heliosphere

### 3.1. Emissivity maps

Figure 10 (SOM) shows the contour maps of the total emissivity of excited  $O^{*5+}$  and  $O^{*6+}$  ions produced in the charge transfer collisions of the SW ions with the hydrogen and helium gas during solar minimum. The top panels present iso-emissivity contours at positions  $(x, y)$  between  $\pm 15$  AU in the plane defined by the IS He wind axis and the vector  $(\lambda = -16^\circ, \beta = 0^\circ)$  which is very close to the ecliptic plane and, thus, contains mainly slow SW. In these figures, the IS wind is travelling from left to right. We recognize on the upwind side the crescent shape due to the  $r^{-2}$  dependence of the solar wind flux and the spatial distribution of hydrogen. On the downwind side we find the excess of emissivity due to the focusing of He neutrals in the He cone.

The bottom panels of Fig. 10 (SOM) present iso-emissivity contours at positions  $(x, z)$  between  $\pm 15$  AU in the plane defined by the IS He wind axis  $(\lambda = 74^\circ, \beta = -5^\circ)$  and the heliospheric polar axis. The IS wind comes from the left and heads on  $-5^\circ$  downwards with respect to the  $z$  axis. The two panels stress the discontinuity at  $\pm 20^\circ$  between the SSW and the FSW during solar minimum, as well as the contrast between the ions characterizing the two SW types. The discontinuity boundaries appear very sharp because we consider a simplified anisotropic model for the solar wind. The left panels present iso-emissivity contours for the  $O^{5+}$  line at 0.08 keV (sum of the lines 0.072 and 0.082 keV), generated from  $O^{6+}$ , abundant in the fast SW. The right column presents contours for the sum of intensities of  $O^{*6+}$  emission lines of 0.561, 0.569 and 0.574 keV, induced in radiative transitions from the triplet and singlet excited states of  $O^{*6+}$ . We show in Fig. 10 (SOM) the average energy of  $O^{*6+}$  photons: 0.57 keV. The  $O^{7+}$  SW ions, producing excited  $O^{*6+}$ , are more abundant in the SSW.

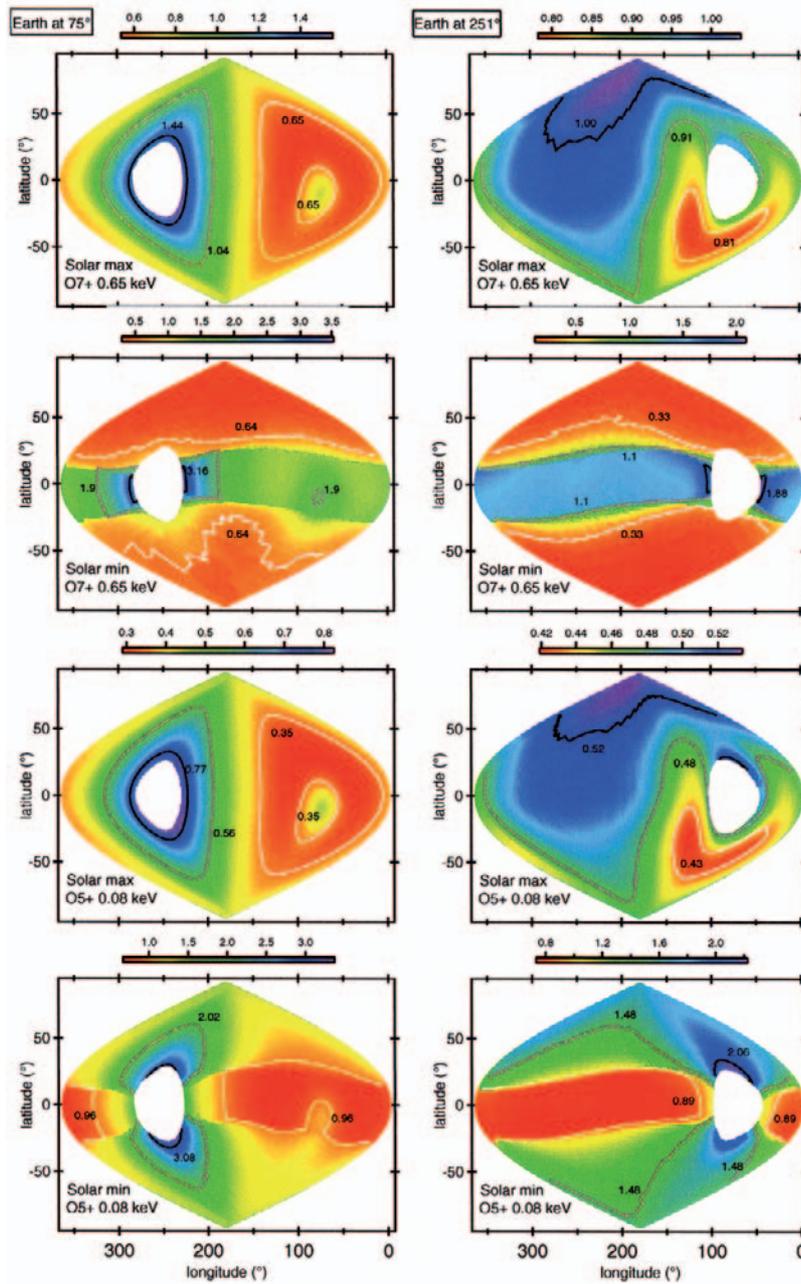
### 3.2. Intensity maps

In Figs. 1 (and 11, 12, 13, SOM) we present full-sky maps of the heliospheric X-ray emission in ecliptic coordinates. Color in these figures represents intensities of the CX emission given in  $10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , the red colour corresponding to minimum and the blue to maximum values. We also mark in each map contours at 10% (white), 50% (grey) and 90% (black) of maximum value. We have removed from every map a data portion of  $20^\circ \times 20^\circ$  around the solar disk where no instrument can observe. In the following we examine the different effects illustrated in these maps.

#### 3.2.1. Solar cycle effects

Again, in Figs. 1 and 11, 12, 13 (SOM) we chose two oxygen ions characterizing the slow or the fast SW, in order to emphasize the contrast between the two SW states. In the two top panels of each column we illustrate the  $O^{7+}$  0.65 keV line for solar maximum and solar minimum conditions. In the third and fourth panel of each column we present the  $O^{5+}$  0.08 keV line for solar maximum and solar minimum respectively.

The striking features are: (i) at solar minimum, the modeled intensity in the equatorial region is conspicuously different from regions at medium or high latitudes. This is entirely due to the solar wind latitudinal structures, separating the slow from the fast solar wind, shown in Fig. 9 (SOM). For the fast solar wind, the major contributors to the CX emission are low charge such



**Fig. 1.** Solar maximum and solar minimum full sky monochromatic for the  $O^{7+}$  line at 0.65 keV and the  $O^{5+}$  line at 0.08 keV. The observer is situated at  $75^\circ$  (left column) and at  $251^\circ$  (right column) ecliptic longitude. The color scale is in units of  $10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , red colour corresponding to minimum and blue to maximum values. The masked area is the  $20^\circ \times 20^\circ$  region around the solar disk. The map is shown in ecliptic coordinates.

as  $C^{4+}$ ,  $N^{5+}$  and in particular  $O^{5+}$ , illustrated in Fig. 1. These ions emit in the EUV ( $E \leq 150 \text{ eV}$ ). The slow solar wind is characterized by highly charged ions  $C^{6+}$ ,  $N^{7+}$ ,  $O^{8+}$  and  $Ne^{9+}$  which produce harder X-ray emitting ions, as for example  $O^{7+}$  illustrated in the maps.

(ii) The X-ray emission pattern for solar maximum is very similar for both  $O^{5+}$  and  $O^{7+}$  lines, but for solar minimum there are strong differences. While  $O^{7+}$  emission is almost absent at high ecliptic latitudes,  $O^{5+}$  is much brighter due to the difference in relative abundance of  $O^{8+}$  and  $O^{6+}$ .  $O^{7+}$  is generated during CX between  $O^{8+}$  ion and H and He.  $O^{8+}$  is absent from the fast solar wind. The  $O^{7+}$  emission is never zero, because there are no lines of sight containing only the FSW.

(iii) At low latitudes, near the solar equator, X-ray emissions are more intense for solar minimum than for solar maximum because the neutral atom content is higher during solar minimum.

During solar minimum, photo-ionization is less efficient and H and He are less readily destroyed by photo-ionization. Further, gravitational pressure exceeds radiation pressure and thus neutral H atoms have incoming trajectories and fill the ionization cavity.

### 3.2.2. Effect of the observer's position

Each column represents a different observing position on the Earth's orbit. We cover half an orbit, about every  $45^\circ$  starting downwind ( $\lambda_E = 75^\circ$ , Fig. 1, left) to upwind ( $\lambda_E = 251^\circ$ , Fig. 1, right). When examining the different vantage points on the Earth's orbit, it is no longer the solar wind ion distribution that is the source of the X-ray pattern differences, but the H and He distributions in interplanetary space. These differences are

even more striking in the solar maximum maps, where only one solar wind type is present.

When the observer is situated downwind (see Fig. 1, left), emission is dominated by CX with He. Maximum intensity is observed for a ring of LOS upwind, around the forbidden solar direction. These LOS cross all the ionization cavity, extending to several AU, before reaching the first H atoms. Thus the maximum in intensity is due to He concentrated around and behind the sun, on the downwind (DW) side. In this region the focusing cone ( $\lambda = 75^\circ$ ,  $\beta = -5^\circ$ ) produces an excess of CX and thus of X-ray intensity. H atoms are absent downwind, where the ionization cavity limits the neutral atom abundance. This is illustrated by the minimum of emission in the LOS forming a large ring around the He cone.

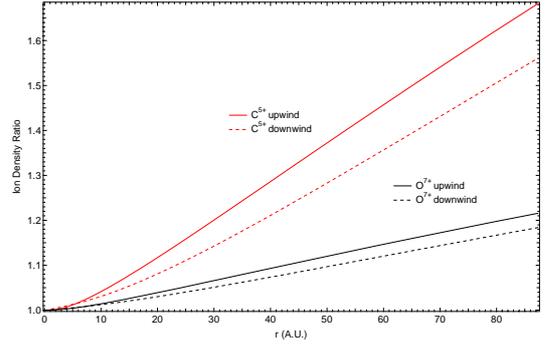
These characteristic features evolve gradually when moving on the Earth's orbit from downwind to upwind (Figs. 11–13 - SOM). Maximum emission is still located close around the sun but the emission pattern loses its axisymmetric form. The He cone becomes less and less striking, but still distinguishable by an excess of emission when observing a LOS that crosses it. The minimum X-ray intensity obtains a large oval-like pattern in LOS pointing downwind, less and less disturbed by the presence of the He cone as we move upwind.

On an upwind position of the observer (Fig. 1, right), the major source is CX with H with maximum X-ray intensity on the northern antisolar lines of sight, towards the incoming flow. Those antisolar LOS cross a much smaller portion of the ionization cavity than LOS pointing downwind. They therefore see more H atoms approaching, while they miss He atoms which are absent at distances greater than 1 AU from the sun. Minimum X-ray intensity on these maps is thus situated in the southern hemisphere towards the Sun (DW) illustrating the major loss of H neutrals in the ionization cavity. Even though there is little He on the upwind maps, it is not completely absent and we still find a halo of X-ray emission around the Sun.

### 3.3. The secondary ion charge transfer source term

Secondary ions contribute to the total heliospheric emission. In Fig. 2 we show how the ratio of the total ion density, including secondary CX-produced ions (Eq. (2)), to the density calculated with the primary CX destruction term (Eq. (3)) only, varies with distance to the Sun. We show this ratio for two different ions originating from slow SW regions,  $C^{5+}$  and  $O^{7+}$ , moving in two radial directions, and heading upwind or downwind.

$C^{5+}$  is produced in  $C^{6+} + H$  CX collisions with a high value of cross section and depleted in the CX  $C^{5+} + H$  and  $C^{5+} + He$  collisions, with cross sections that are significantly smaller. Moreover,  $C^{6+}$  is more abundant than  $C^{5+}$  in the slow SW, and CX of  $C^{6+}$  is a large source of  $C^{5+}$ . The gain of  $C^{5+}$  exceeds the loss and its density increases rapidly at large distances from the Sun. For the other ions the source term is less important but it slows the decrease that would occur in its absence. The ion creation term becomes effective at large distances from the Sun of 30–40 AU, beyond the region where most of the emission takes place. For an upwind LOS, 88% of the total X-ray emission due to H is produced in the first 10 AU and 98% of the total X-ray emission due to He is produced within the first 5 AU. We conclude that the secondary source term does not add more than 4% to the total X-ray emission of the inner Heliosphere, and therefore we can neglect it in a first approach.



**Fig. 2.** Ratio between the total ion density (including secondary CX sources) and primary ion density as a function of distance from the Sun.

### 3.4. The outer heliosphere contribution

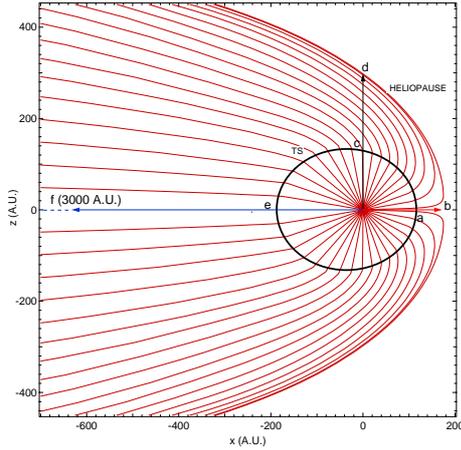
In the previous sections, we analyzed the various effects of the solar cycle and the observer's position on the total emission maps. The maps refer to the inner heliosphere, where the solar wind is supersonic and flows radially. Beyond the termination shock it is forced to decelerate and turn backwards at the heliopause. The relative contribution of the inner heliosheath and the heliotail to the total X-ray emission has been computed separately using the plasma and neutral distributions of Izmodenov & Alexashov (2003). In this kinetic-continuum model (Baranov & Malama 1993), the solar wind at the orbit of the Earth is steady and spherically symmetric. The interstellar flow which consists of hydrogen atoms is uniform and plane-parallel outside the heliosphere. In these conditions the flow is steady and axisymmetric. All charged particles (electrons, protons, alpha-particles, pickup ions) are treated as a single component fluid, described by the hydrodynamic Euler equations with source terms that include the effects of CX. The motion of the interstellar atoms in the heliospheric interface is determined by solving the kinetic equation. It is assumed in the model that H atoms interact with the plasma by CX only and electron impact is neglected. Computations have been carried out far in the tail of the interaction region. This self-consistent neutral-plasma model yields H and ion densities, thermal velocities and flow velocities along streamlines. We use these results out to 3000 AU beyond which the production of X rays is negligible.

In Fig. 3 are shown the solar wind streamlines from the self consistent plasma/neutrals model. The IS wind flows from right to left pushing the solar wind plasma and creating the heliospheric interface. In a first step, ion losses have been computed along each solar wind streamline. Up to the termination shock the loss term has been calculated as described earlier. Once the termination shock is crossed, we can no longer neglect the thermal motion of the ions which becomes important in the heliosheath, and in Eq. (5) we replace  $V_{SW}$  by  $v_{rel,HS}$  where

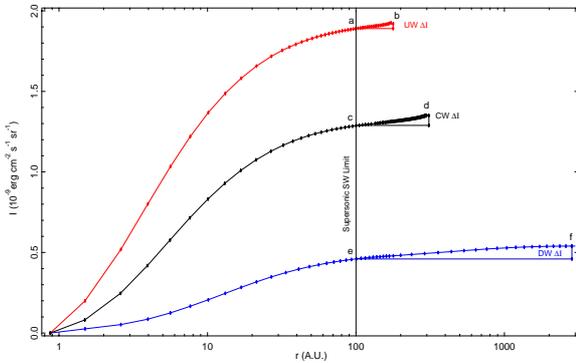
$$v_{rel,HS} = \sqrt{(v_{rel}^2 + 8kT_i/\pi m_i)} \quad (8)$$

includes the relative velocity between ions and neutrals  $v_{rel} = V_{SW} - v_n$  and the ion thermal motion.

Except for the upwind and downwind direction, any line of sight in the heliosheath crosses all the streamlines making at the Sun an angle between 0 and 90 degrees. Since ions displaced from the forward direction continue to exchange with the neutral atoms the computation of the intensities makes use of the loss along the streamlines. For the upwind LOS emission ceases at the heliopause. For the downwind LOS ions contribute to the



**Fig. 3.** Solar wind streamlines calculated with the Izmodenov & Alexashov (2003) model. Arrows mark the three LOS for which the contribution of the outer heliosphere has been calculated and presented in Fig. 4.



**Fig. 4.** Contribution of the heliosheath upwind (red) and crosswind (black), and the heliotail (blue) to a heavy SW ion emission. Intensity, in units of  $10^{-9}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$   $\text{sr}^{-1}$ , is presented as a function of distance  $r$  to the Sun (in AU). See location of (a) to (f) points in Fig. 3.

emission at large distances out to 3000 AU where the ions have all been removed by CX.

In the heliosheath, CX with atomic hydrogen dominates. Gravitational focusing and ionization effects which both enhance the concentration of He over H close to the Sun are not at work at large distances and in estimating the X-rays from the heliosheath we may ignore He. We may also ignore solar activity which is limited in its effects at large distances and consider the intensities produced in a stationary slow solar wind. In Fig. 4, we present the total emission in units of  $\text{erg cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$   $\text{sr}^{-1}$  from CX with H as a function of distance in AU from the Sun on three LOS, upwind, crosswind and downwind, for a hypothetical ion of atomic number 16 with a cross-section of  $3.5 \times 10^{-15}$   $\text{cm}^2$  and at a spectral line of 0.56 keV.

In Table 2 we present the contributions of emissions in the outer heliosphere from individual ions, expressed as percentages of the total emission intensity due to H and total emission due to H + He, received within 100 AU. The corresponding amount is much larger downwind and depends essentially on the cross section of CX with H atoms, decreasing as the cross section increases. The largest enhancement happens for  $\text{C}^{5+}$  which has the smallest cross section and is depleted less rapidly with distance. Upwind, the heliosheath extends to about 170 AU and its contribution is small at 2.7% of the total. Crosswind there is a small

**Table 2.** Contribution of the Outer Heliosphere, up to  $\sim 170$  AU UW,  $\sim 300$  AU CW and  $\sim 3000$  AU DW, to the X-ray intensity due to CX between heavy SW ions and IS H atoms and to the total directional X-ray intensity (H+He) within 100 AU.

H/He emission within 100 AU							
		UW	CW	DW			
		2.7	1.08	0.15			
% LOS							
$X^{Q+}$	$\sigma_{(\text{H}, X^{Q+})}$ ( $10^{-15}$ $\text{cm}^2$ )	$\text{H}^a$	$\text{H+He}^b$	H	H+He	H	H+He
$\text{C}^{6+}$	4.16	1.8	1.31	4.3	2.24	15	1.95
$\text{C}^{5+}$	2.00	2.7	1.97	7.3	3.8	37.9	4.93
$\text{N}^{7+}$	5.67	1.4	1.02	3.0	1.56	9.9	1.29
$\text{N}^{6+}$	3.71	1.9	1.39	4.7	2.44	17	2.21
$\text{N}^{5+}$	2.27	2.4	1.75	6.7	3.48	32	4.16
$\text{O}^{8+}$	5.65	1.3	0.95	2.9	1.51	9.8	1.27
$\text{O}^{7+}$	3.40	1.9	1.39	4.9	2.55	19	2.47
$\text{O}^{6+}$	3.67	1.8	1.31	4.7	2.44	17.2	2.24
$\text{Ne}^{9+}$	7.20	0.97	0.71	2.1	1.09	7.1	0.92
$\text{Ne}^{8+}$	3.70	1.7	1.24	4.5	2.34	16.9	2.2
$\text{Mg}^{11+}$	7.5	0.9	0.66	2.0	1.04	6.7	0.87
$\text{Mg}^{10+}$	3.73	1.6	1.17	4.4	2.29	16.6	2.16

<sup>a</sup> % to add to the emission due to CX with H; <sup>b</sup> % to add to the total emission due to CX with H and He.

increase to 7.3%, the heliopause occurring at 300 AU. A substantial enhancement of 38% results for the downwind direction because CX contributes out to 3000 AU.

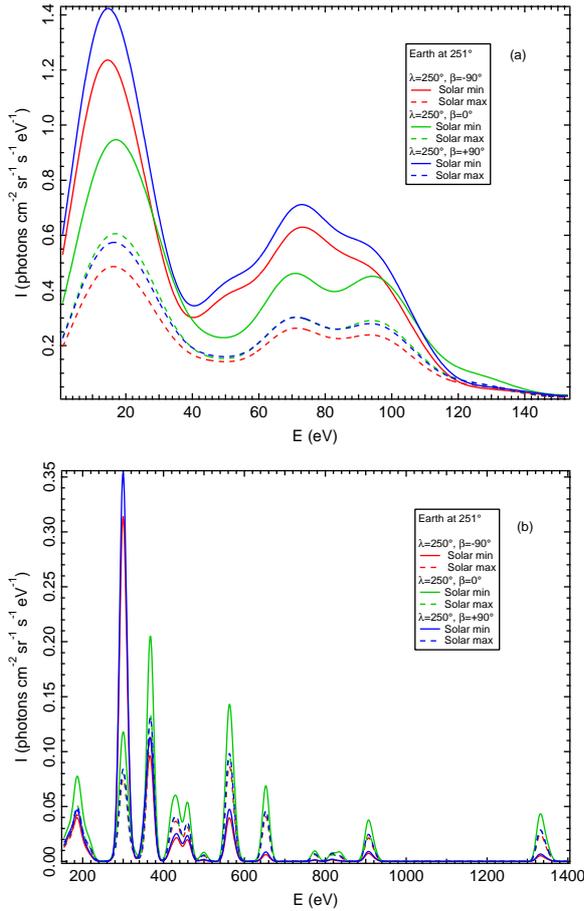
As stated above, in the external heliosphere most of the emission comes from hydrogen. In Table 2 we show the resulting contributions to the emission generated by collisions with H and the resulting contribution to the total emission. The contributions of the heliosheath to the total intensities are smaller on the downwind hemisphere since there, CX with He is the dominant source of emission. Globally, due to this counteracting effect, the contribution is limited to about 5%.

#### 4. EUV and soft X-ray spectra

EUV and soft X-ray spectra for three LOS from two locations of the observer at solar minimum and solar maximum are presented in Figs. 5 and 6.

The LOS are specified by  $\beta_{\text{LOS}} = -90^\circ$ , South heliospheric Pole LOS,  $\beta_{\text{LOS}} = 90^\circ$ , the North heliospheric Pole and  $\beta_{\text{LOS}} = 0^\circ$ , in the equatorial plane. The LOS with  $\beta_{\text{LOS}} = 0^\circ$  is oriented towards the anti-solar direction for each position of the observer. Thus, when the observer is located upwind at  $\lambda_E = 251^\circ$  the equatorial LOS is directed towards the incoming neutral atom flow,  $\lambda_H \sim 252^\circ$ ,  $\beta_H \sim 8^\circ$ . When the observer is located downwind at  $\lambda_E = 75^\circ$ , the equatorial LOS is directed almost inside the Helium focusing cone ( $\lambda_{\text{He}} = 74^\circ$ ,  $\beta_{\text{He}} = -5^\circ$ ).

The spectra include the emission lines from the ions listed in Table 1, at energies between 0.005 keV to 1.4 keV. They exclude a small fraction of heavier ions  $\text{Fe}^{2+}$ ,  $\text{Si}^{2+}$  and  $\text{S}^{2+}$  which produce lines in the 300 eV energy range. Each line is a Gaussian profile with  $FWHM$  of 12 eV, which corresponds to the resolution achieved by McGammon et al. (2002). The EUV and X-ray spectra arising from CX vary significantly with solar activity, line of sight and observer location.

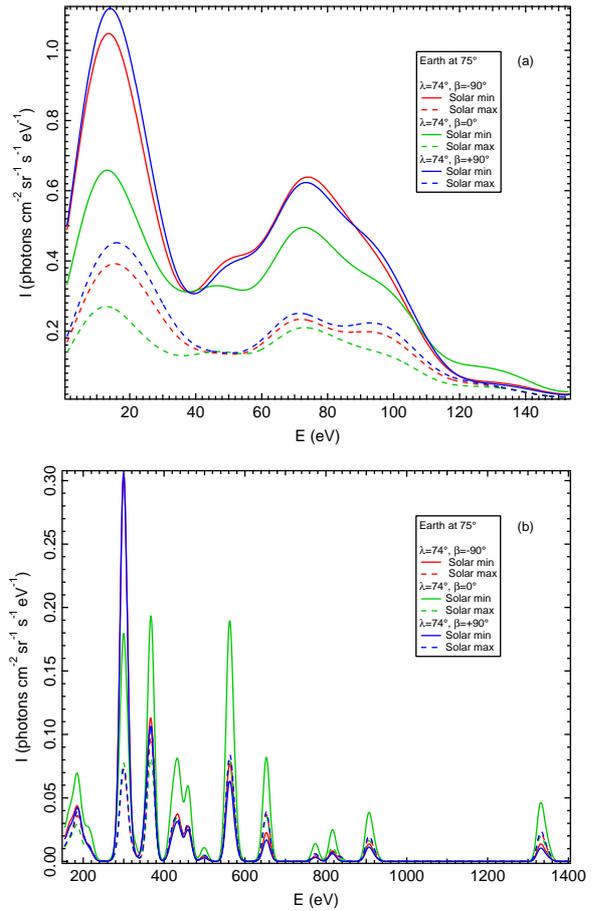


**Fig. 5.** Heliospheric EUV **a)** and X-ray **b)** emission spectra for an observer located upwind pointing in three different lines of sight: north ecliptic pole in blue, south ecliptic pole in red and equatorial antisolar LOS in green. Plain lines correspond to solar minimum conditions and dashed lines correspond to solar maximum conditions. Units are photons  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{eV}^{-1}$ .

### 5. Effect of an impulsive solar event on the X-ray emission temporal profile: the Hubble Deep Field-North observation

SCK04 observed the HDFN with the XMM-Newton European Photon Imaging Camera (EPIC) on June 1, 2001 and presented a temporal and spectroscopic analysis of the diffuse X-ray emission in the range  $E < 1.5$  keV. They identify in their observations the X-ray spectrum expected from CX emission of the highly ionized solar wind ions, characterized by C VI lines at 0.37 and 0.46 keV, O VII line at 0.57 keV (the triplet 0.561, 0.568, 0.574 keV), O VIII lines at 0.65 and  $\sim 0.8$  keV, Ne XI lines at  $\sim 0.92$  keV, and Mg XI lines at  $\sim 1.35$  keV. They observed a strong X-ray intensity enhancement in this energy range during one of the long exposures and they correlated the increase with an enhancement of both the solar wind flux and the highly ionized heavy ion abundances, in particular with a high  $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$  ratio.

They considered the possible targets to be interstellar neutral H and He atoms or exospheric H atoms of the geocorona. Neither source appears to provide a satisfactory explanation of the temporal variation of the intensities. The emissions and the SW enhancement cut off at the same time, suggesting a terrestrial origin, yet the intensity remained nearly constant over a long



**Fig. 6.** Same as Fig. 5 but for an observer located downwind. Units are photons  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{eV}^{-1}$ .

period of time during which the SW varied by a factor between 3 and 6, consistent with a distributed heliospheric emission.

We explore the temporal evolution of the X-ray emission detected along a given LOS in the interplanetary space, under the influence of a solar wind enhancement. We model the location of the solar wind as a function of time along a Parker-type spiral, taking account of solar rotation. We assume that the LOS is entirely contained within the solar equatorial plane and that the rotation axis is perpendicular to the ecliptic. The former assumption is questionable. However, we have made some simulation in similar geometries for a  $45^\circ$  inclined LOS and for an active region extended in latitude, for which we obtain similar results. In addition, we are interested in the way the rotation influences the temporal behaviour of the emission, and how it is combined with the non-stationary ionization.

We consider two regimes of X-ray emission, high and low (Snowden et al. 2004). The observational parameters are given in Table 3. Observations began on June 1, 2001 at 08:16:36 UT, about 0.2 d before the SW flux enhancement. The observer was at  $\lambda_E = 251^\circ$ ,  $\beta = 0.0^\circ$  and the LOS along which XMM-Newton EPIC was pointing was  $\lambda_{\text{HDFN}} = 148^\circ$ ,  $\beta_{\text{HDFN}} = +57^\circ$  corresponding to a heliographic latitude  $\beta_{\text{helio}} = +50^\circ$ . For the model the LOS is in the ecliptic plane, towards  $\lambda = 148^\circ$  and the observer is at  $\lambda_E = 251^\circ$  to match as well as possible the XMM-Newton observation.

We define the proton flux in units of  $2.6 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  which is the typical SSW value for the quiet Sun at solar maximum. We call it the slow proton flux unit (SPFU). In our simulation the

**Table 3.** Parameters of XMM-Newton observation of HDFN on June 1, 2001.

Observation geometry parameters				
2001 June 01, $\lambda_{\text{XMM}} = 251^\circ$				
$\lambda_{\text{HDFN}} = 148^\circ, \beta_{\text{HDFN}} = +57^\circ$				
Solar Wind Parameters	High		Low	
H <sup>+</sup> flux SPFU <sup>a</sup>	3.8		1.15	
O <sup>7+</sup> /O <sup>6+</sup> <sup>b</sup>	0.99		0.15	
	Model 1 <sup>b</sup>		Model 2 <sup>c</sup>	
	High	Low	High	Low
O <sup>8+</sup> /O <sup>7+</sup>	0.05::	1::	0.57	0.33
Line	Model Energy Flux (10 <sup>-9</sup> erg cm <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> )			
O VII 0.57 keV	12.5	7.04	11.5	7.26
O VIII 0.65 keV	6.28	6.5	6.56	3.38

<sup>a</sup> ACE SWEPAM data, SPFU =  $2.6 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; <sup>b</sup> ACE SWICS data; <sup>c</sup> For these choices, see Sect. 5.

base level is 1.15 SPFU derived from ACE/SWEPAM data also (SCK04). From the same data we represent the SW flux during the enhancement by a step function whose area is equal to the integral of the measured flux during the same period of time. This corresponds to a mean value of about 3.8 SPFU, a relative increase of a factor of 3.3. The high X-ray emission regime occurs before and during the SW enhancement and the low X-ray emission regime starts with the SW enhancement cut-off (SCK04).

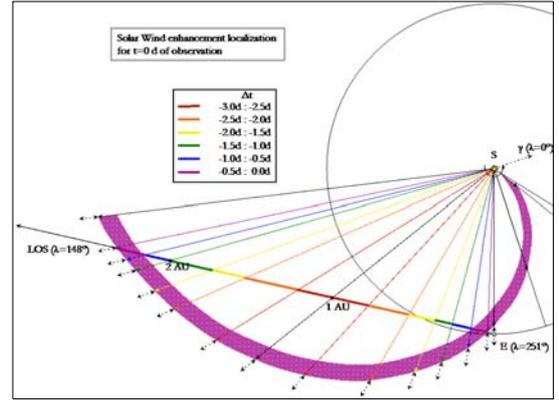
According to SCK04 the O<sup>7+</sup>/O<sup>6+</sup> ratio was significantly high at around 0.99 during the X-ray high emission regime and dropped to 0.15 just when the SW flux measurements came back to normal values. SCK04 estimate that an equivalent enhancement should have occurred for the relative abundances of the ionization states of O<sup>8+</sup>, Ne<sup>9+</sup> and Mg<sup>11+</sup>, but also cite contradictory observations from preliminary ACE results for the O<sup>8+</sup>/O<sup>7+</sup> ratio. According to these data, the O<sup>8+</sup>/O<sup>7+</sup> ratio was curiously low, about 0.05, during the event and increased by a factor of 20–30 just after the event.

We have investigated these two situations, focusing on the two oxygen ions O<sup>8+</sup> and O<sup>7+</sup>, which produce excited O<sup>7+</sup> and O<sup>6+</sup> ions respectively. Their de-excitation gives rise to the most intense lines in the energy range 0.52–0.75 keV: the O VII line at 0.57 keV (the triplet 0.561, 0.568, 0.575 keV) and the O VIII line at 0.65 keV, best detected by XMM.

We have simplified the description of the solar event by considering an active region (AR) with a longitudinal size of about 6°, rotating with the Sun (360 degrees per 27 days), and assumed it persists throughout a time of 5 days. If we assume that the active region is continually expelling material, the enhancement will be described as a step function during about half a day. The expelled material, propagating radially at  $400 \text{ km s}^{-1}$ , travels for about 4.3 d before reaching the Earth while the AR turns through 57° on the solar disk.

In Fig. 7 we illustrate the position of the SW enhancement on day 0 at the start of XMM-Newton observation. The satellite is at  $\lambda = 251^\circ$  with EPIC pointing towards  $\lambda_{\text{HDFN}} = 148^\circ$  0.2 d before the measurements of the SW enhancement. The sections of LOS that respond to the presence of the SW enhancement, at this precise moment, are represented by the intersections of the dark purple arm with the LOS. All parts of the LOS between the two intersections have been reached earlier at the times indicated by the corresponding colours.

When the SW flux, enhanced by a factor  $E$ , encounters the neutral atoms in interplanetary space, the X-ray emission intensity is increased proportionally. In parallel, because CX with

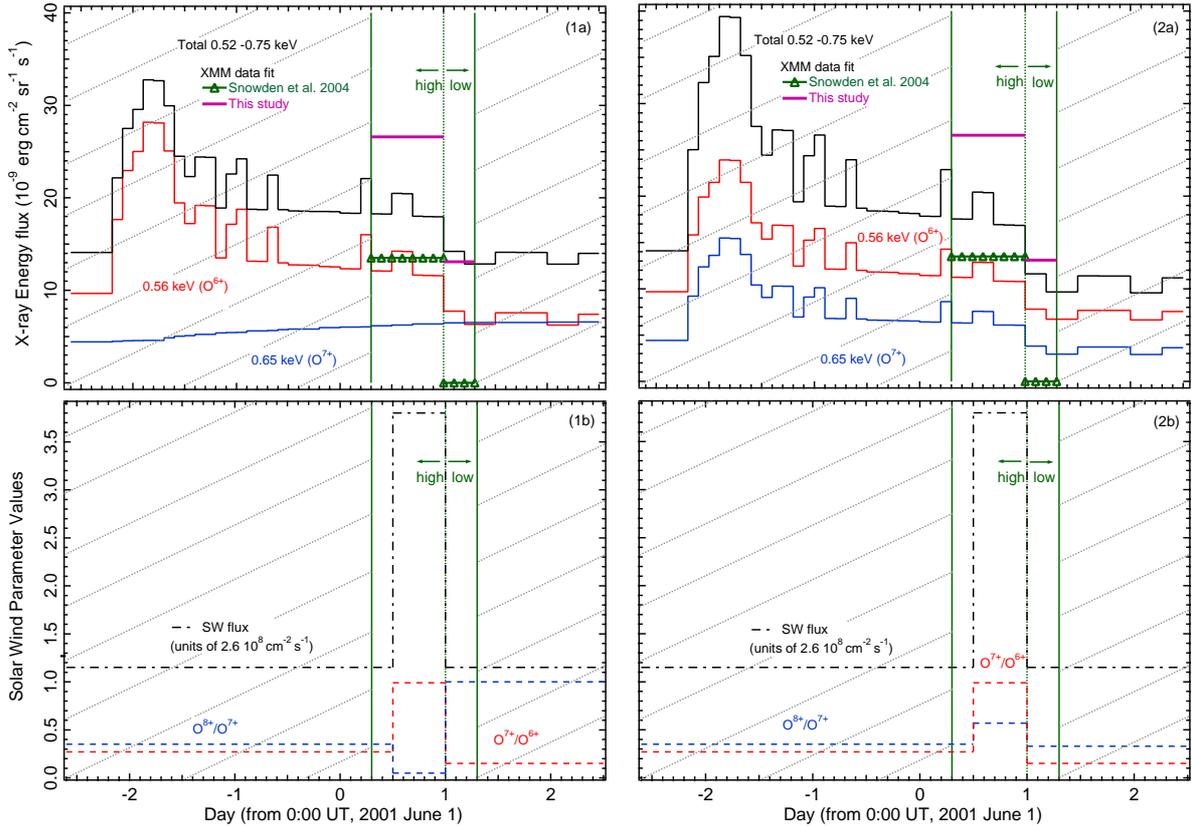
**Fig. 7.** Solar Wind enhancement localization for the start of the XMM HDFN X-ray observation.

protons is the main source of ionization of IS H atoms, the ionization rate is increased by the same factor  $E$ . The helium ionization rate is also slightly affected. The changes may be represented approximately by the ionization rate ratios  $\beta_{\text{high}}/\beta_{\text{low}} = (E + 0.1)/1.1$  for H and  $\beta_{\text{high}}/\beta_{\text{low}} = (0.1 \cdot E + 1)/1.1$  for He. Therefore, we have a global decrease in the volumic density of both neutral species which is calculated in the model. The loss of emissivity due to this decrease of neutral density, though, is much fainter than the direct gain from the increased SW flux. Once the SW has passed through the region the neutral densities relax to lower equilibrium values with a modified SW ion distribution and a diminished X-ray intensity.

Along lines of sight, 88% of the total X-ray emission due to H is produced in the first 10 AU and 42% in the first 2 AU. For He, 98% of the total X-ray emission is produced within the first 5 AU and 88% in the first 2 AU. Figure 7 shows that the major portion of the enhanced X-ray emission on the LOS ( $\lambda = 148^\circ$ ) is produced before the SW enhancement is registered by ACE and Wind solar wind instruments.

In Fig. 8 we present the results of simulations and SCK04 data. In the bottom panels we give the solar wind input parameters and in the upper panels the X-ray emissions derived from the simulations together with the mean values from the observational data (SCK04). The black dashed line shows the simulated SW flux enhancement in SPFU as it would be measured by an instrument at the position of the Earth ( $\lambda = 251^\circ$ , 1 AU). The plain green vertical lines correspond to the start and end of XMM observations, while the dashed green vertical line delimits the high and low X-ray emission regimes, and the end of the SW enhancement. The crosshatched parts of the graphs represent the periods where no X-ray observations in this LOS are available. The red and blue dashed lines represent the O<sup>7+</sup>/O<sup>6+</sup> and O<sup>8+</sup>/O<sup>7+</sup> ratios respectively, associated with the variations of SW proton flux.

Before the SW enhancement, we adopt the ratios O<sup>7+</sup>/O<sup>6+</sup> = 0.27 and O<sup>8+</sup>/O<sup>7+</sup> = 0.35 (Schwadron & Cravens 2000). For the time during and after the SW enhancement we consider two possibilities. One, described in panels 1a and 1b, uses the ACE/SWICS data in the SCK04 analysis which showed a very high O<sup>7+</sup>/O<sup>6+</sup> ratio during the enhancement, dropping by an order of magnitude after the event, and an O<sup>8+</sup>/O<sup>7+</sup> ratio which was low when O<sup>7+</sup>/O<sup>6+</sup> was high but increased by a factor of twenty when O<sup>7+</sup>/O<sup>6+</sup> fell. For the second possibility, described in panels 2a and 2b, we adopt the measured O<sup>7+</sup>/O<sup>6+</sup> ratio and assume O<sup>8+</sup>/O<sup>7+</sup> = 0.57 during the event as implied by the O<sup>8+</sup> and O<sup>7+</sup> lines ratio calculation in SCK04. This ratio is quite



**Fig. 8.** Various parameters' temporal profiles, before, during and after the June 1, 2001 HDFN observation. Periods where no X-ray observations of HDFN are available are crosshatched in the graphs. Lower panels show SW input parameters: The dashed black line shows the proton flux enhancement, estimated as a step function, in units of SPFU (see text for further explanation). The dashed red line and the dashed blue line show the  $O^{7+}/O^{6+}$  and the  $O^{8+}/O^{7+}$  ratio evolution respectively. *Left panel:*  $O^{7+}/O^{6+}$  and  $O^{8+}/O^{7+}$  ratios derived from ACE measurements. *Right panel:*  $O^{8+}/O^{7+}$  ratio implied by Snowden et al. analysis. *Upper panels* show X-ray emission temporal profiles for the two cases considered: The plain black line shows the simulation result for X-ray energy flux in the energy range 0.52–0.75 keV. The plain red and blue lines show X-ray energy fluxes for the two major spectral lines in this energy range: the O VII 0.56 keV and O VIII 0.65 keV lines respectively. The green horizontal lines show average high and low heliospheric energy fluxes in the energy range 0.52–0.75 keV by XMM data fit, assuming there is no heliospheric contribution in the low X-ray emission state (SCK04). The purple horizontal lines show equivalent averages assuming that there is no cosmic background contribution, only particle background (this study). Energy fluxes are all presented in units  $10^{-9}$  ergs  $\text{cm}^{-2}$   $\text{sr}^{-1}$   $\text{s}^{-1}$ .

superior to the normal value (0.35) but not unreasonably so and moreover it involves a similar  $O^{7+}$  and  $O^{8+}$  evolution throughout the event. After the event cut-off we consider a  $O^{8+}/O^{7+}$  ratio of 0.33 which implies again a similar decrease of  $O^{7+}$  and  $O^{8+}$  which is the most frequent case in solar events.

The red and blue curves show the X-ray lightcurves for the O VII line at 0.56 keV and the O VIII line at 0.65 keV respectively. The plain black curve shows the simulated lightcurve for total X-ray emission in the 0.52–0.75 keV energy range.

Figure 7, demonstrates that the LOS is affected by the SW enhancement about 3.0 d before the beginning of observations, which corresponds to around day  $-2.6$  on our lightcurve. The X-ray emissions contained in the two lines evolve in very similar ways in the two models. Calculated with ACE data (left panel), it rises suddenly by about 130% half a day later, to reach a maximum on day  $-1.8$  from June 1, 0:00 UT. Then, a first drop occurs on day  $-1.0$  at  $\sim 57\%$  of the maximum value and a second at  $\sim 40\%$  of the maximum value on day  $+1$ . This is exactly the moment the SW enhancement ends. The emission calculated with the  $O^{8+}/O^{7+}$  ratio (right panel) implied by the spectral lines rises and falls at exactly the same intervals and more steeply. The emission rises by  $\sim 150\%$ , then decreases by 53% and at the last cut-off, on day  $+1$ , is stabilized at 30% of the maximum value.

The main difference between the two possible scenarios lies in the evolution of the two OVII and OVIII lines. With the second set of conditions, the lines behave in similar ways, decreasing in intensity by factors 1.6 and 1.94 respectively. The mean high intensities are  $11.5 \times 10^{-9}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{sr}^{-1}$   $\text{s}^{-1}$  for O VII and  $6.5 \times 10^{-9}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{sr}^{-1}$   $\text{s}^{-1}$  for O VIII, and the mean low  $7.26 \times 10^{-9}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{sr}^{-1}$   $\text{s}^{-1}$  for O VII and  $3.38 \times 10^{-9}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{sr}^{-1}$   $\text{s}^{-1}$  for O VIII. According to the first scenario the OVIII line is nearly constant varying between  $6.28 \times 10^{-9}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{sr}^{-1}$   $\text{s}^{-1}$  and  $6.5 \times 10^{-9}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{sr}^{-1}$   $\text{s}^{-1}$ , and the OVII line decreases strongly from  $12.5 \times 10^{-9}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{sr}^{-1}$   $\text{s}^{-1}$  to  $7.04 \times 10^{-9}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{sr}^{-1}$   $\text{s}^{-1}$ .

Because there are no observations of the HDFN before day 0.3 after June 1, 0:00 UT, our comparison with the data is limited to the interval 0.3 : 1.3 day from June 1, where the second cut-off occurs. The simulated lightcurves at the beginning of XMM observation are already at a high mean level, and present faint variations until the moment the SW enhancement cuts-off, on day  $+1$ . This is exactly the temporal pattern of the 0.52–0.75 keV emission recorded by XMM, as can be seen in Fig. 1 of Snowden et al. This emission drops by a factor of about 1.5.

To proceed further requires additional assumptions on the heliospheric and cosmic background radiations for this direction. We consider two extreme cases.

In the first case we assume, following Snowden et al. that the high emission level is significantly contaminated by the heliosphere while during the low level period this local emission is negligible and most of the signal is of cosmic origin (except for the particle background). The difference between the two high and low spectra provides a measurement of the heliospheric contribution during the event. Since the heliospheric contribution is contained in lines only, and is made of the OVII + OVIII lines in the 0.52–0.75 keV range, it amounts to  $13.5 \times 10^{-9}$  ergs cm<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup> as derived from line fitting by SCK04 (Tab. 2, SCK04, sum of the two O lines). This absolute level is significantly smaller than the model estimates of about  $18.8 \times 10^{-9}$  erg cm<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup> and  $18.0 \times 10^{-9}$  erg cm<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup> for the first and second case respectively. In contrast, the low level is effectively zero. We have plotted in Fig. 8 the two values ( $13.5$  and  $0 \times 10^{-9}$  erg cm<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup>). Despite the fluctuations on the measured intensities they are inconsistent with the simulations, which imply a relative decrease by less than a factor of 2 (more precisely 1.4 and 1.7 respectively).

If we assume that there is no signal other than from the heliosphere (except for the particle background) we can use the background subtracted high and low XMM spectra, derived from Fig. 3 of SCK04, to estimate the heliospheric contributions. We obtain high to low ratios of 1.66 for the OVII line and 2.28 for the OVIII line. These ratios match those obtained in the second scenario but the total high intensity is  $25 \times 10^{-9}$  erg cm<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup>, much higher than the model predictions. However in view of the many simplifying assumptions, we cannot conclusively exclude a model with a very low cosmic background.

Our conclusion here is that very likely the actual situation is somewhere between the two extreme cases. Still, the good agreement on the light curves and the overall intensity for model and data in the second case strongly suggests that (i) heliospheric X-rays are the main contributor to the observed enhancement and (ii) even the LOW spectrum contains a large fraction of heliospheric emission.

## 6. Discussion

We have performed a parametric study of the heliospheric X-ray background emission and an analysis of the multiple factors which can influence the emission level. We have demonstrated the complex response to these factors, which include the date of observation (through the difference between the earth longitude and the interstellar wind axis longitude), the solar cycle phase (through the H and He densities which vary significantly with the phase), the solar wind type (through the high ion absolute and relative abundances), and finally the solar wind history (through the potentially very strong solar wind enhancements and abundance variations). The contribution to the signal generated in the inner heliosphere by secondary collisions has been shown to be negligible. The contribution to the signal of the external heliosphere (heliosheath and tail) is estimated and found to be small, except in the tail direction for some particular ions. This type of model results should allow an estimate of the expected range for the emission for a given direction of sight and date.

We have modelled in a very simplified way the temporal variation of the signal in the case of a sudden and temporary solar wind increase, and made a data/model comparison in the case of the XMM-HDFN. It is possible to reproduce the intensity level and the temporal evolution of the line intensities, although no solution has been found here matching perfectly all the data simultaneously. It is likely however from this study that a large

fraction of the signal is of heliospheric origin, including in the post-event (LOW) period of time. This is in agreement with the results of Cravens et al. (2001), based on correlations with the solar wind, and of Lallement (2004) based on the Local Bubble emission pattern.

It is clear from Fig. 7 that each specific geometry will produce a different temporal variation. A LOS at 180 degrees from the HDFN direction would have had a totally different light curve, for the same solar wind history. Such complex temporal variations preclude a good correlation on small time scales between the X-ray emission and the locally measured solar wind. On the other hand, this diversity can be useful because the combination of numerous examples such as the above one may allow constraints on the actual local and cosmic contributions.

To reach this goal a number of improvements in the modelling have to be worked out. We have been using here a single fluid model for the IS H density, but we know that H atoms are separated in the outer heliosphere in two populations with different temperature, velocity and arrival direction (e.g. Lallement et al. 2005). Two population models should be developed. More important, in our simulation the eruptive region is stationary in the Sun's frame, like a garden hose, and apart from one enhanced stream we have only used simplified stationary states of solar cycle minimum and maximum conditions. Realistic models should include 3D solar wind hourly data (ideally from different vantage points) as well as precise measurements of the high ion relative abundances. The exact 3D observation geometry should be, as well, taken into account in the model, which requires the knowledge of the active region geometry. In parallel, a more precise time-dependent model of the neutral distributions, consistent with the solar wind flux and velocity variations is needed.

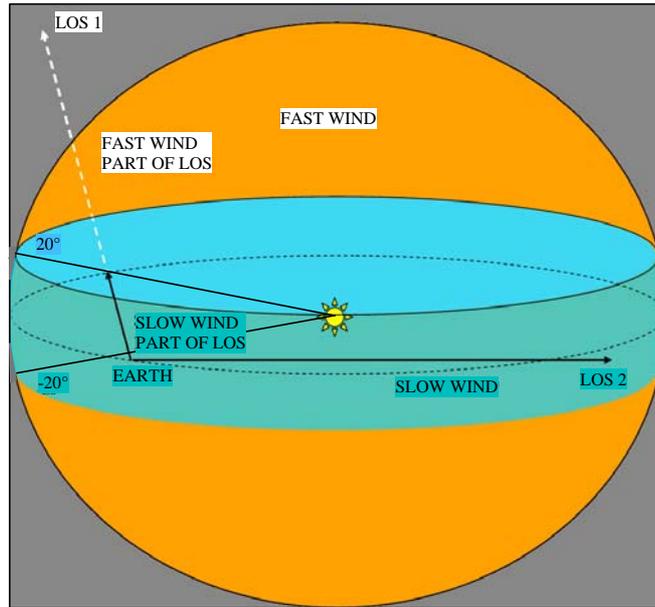
*Acknowledgements.* We wish to thank John Raymond for useful discussions and valuable suggestions which led to the correction of a mistake. R.L. and D.K., V.I. acknowledge funding by CNRS and RFBR respectively under PICS contract 3205. A.D. and V.K. acknowledge NASA for support through grant NNG04GD57G.

## References

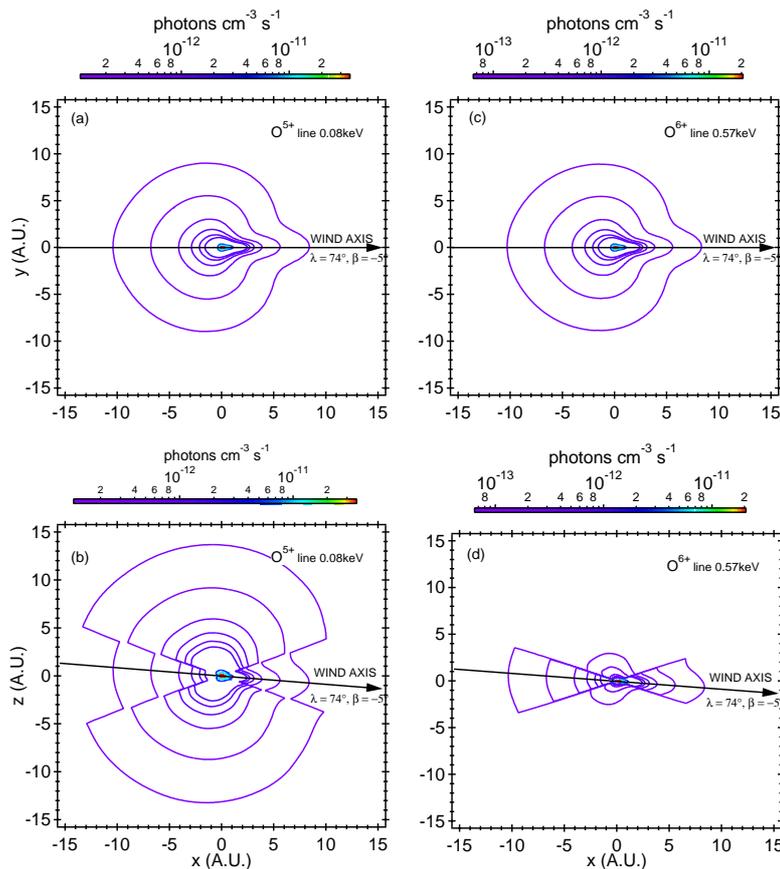
- Auchère, F., Cook, J. W., Newmark, J. S., et al. 2005, ApJ, 625, 1036
- Baranov, V. B., & Malama, Yu. G. 1993, JGR, 98, 15157
- Beiersdorfer, P., Lisse, C. M., Olson, R. E., Brown, G. V., & Chen, H. 2001, ApJ, 549, L147
- Beiersdorfer, P., Boyce, K. R., Brown, G. V., et al. 2003, Science, 300, 1558
- Beijers, J. P. M., Hoekstra, R., & Morgenstern, R. 1994, Phys. Rev. A, 49, 363
- Bliman, S., Barany, A., Bonnefoy, M., et al. 1992, J. Phys. B, 25, 2065
- Bonnet, J. J., Fleury, A., Bonnefoy, M., et al. 1985, J. Phys. B, 18, L23
- Bowyer, S., & Vikhlinin, A. 2004, JKAS, 37, 579
- Costa, J., Lallement, R., Quémerais, E., et al. 1999, A&A, 349, 660
- Cox, D. P. 1998, Lect. Notes Phys., 506, 121
- Cravens, T. E. 1997, GeoRL, 24, 105
- Cravens, T. E. 2000, ApJ, 532, L153
- Cravens, T. E., Robertson, I. P., & Snowden, S. L. 2001, JGR, 106, 24883
- Dijkkamp, D., Gordeev, Yu S., Brazuk, A., Drentje, A. G., & Heer, F. J. 1985a, J. Phys. B, 18, 737
- Dijkkamp, D., Ciric, D., de Boer, A., de Heer, F. J., & Vlieg, E. 1985b, J. Phys. B, 18, 4763
- Freyberg, M. J. 1994, Ph.D. Thesis, Technische Univ. München
- Freyberg, M. J. 1998, AN, 319, 93
- Fritsch, W., & Lin, C. D. 1996, J. Phys. A, 54, 4931
- Gloeckler, G., Mbius, E., Geiss, J., et al. 2004, A&A, 426, 845
- Greenwood, J., Williams, I. D., Smith, S. J., & Chutjian, A. 2001, Phys. Rev. A, 63, 062707
- Gruntman, M., Fahr, & H. J. 1998, GeoRL, 25, 1261
- Häberli, R. M., Gombosi, T. I., DeZeeuw, D. L., Combi, M. R., & Powell, K. G. 1997, Science, 276, 939
- Harel, C., & Jouin, H. 1992, J. Phys. B, 25, 221
- Harel, C., Jouin, H., & Pons, B. 1998, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 68, 279
- Ishii, K., Itoh, A., & Okuno, K. 2004, Phys. Rev. A, 70, 042716

- Iwai, T., Kaneko, Y., Kimura, M., et al. 1982, *Phys. Rev. A*, 26, 105
- Izmodenov, V., & Alexashov, D. 2003, *Astron. Lett.*, 29, 58. Translated from *Pis'ma v Astronomicheskii Zhurnal*, 2003, 29, 69
- Izmodenov, V., Malama, Y., Gloeckler, G., & Geiss, J. 2004, *A&A*, 414, L29
- Kharchenko, V., & Dalgarno, A. 2000, *JGR*, 105, 18351
- Kharchenko, V., & Dalgarno, A. 2001, *ApJ*, 554, L99
- Kharchenko, V., Rigazio, M., Dalgarno, A., & Krasnopolsky, V. 2003, *ApJ*, 585, L73
- Krasnopolsky, Vladimir, 1997, *Icarus*, 128, 368
- Kuntz, K. D., & Snowden, S. L. 2000, *ApJ*, 543, 195
- Lallement, R. 1999, *Solar Wind 9 Am. Inst. Phys. Conf. Proc.* 471, 205
- Lallement, R. 2004, *A&A*, 418, 143
- Lallement R., & Bertaux J. L. 1990, *A&A*, 231, L3
- Lallement, R., Bertaux, J. L., Dalaudier, F. 1985a, *A&A*, 150, 21
- Lallement, R., Bertaux, J. L., & Kurt, V. G. 1985b, *JGR*, 90, 1413L
- Lallement, R., Raymond, J. C., Vallerger, et al. 2004, *A&A*, 426, 875
- Lallement, R., Quémerais, E., Bertaux, J. L., et al. 2005, *Science*, 307, 1447
- Lee, T.-G., Hesse, M., Le, A.-T., & Lin, C. D. 2004, *Phys. Rev. A*, 70, 012702
- Lisse, C. M., Dennerl, K., Englhauser, et al. 1996, *Science*, 274, 205
- Liu, C.-N., Cheng, S.-C., Le, A.-T., & Lin, C. D. 2005, *Phys. Rev. A*, 72, 012717
- Malama, Yu. G., Izmodenov, V. V., & S. V. Chalov. 2006, *A&A*, 445, 693
- McMullin, D. R., Bzowski, M., Möbius, E., et al. 2004, *A&A*, 426, 885
- Pepino, R., Kharchenko, V., Dalgarno, A., & Lallement, R. 2004, *ApJ*, 617, 1347
- Phaneuf, R. A., et al. 1987, ORNL-6090
- Quémerais, E., Lallement R., Ferron S., et al. 2006, *JGR*, in press
- Richter, K., & Solov'ev 1993, *Phys. Rev. A*, 48, 432
- Rigazio, M., Kharchenko, V., & Dalgarno, A. 2002, *Phys. Rev. A*, 66, 64701
- Robertson, I. P., & Cravens, T. E. 2003a, *GeoRL*, 30, 8, 22,a
- Robertson, I. P., & Cravens, T. E. 2003b, *JGRA*, 108, LIS6,b
- Robertson, I. P., Cravens, T. E., Snowden, S., & Linde, T. 2001, *Sp. Sci. Rev.*, 97, 401
- Schwadron, N. A., & Cravens, T. 2000, *ApJ*, 544, 558
- Shimakura, N., Koizumi, S., Suzuki, S., & Kimura, M. 1992, *Phys. Rev. A*, v45, 7876
- Smith, E. J., Marsden, R. G., Balogh, A., et al. 2003, *Science*, 302, 1165
- Snowden, S. L., Freyberg, M. J., Kuntz, K. D., Sanders, W. T. 2000, *ApJS*, 128, 171
- Snowden, S. L., Collier, M. RM, & Kuntz, K. D. 2004, *ApJ*, 610, 1182
- Suraud, M. G., Hoekstra, R., de Heer, F. J., Bonnet, J. J., & Morgenstern, R. 1991, *J. Phys. B*, 24, 2543
- Von Steiger, R., Schwadron, N. A., Fisk, L. A., et al. 2000, *JGR*, 105, A12, 27217
- Vallerger, J., Lallement, R., Lemoine, M., Dalaudier, F., & McMullin, D. 2004, *A&A*, 426, 855
- Wargelin, B. J., Markevitch, M., Juda, et al. 2004, *ApJ*, 607, 1, 596
- Witte M. 2004, *A&A*, 426, 835
- Woods, T. E., Kent Tobiska, W., Rottman, G. J., & Worden, J. R. 2000, *JGR*, 105, 27195
- Wu, W., Giese, J. P., Chen, Z., et al. 1994, *Phys. Rev. A*, v50, 502

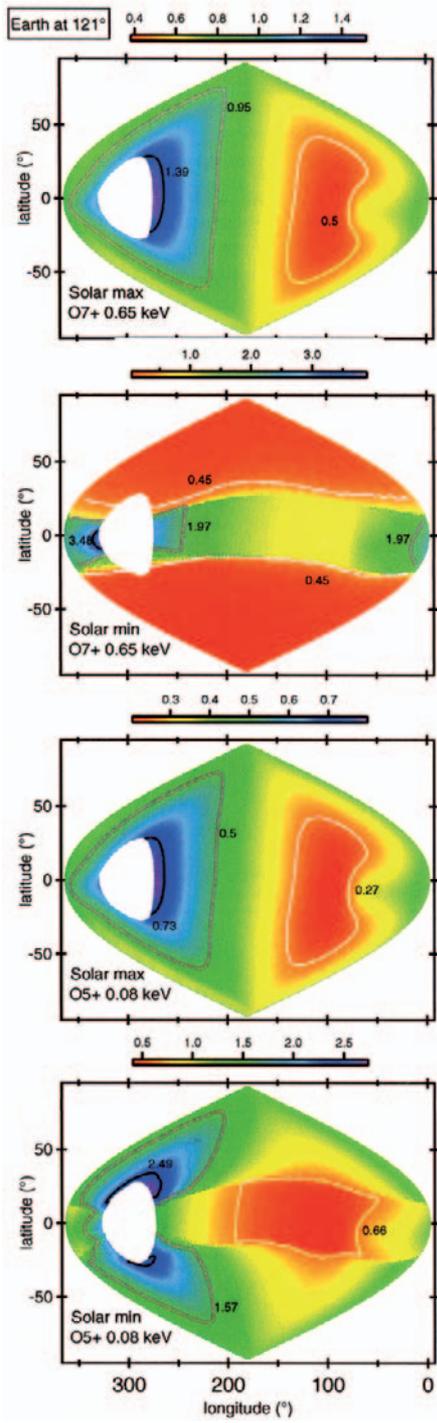
# Online Material



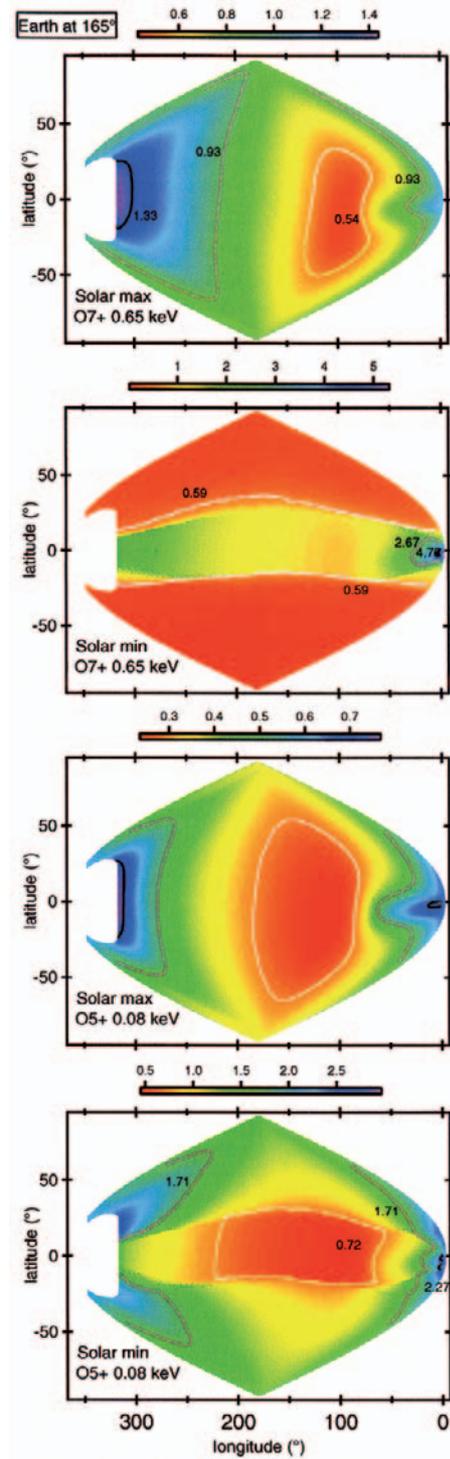
**Fig. 9.** Line of Sight (LOS) Geometry.



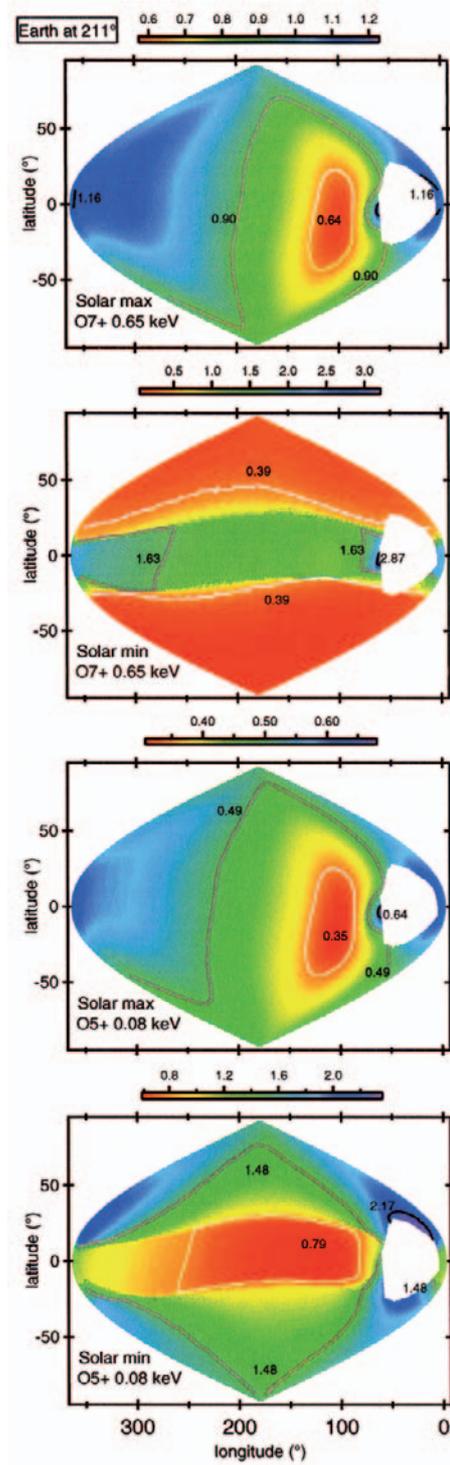
**Fig. 10.** Iso-emissivity contour maps up to 15 AU for solar minimum conditions. *Left column* corresponds to the sum of the ion  $O^{5+}$  lines at 0.072 and 0.082 keV and *right column* to the sum of the ion  $O^{6+}$  lines at 0.561, 0.569 and 0.574 keV. *Top panels* correspond to the plane  $(x, y)$  defined by the vectors  $(74^\circ, -5^\circ)$  and  $(-16^\circ, 0^\circ)$ . *Bottom panels* correspond to the plane  $(x, z)$  containing the IS He wind axis  $(74^\circ, -5^\circ)$  and the ecliptic axis. The color scale is in units of  $\text{photons cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ .



**Fig. 11.** Solar maximum and solar minimum full sky monochromatic emission maps. The two lines here are the 0.65 keV ( $O^{7+}$ ) and the 0.08 keV ( $O^{5+}$ ). The observer is situated at  $121^\circ$  ecliptic longitude. The color scale is in units of  $10^{-9}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{sr}^{-1}$   $\text{s}^{-1}$ , red colour corresponding to minimum and blue to maximum values. The masked area corresponds to the  $20^\circ \times 20^\circ$  region around the solar disk. The map is shown in ecliptic coordinates.



**Fig. 12.** Same as Fig. 11 for an observer at  $165^\circ$  ecliptic longitude. The color scale is in units of  $10^{-9}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{sr}^{-1}$   $\text{s}^{-1}$ , red colour corresponding to minimum and blue to maximum values.



**Fig. 13.** Same as Fig. 11 for an observer at 211° ecliptic longitude. The color scale is in units of  $10^{-9}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{sr}^{-1}$   $\text{s}^{-1}$ , red colour corresponding to minimum and blue to maximum values.

# OVII and OVIII line emission in the diffuse soft X-ray background: heliospheric and galactic contributions<sup>★</sup>

D. Koutroumpa<sup>1</sup>, F. Acero<sup>2</sup>, R. Lallement<sup>1</sup>, J. Ballet<sup>2</sup>, and V. Kharchenko<sup>3</sup>

<sup>1</sup> UMR 7620, IPSL/Service d'Aéronomie, CNRS, Université Pierre et Marie Curie, Université Versailles-Saint-Quentin, Verrières-le-Buisson, France

e-mail: dimitra.koutroumpa@aerov.jussieu.fr

<sup>2</sup> UMR 7158, DSM/DAPNIA/SAp, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>3</sup> Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, MA, USA

Received 13 July 2007 / Accepted 10 September 2007

## ABSTRACT

**Aims.** We study the 0.57 keV (O VII triplet) and 0.65 keV (O VIII) diffuse emission generated by charge transfer collisions between solar wind (SW) oxygen ions and interstellar H and He neutral atoms in the inner Heliosphere. These lines which dominate the 0.3–1.0 keV energy interval are also produced by hot gas in the galactic halo (GH) and possibly the Local Interstellar Bubble (LB).

**Methods.** We developed a time-dependent model of the Solar Wind Charge-Exchange (SWCX) X-ray emission, based on the localization of the Solar Wind Parker spiral at each instant. We include input SW conditions affecting three selected fields, as well as shadowing targets observed with XMM-Newton, Chandra and Suzaku satellites and calculate X-ray emission in the oxygen lines O VII and O VIII in order to determine the SWCX contamination and the residual emission to attribute to the galactic soft X-ray background. We obtain ground level intensities and/or simulated lightcurves for each target and compare to X-ray data from the three instruments mentioned.

**Results.** The local 3/4 keV emission (due essentially to O VII and O VIII) detected in front of shadowing clouds is found to be entirely explained by the CX heliospheric emission. No emission from the LB is needed at these energies. The observed and modeled range of the foreground oxygen emission is 0.3–4.6 LU (Line Units = photons cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> sr<sup>-1</sup>) for OVII and 0.02–2.1 LU for OVIII depending on directions and conditions.

Using the model predictions we subtract the heliospheric contribution to the measured emission and derive the halo contribution. We also correct for an error in the preliminary analysis of the Hubble Deep Field North (HDFN). We find intensities of 4.9<sup>+1.29</sup><sub>-1.04</sub> LU, 6.25<sup>+0.63</sup><sub>-0.98</sub> LU, 11.15<sup>+2.36</sup><sub>-1.41</sub> LU for OVII and 1.41<sup>+0.60</sup><sub>-0.49</sub> LU, 1.62<sup>+0.35</sup><sub>-0.49</sub> LU, 1.97<sup>+1.11</sup><sub>-0.71</sub> LU for OVIII towards the Marano Field, the Hubble Deep Field-North, and the Lockman Hole respectively.

**Key words.** solar wind – X-rays: diffuse background – X-rays: ISM – ISM: general – Galaxy: halo

## 1. Introduction

Charge-eXchange (CX) collisions between highly charged Solar Wind ions and solar system neutrals was identified as a very efficient mechanism of soft X-ray emission by Cravens et al. (1997), following the discovery of X-ray emission from comets (Lisse et al. 1996). Immediately after that, Cox (1998) suggested that X-ray emission induced in Solar Wind Charge-eXchange (SWCX) with interstellar (IS) neutrals flowing across the Heliosphere would be an additional component of the diffuse soft X-ray background (SXRb), not to be considered lightly.

Signs of the SWCX diffuse emission had already been detected during the ROSAT all-sky survey, as a background component varying in scales of one to several days and contaminating all observations with count rates comparable to the cosmic background (Snowden 1993). These temporal variations called long-term enhancements (LTEs; Snowden et al. 1995) had been associated to solar wind variations (Freyberg 1994) although their origin remained unknown until the discovery of SWCX emission.

Cravens et al. (2001) and Robertson et al. (2001) modeled the heliospheric SWCX emission with a simple model of the

SW radial propagation without solar rotation, and explained satisfactorily the global correlation between the LTEs and strong solar wind enhancements. Moreover, the geocoronal emission was examined by Robertson & Cravens (2003a,b) and measured during Chandra observations of the dark moon (Wargelin et al. 2004). The temporal variations of the X-ray emission (including the ROSAT LTE's) were proved to be as much due to the geocoronal emission, as due to the heliospheric emission (H and He). However, the geocoronal emission consists mainly of short-term, intense peaks and is more tightly correlated to SW enhancements than the He and especially the H component of LTE's (Fig. 2 in Cravens et al. 2001) which makes it much easier to identify. Their analysis showed that the geocoronal emission can reach the same order of magnitude as the heliospheric contribution during only short-time intervals.

LTEs were, in general, easily identified in ROSAT lightcurves, and time-variable contaminated data were systematically removed (Snowden & Freyberg 1993), removing mainly the geocoronal component, but not all of the heliospheric emission. In general, it was proved that the contamination could be quite significant in the case of large solar wind enhancements, as has been demonstrated by the long-duration XMM-Newton exposure towards the Hubble Deep Field-North (Snowden et al. 2004, hereafter SCK04).

<sup>★</sup> Appendix A is only available in electronic form at <http://www.aanda.org>

However, the ground level of the heliospheric SWCX emission has been a subject of debate. Cravens (2000) estimated that it could be of the same order as the soft X-ray emission of the so-called Local Interstellar Bubble (hereafter LB). On the other hand, Cox (1998) predicted that the heliospheric CX emission maxima should be aligned along the interstellar wind axis (i.e. towards galactic coordinates  $l, b = 4^\circ, +16^\circ$  and in the opposite direction), a trend which was not observed in ROSAT survey maps. Lallement (2004) warned that parallax effects due to the ROSAT observation geometry destroy this axial symmetry and that as a consequence the absence of such maxima does not allow to draw conclusions. The reconstruction of the heliospheric emission sky map for the ROSAT survey geometry and the comparison with the data and the LB geometry suggested that, apart from a few specific regions and from high latitude directions, a significant contribution of the heliosphere is not precluded.

The Local Interstellar Bubble is a  $\leq 100$  pc cavity surrounding the Solar System and presumably filled with rarefied, hot plasma. The idea of the Hot LB derived from the need to explain the fraction of the soft X-ray background that does NOT anticorrelate with the interstellar column density, and thus can not be attributed to distant galactic emission but needed a local origin (Sanders et al. 1977; Snowden et al. 1990). The temperature of the emitting gas has been inferred by the Wisconsin (Fried et al. 1980; McCammon & Sanders 1990; Snowden et al. 1990) and ROSAT (Snowden 1993) surveys band ratios in the 1/4 keV energy range, and found to be around  $10^6$  K.

Apart from distinct features like supernovae and superbubbles (e.g. Loop I), the diffuse SXR below 1 keV is still largely considered to be consisting of three major components: (i) an unabsorbed  $\sim 10^6$  K thermal component originating from the LB, (ii) an absorbed  $\sim 2 \times 10^6$  K thermal component associated with the galactic halo and (iii) an absorbed extragalactic power law (Kuntz & Snowden 2000; also see review of McCammon & Sanders 1990, and references within).

In Koutroumpa et al. (2006) we have presented a thorough analysis of the total ground level SWCX heliospheric emission and exposed a detailed list of the factors influencing this emission, such as the solar cycle phase, the observer position, and the line of sight (LOS), as well as a preliminary analysis of a time-dependent model.

In this paper we present a more detailed comparison between soft X-ray observations from XMM-Newton, Chandra and Suzaku and time-dependent simulations of heliospheric CX-induced soft X-ray emission. Our goal is to try and distinguish the post-CX heliospheric component within the soft X-ray background, in the range 0.5–1.0 keV and more specifically separate the oxygen (O VII 0.57 keV; O VIII 0.65 keV) heliospheric emission from the Local Interstellar Bubble (LB) and Galactic Halo emission in the same energy range. The two oxygen lines are of primary importance in the study of the LB, because if the 1/4 keV emission is usually analysed to derive the Bubble's temperature, the oxygen line ratio is used to constrain, or rule out, higher temperatures for the LB models (Henley et al. 2007, here after HSK07), as well as to constrain the halo emission characteristics.

X-ray data selection criteria and processing are presented in Sect. 2, followed by a thorough presentation of the time-dependent SWCX heliospheric model in Sect. 3. Case to case results are detailed in Sects. 4.1 to 4.5. Finally, conclusions and global comparison to ROSAT 3/4 keV maps are discussed in Sect. 5.

**Table 1.** List of selected targets.

Name	Gal. Coord.	Instrument	Obs. period
Marano Field	(269.8°, -51.7°)	XMM	22–30/08/2000
HDFN	(126.0°, 55.2°)	XMM	01/06/2001
Lockman Hole	(149.1°, 53.6°)	XMM	15–27/10/2002
MBM 12	(159.2°, -35°)	Chandra	17/08/2000
		Suzaku	03–08/02/2006
Filament	(278.7°, -46°)	XMM	03/05/2002
		Suzaku	01–03/03/2006

## 2. Data selection and analysis

### 2.1. Selection criteria

The targets selected are summarized in Table 1 and can be assembled in two major groups according to the criteria upon which they were selected.

The initial goal of this study was to model short-scale variations of the soft X-ray heliospheric background due to temporary SW enhancements. This idea was inspired by the SWCX X-ray detection during the Hubble Deep Field North (HDFN here after) observation of June, 1, 2001 with XMM-Newton (SCK04). The HDFN exposure was long enough to detect one of the most beautiful examples of CX emission in the Heliosphere, due to a large SW flux enhancement (SCK04; Koutroumpa et al. 2006).

Such long-lasting exposures are not very frequent in the observation schedules of X-ray observatories, so we decided to look in the XMM-Newton database for short-spaced repeated exposures on the same target-fields and preferentially associated with some medium or large SW enhancements recorded in the same periods by SW instruments (WIND, ACE/SWEPAM, OMNIWEB database). We thus collected three targets, including the HDFN, the Marano Field and the Lockman Hole, which compose our first group. We chose XMM-Newton because it disposes of a large Database of easy access. We needed a large spectral resolution in the 0.5–0.7 keV energy range, where the O VII and O VIII lines are dominant, so we used only MOS 1 and 2 spectra, which have the best resolution in this domain and the least calibration problems. The data extraction and analysis with XMM MOS 1 and 2 are detailed in Sects. 2.2 and 2.3.

Since the initial idea, the goal of this study has evolved. We decided to include two shadowing targets in the study, the molecular cloud MBM12 and a nearby filament in the Southern Galactic hemisphere (here after called South Galactic Filament = SGF). Each of these two shadows, has been observed during a minimum and maximum solar activity period. The observations are separated by several years, 2000 and 2006 for the MBM 12, and 2002 and 2006 for the SGF. Also, the observations were not made with the same instrument, Chandra and Suzaku for MBM 12, and XMM and Suzaku for the SGF. Even though the characteristics of these cases are quite different from the first group, we feel we can include them in this study since they are made in different solar conditions, and give an idea of the large-scale mean temporal variations of the SWCX X-ray emission level. Moreover, some of them are associated with quite particular SW conditions, either CMEs (MBM 12-Chandra observation, Filament-XMM observations), or sudden SW enhancement (MBM 12-Suzaku exposures). Each of the MBM 12 and SGF fields are detailed in paragraphs 4.1 and 4.2 respectively.

In any case, all observation fields are as clear as possible of large diffuse sources, in order to distinguish the post-CX heliospheric emission. We avoid the galactic plane and compile target fields with as few bright point sources as possible.

In Table 1 we list, besides the target name and central coordinates, the instrument used for each series of observations, and the observing period(s) for each field. Details on the data and model results will be given for each field in Sect. 4. General discussions on the data-model comparisons will also be given in Sect. 5.

## 2.2. Data processing

All XMM observations were reprocessed using the Science Analysis System (SAS version 6.5; the software is based on the model described in SCK04). We used only MOS data to take advantage of its better spectral resolution. All the spectra used are an average of MOS1 and MOS2 detectors. To clean the event files from soft proton flare contamination, we used the MOS-FILTER process available in the Extended Source Analysis Software (XMM-ESAS). By building a histogram of counts/s in the 2.5–12 keV energy range and fitting a gaussian distribution upon it, it retains only the time intervals where the count rates are within a  $3\sigma$  range.

The different fields contain moderately bright sources that may have emission lines in the same energy bands as the charge exchange induced soft X-ray emission. The XMM SSC (Survey Science Center) produces a summary source list file providing information such as the coordinates and the flux of the detected sources in various energy bands for each observation. Using the 0.5–2 keV energy band, we removed all the sources that contribute to more than 1% to the background emission in this particular energy band. The region subtracted was a disk covering 90% of the total flux of the sources. We then checked the results of the filter by building a “cheese” map (full field of view with sources removed) in a small energy band around the OVII and OVII emission lines (0.5–0.7 keV) to check that no sources remained. All spectra were extracted from this filtered event file. In this study we did not use any astrophysical nor instrumental background spectrum since the charge exchange induced X-ray emission is present in the entire field of view and any background spectrum may contain the emission we are trying to measure.

## 2.3. Spectral modeling

The purpose of our simple model is to extract the flux of the O VII and O VIII emission lines respectively at 0.57 keV and 0.65 keV. To do so with minimal assumptions, we add narrow lines at the expected energies to a continuum emission. In the imaging mode, the spectral resolution of XMM is much broader than any astrophysical line width. Concerning the continuum emission we assume, there are many origins to it but we decided to make a simple modelization with only two power laws.

We fit the soft X-ray spectra between 0.5 and 1.2 keV with XSPEC (11.3.2ad; Arnaud 1996). The first component used in the model accounts for the residual soft proton contamination which is convolved by the redistribution matrix but not folded by the instrumental efficiency. The index and the normalization of this power law were free to vary.

The second component is an absorbed power law accounting for the extragalactic component. Its index was fixed to 1.46 (Chen et al. 1997) for all the observations. The absorption depends on the H column density of the part of the Galaxy each field is situated and the values are specified for each case in Sect. 4. We note that our modelling of the continuum is not realistic but it is sufficient for our study since we are mostly

interested in charge exchange (CX) emission, which contains only lines.

Part of the spectral lines observed will be astrophysical emission from the Local Interstellar Bubble (LB) or a galactic corona. We prefer not to model this astrophysical emission to avoid underestimating the heliospheric component. We decided to model the following spectral lines with a gaussian distribution: O VII 0.57 keV, O VIII 0.65 and 0.81 keV, and Ne IX 0.91 keV.

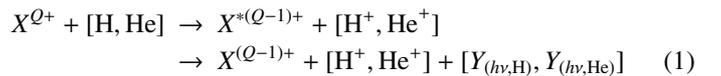
The model (that we name PLC = PowerLaw Continuum) we used in our analysis can be described as follows: power-law/b + phabs(powerlaw) + Gaussian + Gaussian + Gaussian + Gaussian. The Gaussian width was set to 0. This resulted most of the time in a good fit ( $\chi^2 \sim 140$ –170 for 135 d.o.f).

To test the robustness of our simple model for the continuum, we also tried a more sophisticated model for the continuum inspired by (and applied on) the SGF data analysis in HSK07 (see Sect. 4.2.1). This model consisted of a thermal plasma in collisional ionization equilibrium of temperature  $T = 10^{6.06}$  K to model the LB, with oxygen abundance set to zero and two gaussians to account for the O VII and O VIII lines. The Galactic halo emission was modeled as two absorbed thermal plasma components of temperatures  $T = 10^{5.93}$  K and  $T = 10^{6.43}$  K respectively.

In our test (that we name TCZEROX = Thermal Continuum ZERO OXygen), we used the LB model of HSK07 and we also forced a zero oxygen abundance for the halo components, keeping the same temperatures, so that all O VII and O VIII intensities are included in the gaussians. This test gave only a 15% difference in the O VII strengths with respect to our simplified model, which gives us confidence in our procedure. The mean difference in the O VIII line flux is around 40%, but does not affect our confidence, since this line measurements are much more uncertain than the O VII line. The results on the SGF data analysis are thoroughly detailed in Sect. 4.2.1.

## 3. Heliospheric SWCX model

CX collisions, producing X-ray photons, are described by the reaction:



where  $Y_{(h\nu, \text{H})}$ ,  $Y_{(h\nu, \text{He})}$  is the photon yield for the spectral line  $h\nu$  induced in the CX between the ion  $X^{Q+}$  with H and He respectively.

The model used to calculate the ground level heliospheric CX-induced soft X-rays is detailed in Koutroumpa et al. (2006). It calculates the dynamical distribution of interstellar H ( $n_{\text{H}}(r)$ ) and He ( $n_{\text{He}}(r)$ ) atoms in the inner Heliosphere with respect to distance  $r$  from the Sun, considering solar cycle variations effects and solar wind anisotropies for both H and He ionization processes.

It then calculates the SW heavy ion radial propagation and loss due to CX occurring from collisions with IS atoms. We obtain then, the radial distribution of the SW heavy ion  $N_{X^{Q+}}(r)$ , depending on the density of ion  $X^{Q+}$  at 1 AU:

$$N_{X^{Q+}} = [X^{Q+} / \text{O}] [\text{O} / \text{H}^+] n_{\text{H}^+} \quad (2)$$

and on an exponential term accounting for the ion loss due to CX with IS H and He, with cross sections  $\sigma_{(\text{H}, X^{Q+})}$  and  $\sigma_{(\text{He}, X^{Q+})}$  respectively. [O] is the total oxygen ion content of the solar wind and  $n_{\text{H}^+}$  the proton density at 1 AU. The adopted values of

$\sigma_{(\text{H}, X^{Q+})}$ ,  $\sigma_{(\text{He}, X^{Q+})}$ ,  $[X^{Q+} / \text{O}]$  and  $[\text{O} / \text{H}^+]$  for the fast and slow solar winds are given in Table 1 of Koutroumpa et al. (2006).

For each selected target field and observation date, we calculate the path on the line of sight (LOS), decomposed in  $N \sim 60$  segments of increasing step  $ds_j$  as we move away from the observer, from 0.1 AU at 1 AU up to 8.5 AU at the final distance of  $\sim 85$  AU, and the corresponding emissivity in units of (photons  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ):

$$\varepsilon_j = R_{(X^{Q+}, \text{H})}(r) Y_{(h\nu, \text{H})} + R_{(X^{Q+}, \text{He})}(r) Y_{(h\nu, \text{He})} \quad (3)$$

depending on the spectral line ( $h\nu$ ) considered.

$$R_{(X^{Q+}, \text{H})}(r) = N_{X^{Q+}, \text{H}} V_{\text{SW}} \sigma_{(\text{H}, X^{Q+})} n_{\text{H}}(r) \quad (4)$$

and

$$R_{(X^{Q+}, \text{He})}(r) = N_{X^{Q+}, \text{He}} V_{\text{SW}} \sigma_{(\text{He}, X^{Q+})} n_{\text{He}}(r) \quad (5)$$

is the volume collision frequency of ion  $X^{Q+}$  with neutral heliospheric H and He respectively, in units of  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$  and  $V_{\text{SW}}$  is the SW mean speed, which approximates the relative speed between the SW ions and IS neutrals in the inner heliosphere,  $v_{\text{rel}} = V_{\text{SW}} - v_n$ , since  $v_n \ll V_{\text{SW}}$ .

The integrated emission for the particular spectral line on the LOS is given by the following Eq. (6):

$$I(\text{LU}) = (1 / 4\pi) \sum_{j=1}^N \varepsilon_j ds_j \quad (6)$$

and defines the ground level emission of the spectral line for the particular date and LOS and the solar cycle phase (minimum or maximum) corresponding at this date. Details on the stationary model calculations are given in Koutroumpa et al. (2006). All photon yields and cross-sections have also been calculated or discussed in previous papers (Kharchenko & Dalgarno 2000; Pepino et al. 2004). In the time-dependent model we use in this study we consider the triplet O VII at 0.57 keV, and the line O VIII at 0.65 keV only, since these lines are the best detected in the X-ray instruments we consider. In what follows, the time-dependent model described is equivalent for both lines considered.

Whenever solar instruments (WIND, ACE/SWEPAM) measure an important SW increase, due to solar flares, CMEs or other, within a few days of the observation dates of our selected fields, we apply a time-dependent simulation on the ground emission level to account for the variations induced in the total X-ray emission levels due to the enhancement. This was made for all of our targets except the Suzaku SGF exposure (Mars 2006) when the SW was rather calm. For each field we model the SW enhancements as one or multiple step functions, if there are more than one events during the observations period. The general procedure is similar for each simulation, based on the localization of the SW enhancements as a function of time along a Parker-type spiral, but we care to take into account the specific observation geometry and SW conditions for each target and date. These specific conditions will be detailed for each target in the Sects. 4.1 to 4.5.

The general principle of modeling the impact of the SW enhancements on the segmented LOS is resumed in the following. Detailed calculations, formulas and schematic view of possible observation geometries are given in Appendix A.

In our modeling we are compelled to consider two cases, whether the LOS is pointing forward on the Earth's orbit, or backwards on it, as explicitly shown in Fig. A.1. In fact, when

the LOS is pointing forward on the orbit, the spiral is affecting the LOS progressively, starting from the observer on the Earth's position (Fig. A.1a). In the second case of the LOS pointing backwards, the combined effect of the solar rotation and of the SW radial propagation acts in such a way that the LOS is affected starting at an intermediate point, dividing the LOS in two parts: (i) one on which the spiral is moving away from the observer, and (ii) a second (usually smaller) on which the spiral is approaching the observer (Fig. A.1b). We will go through the differences in modeling the two cases in Appendix A.

The Active Region (AR) causing the SW enhancement is supposed to extend from North to South Solar Poles and is continuously emitting a SW proton ( $\text{p}^+$ ) flux enhanced by a factor  $f_{\text{SW}}(f_n)$  with respect to normal values  $f_n = 2.6 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , at a speed of  $V_{\text{SW}}$ . The solar longitudinal extend of the AR is defined such that the total duration of the enhancement is  $\Delta t$  as measured in SW instruments.

Equivalently, associated with the SW  $\text{p}^+$  flux enhancement, we consider measured variation factor  $[A]_{\text{SW}}([X^{Q+} / \text{O}])$  in the heavy ion relative abundances with respect to normal slow SW abundances  $[X^{Q+} / \text{O}]$ , in the particular circumstances the relative abundances of  $\text{O}^{7+}$  (0.2) and  $\text{O}^{8+}$  (0.07), obtained with ACE/SWICS instrument.

At each instant  $T_i$  we define the form of the Parker spiral taking into account solid solar rotation (27-day period), the radial propagation speed ( $V_{\text{SW}}$ ), the ‘‘ignition’’ time on the solar disk towards each radial direction ( $T_{d_j}$ ), and the total width of the spiral ( $\Delta D_{\text{tot}}$ ). Only in the cases of CMEs, we neglect the solar rotation, since radial propagation is dominating the CME structure.

Depending on the spiral's width and time  $T_i$ , the segment  $ds_j$  can be affected either completely, or partially, as shown in Figs. A.1a and b. This latter case is especially encountered when we model explosive CME's which are usually very brief. We include a correction  $f_x$  and  $A_x$ , adjusting the enhancement factor and the abundance variation factor respectively, according to the total width of the sub-segment really touched by the enhancement at each instant  $T_i$ . These corrections are calculated for each LOS according to the observation geometry (LOS pointing forward or backwards, details in Appendix A).

Once we have defined the sub-segment(s) really affected by the spiral at instant  $T_i$  we calculated the ‘‘new temporary’’ total heliospheric intensity  $I_i$ , modified because of the SW enhancement:

$$I_i(\text{LU}) = (1 / 4\pi) \sum_{j=1}^N \varepsilon'_j ds_j = (1 / 4\pi) \sum_{j=1}^N f_x [A]_x \varepsilon_j ds_j. \quad (7)$$

We can then reproduce the temporal variation of the X-ray intensity levels during the periods of observation in simulated lightcurves for each of our targets. Abundance variations, can be correlated or anticorrelated with  $\text{p}^+$  flux, so they can either emphasize or compensate for the influence of the SW  $\text{p}^+$  flux enhancements, as we will detail in several examples.

The model is dealing only with soft X-ray emission generated in the Heliosphere, not accounting for the geocoronal emission. Although we cannot exclude that some residual geocoronal emission remains in the data and should be included in a more complete modeling of SWCX emission, we can consider, here, that the major part of the geocoronal emission is removed along with proton events (data processing, Sect. 2.2), since it is exactly correlated with the SW variations (Cravens et al. 2001). Moreover, a quick look on the observation geometries and the fact that XMM is in high orbit seems to indicate that most of

the observations avoided the geocorona. Therefore, we decide to neglect any residual geocoronal emission in the SWCX analysis.

## 4. Results

### 4.1. MBM12 shadowing cloud

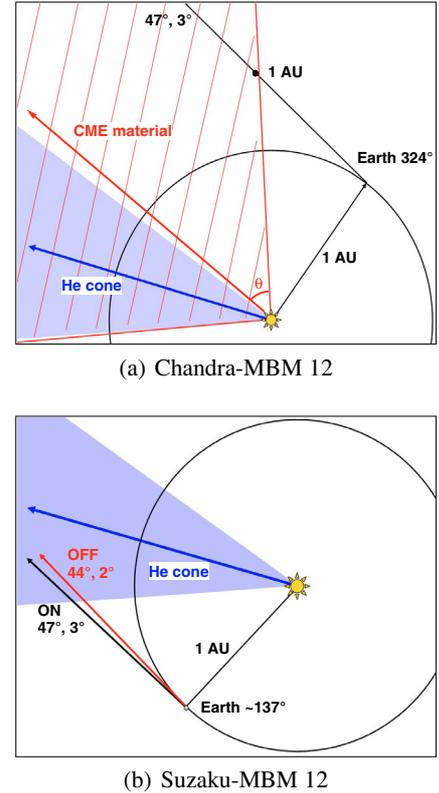
MBM 12 is a nearby molecular cloud in the southern Galactic hemisphere ( $l, b = 159.2, -34^\circ$ ). Its distance is estimated with much uncertainty between 60 and 360 pc, according to various studies (Hobbs et al. 1986; Andersson et al. 2002; Lallement et al. 2003). MBM 12, with a column density of  $N_{\text{H}} = 4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ , is optically thick in the energy range 0.5–0.7 keV where the O VII (0.57 keV) and the O VIII (0.65 keV) lines are dominant. Therefore when observing on-cloud at this energy range, the emission flux detected must be generated nearby, partly by the CX process in the Heliosphere and a small residual emission due to the Galactic background.

MBM 12 was frequently used as a shadow for the soft X-ray background, allowing to determine what fraction of the emission is generated in local regions, close to the Sun, and what fraction belongs to the Galactic (disk + halo) or extragalactic components. The first time the MBM 12 was observed as a shadow, was with ROSAT XRT/PSPC on July 31/ August 1, 1991 (Snowden et al. 1993, here after SMV93), which yielded an upper limit for the observed ON-CLOUD emission of 23 ROSAT Units and  $\sim 75$  ROSAT Units for the observed OFF-CLOUD emission (see Fig. 3 in SMV93).

ROSAT Units (RU) characteristic of the ROSAT measurements correspond to  $10^{-6} \text{ counts s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$ . An approximate equivalence between RU and LU (Line Units = photons  $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ ) can be estimated based on Smith et al. (2007) reasoning on the line flux measured in ROSAT observations. SMV93 fitted the ROSAT data with a Raymond & Smith (1977) model, simulating a standard LB of a temperature of  $10^6 \text{ K}$  which fits adequately the 1/4 keV band. For such a model, the 3/4 keV (0.5–0.8 keV) band produces only  $47 \text{ counts s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  ( $=3.98 \text{ RU}$ , since  $1 \text{ sr} = 1.18 \times 10^7 \text{ arcmin}^2$ ) which are essentially due to the O VII triplet intensity producing 0.28 LU for such a model (according to ATOMDB). The PSPC instrument on ROSAT has very low resolution in the 3/4 keV band and cannot resolve O VII and O VIII lines of continuum. If we assume, keeping in mind the large uncertainties, that all of the emission detected in the 3/4 keV ROSAT band is due to the O VII triplet alone, then,  $1 \text{ RU} = 0.07 \text{ LU}$ . With this equivalence we conclude that the intensity measured by ROSAT for the MBM 12 was  $\sim 1.6 \text{ LU}$  for the ON-CLOUD emission and  $\sim 5.25 \text{ LU}$  for the OFF-CLOUD emission.

#### 4.1.1. Chandra August 17, 2000

Chandra observed MBM 12 on August 17, 2000, for a total interval of  $\sim 56 \text{ ks}$  (Smith et al. 2005). A first observation on July 9–10 of the same year was excluded by the authors because of a severe solar flare. For the 17/08/2000 observation, the authors report an unexpected strong foreground emission in the O VII (0.57 keV) and especially the O VIII (0.65 keV) lines. Their best fit of the spectra yielded a foreground flux of  $1.79 \pm 0.55 \text{ LU}$  for the O VII line and  $2.34 \pm 0.36 \text{ LU}$  for the O VIII line. They discuss the possibility of the emission being due to a non-equilibrium nature of the LB, but rather conclude that their observations were contaminated by CX induced emission inside the Heliosphere.



**Fig. 1.** Geometries of the MBM 12 observations seen from the North ecliptic pole. *Panel a*): Chandra-MBM 12 observation geometry on 17/08/2000 with the CME-1 material expanding in the interplanetary space. *Panel b*): Suzaku-MBM 12 observation geometry for the period 03–08/02/2006 for both ON (black LOS) and OFF (red LOS) exposures. The He cone is crossed by both LOS, but the OFF exposure sees through denser He distribution. See details in text.

Indeed, on August 12, 2000 at 10:35 UT, SOHO/LASCO observed a CME, which we name CME-1 here after, associated with an M-class flare from active region (AR) 9119, behind the west limb (Edgar et al. 2006). The CME was on the high end of CME masses, with a total mass of  $M = 1.2 \times 10^{16} \text{ g}$  ejected, during a total of  $\Delta t = 3 \text{ h}$ . Its speed was evaluated at about  $660 \text{ km s}^{-1}$ . Apparently, the Chandra observation geometry (Fig. 1a) shows that Chandra was pointing through the interplanetary region affected by the CME material. A second CME (named CME-2) of equivalent mass, with a mean speed of  $900 \text{ km s}^{-1}$  and originating from AR 9114 near the first one, was recorded four hours later. In addition, ACE/SWICS measurements indicate that SW  $\text{O}^{8+}$  had a relative abundance of 25% during the week preceding the Chandra observation, and during the observation.

We model the CME(s) propagation through the interplanetary space and how it affected the Chandra observation of MBM 12. In Fig. A.2 (Online Material, here after OM) we present a series of LASCO/C3 images of CME-1, beginning at 11:18 UT and ending at 14:18 UT. In the figures, the inner white circle represents the Solar disk while the outer circle traces the sphere limits at  $R = 6.4 \text{ Solar Radii } (R_{\odot})$ . This is the surface crossed by the CME in the temporal interval showed in the figures. We can consider, then, that all of the CME mass crossed this sphere in  $\Delta t = 3 \text{ h}$  and we can calculate the SW proton flux  $f_{\text{sw}}$  in the CME, according to Eq. (8):

$$f_{\text{sw}} = M / (S \Delta t) \quad (8)$$

where  $S = 2\pi R^2(1 - \cos\theta)$  and  $\theta$  is half the angular width of the CME. In a 3 h interval, the Sun's rotation can be neglected with respect to the propagation speed of the CME material. Thus, from Eq. (A.1), we define as departure time  $T_{d_j} = 12/08/00$  10:35 UT the onset time of CME-1, as recorded on the solar disk in EIT UV and LASCO images. In the same way we can evaluate the CME-2 SW flux, and departure time as  $T_{d_j} = 12/08/00$  14:54 UT.

The CME speed and angular width are the two parameters that influence the most the post-CX X-ray emission, because they define the part of the LOS to be affected and also the timing for the CME to impact on it. The LOS emissivity is maximum near the observer, up to 3–4 AU, therefore, from Fig. 1a we understand that the CME width and speed will determine if the MBM 12 LOS is to be strongly affected during the Chandra observation or not.

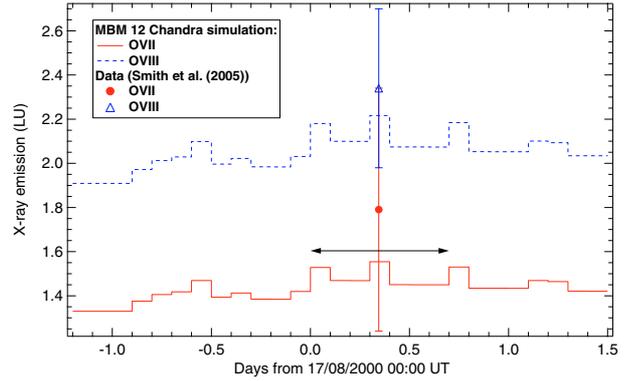
The angular width of a CME is very difficult to evaluate since the apparent width can be much larger than the actual width because of projection effects, so that it reaches  $360^\circ$  for a CME originating at the Sun Center. CME-1 and CME-2 were classified as Partial Halo events because their total angular widths were estimated at  $2\theta = 168^\circ$  and  $161^\circ$  respectively. The LASCO/C2 and C3 images of CME-1 (OM – Fig. A.2) show a latitudinal apparent width of  $\sim 40^\circ$ , but since the CME-1 occurred just behind the west limb, it must have had a rather large width. CME-2 could have a smaller width as it was on the visible part of the Solar Disk. If we consider an intermediate angular width of CME-1 and CME-2,  $2\theta = 100^\circ$  and  $2\theta = 60^\circ$ , we obtain from Eq. (8) a SW proton flux of  $\sim 5 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  and  $\sim 10 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  for each respectively.

In this context, the LOS is “touched” at a point near 1 AU away from the observer by CME-1 and around 2 AU away from the observer by CME-2 a little later. The simulated lightcurves of O VII and O VIII emission modified because of the interaction with CME-1 and CME-2 material are presented in Fig. 2. This interaction, in combination with the strongly enhanced  $\text{O}^{8+}$  relative abundance  $[\text{O}^{8+}/\text{O}] = 0.25$ , gave a mean photon flux of 1.49 LU for the O VII triplet and 2.13 LU for the O VIII line in the same interval as the Chandra exposure. The ground level emission of the Heliosphere for the MBM 12 direction observed on the 17/08/2000 was modeled as a maximum solar activity period and yielded 1.33 LU and 0.52 LU respectively for O VII and O VIII lines, which means a 12% increase for the O VII triplet and over 300% increase for the O VIII line due to the abundance/CME perturbations.

These values are very close to the ones measured by Chandra On-Cloud, which reinforces the conclusion of Smith et al. (2005) that the emission detected was entirely due to SWCX, not only for the O VIII line which was the most affected by the CMEs and the changes in abundances they induced, but also for the O VII triplet.

#### 4.1.2. Suzaku February 3–8, 2006

The observation of MBM 12 with Suzaku on February 3–8, 2006 was performed in two consecutive exposures, ON-CLOUD (3–6/02/2006, for a total of 231 ks) and immediately after that, OFF-CLOUD (6–8/02/2006, for a total of 168 ks) (Smith et al. 2007). The ON-CLOUD exposure was pointing at galactic coordinates  $(159.2^\circ, -34.47^\circ)$ , which translates to  $47^\circ, 3^\circ$  of helioecliptic coordinates, while the OFF-CLOUD exposure was about  $3^\circ$  away from the cloud, at galactic coordinates  $(157.3^\circ, -36.8^\circ)$  equal to  $44^\circ, 2^\circ$  in helioecliptic coordinates.



**Fig. 2.** Simulated lightcurves of O VII (red plain line) and O VIII (blue dashed line) emission in LU for the MBM 12 Chandra exposure (17/08/2000 01:04 UT) under the combined impact of CME-1 and CME-2 (see details in text). X-ray data is also presented (Smith et al. 2005): O VII red dot, O VIII blue triangle. The horizontal double arrow delimits the Chandra exposure duration.

ON-CLOUD the authors detect a local O VII line flux of  $(3.34 \pm 0.26)$  LU and an O VIII line flux of  $(0.24 \pm 0.10)$  LU, while OFF-CLOUD the total line flux, including local (SWCX + LB?) and unabsorbed distant (galactic disk + halo) emission, rises at  $(5.68 \pm 0.59)$  LU and  $(1.01 \pm 0.26)$  LU for O VII and O VIII respectively. The authors note that SW conditions were quite stable during the Suzaku exposures, except a short period of the ON-CLOUD observation, and conclude that the discrepancies with their previous results on MBM-12 observation with Chandra (4.1.1; Smith et al. 2005) were due to uncertainties on the background, especially in the case of Chandra, as well as to the large solar flare/CME influencing the Chandra background even more. However, they acknowledge once more the probability that SWCX emission may be contaminating at an unknown degree the MBM 12 O VII and O VIII detection.

In this study, we model the MBM 12 Suzaku observations, taking into account the short SW perturbation recorded at the end of the ON-CLOUD pointing and the influence it had on the measured data. We note first three factors partly responsible for: (i) the Chandra – Suzaku discrepancy and (ii) the ON/OFF difference during the Suzaku observations.

The first point is the very strong difference between the solar maximum conditions in 2000 (Chandra observations) and the 2006 solar minimum conditions (Suzaku data). Indeed, as demonstrated in the monochromatic maps in Koutroumpa et al. (2006), for low helioecliptic latitudes  $\pm 20^\circ$  the SWCX X-ray emission is higher for solar minimum than for solar maximum. This is due to the fact that at solar minimum the radiation pressure is weakened with respect to gravity and the IS H and He trajectories are more convergent. This, in addition with the fact that ionization processes are less efficient, favours a better concentration of IS neutrals around the Sun (and the observer), filling more efficiently the ionization cavity for H, and enlarging the gravitational cone extent and density for He atoms. Therefore, it is quite logical that Suzaku measurements find a higher O VII and O VIII levels, since the SWCX emission is closer and brighter at solar minimum.

Second, we must point out the observation geometry differences between the Chandra and Suzaku exposures (Fig. 1). The Chandra observation, on August 17, 2000 was pointing downwind, but almost parallel to the He gravitational cone, thus missing the enhancement due to this part of the Heliosphere (Koutroumpa et al. 2006). On the contrary, Suzaku in February

was pointing directly inside the He cone, which was only 1–2 AU away from the observer, where the emissivity on the LOS is maximum. Therefore, the Suzaku measurements should be normally much larger than the Chandra data.

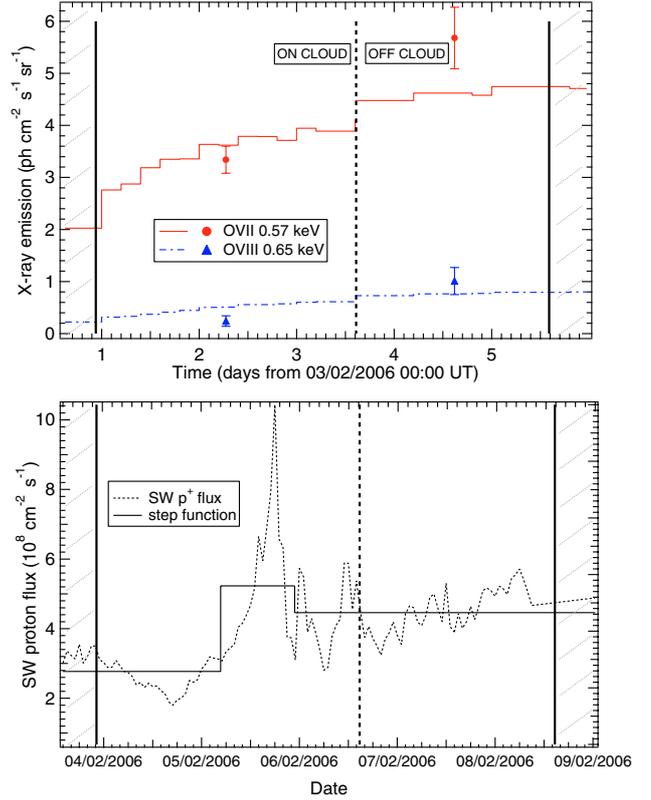
Finally, the OFF-CLOUD LOS of Suzaku was pointing through a denser region of the He cone with respect to the ON-CLOUD LOS in the same period. Consequently, the OFF-CLOUD emission should be slightly higher than the ON-CLOUD emission, even for calm SW conditions. Indeed, ground level O VII and O VIII fluxes for the ON-CLOUD pointing are 3.82 LU and 1.48 LU respectively, while for the OFF-CLOUD exposure they are 4.05 LU and 1.57 LU respectively. The ON-CLOUD ground level fluxes are  $\sim 3$  times higher than the equivalent fluxes in the Chandra simulation.

Naturally, only the difference of the observing geometry between ON and OFF cloud pointings is not enough to explain the ON/OFF difference in X-ray emission intensities. We model the temporal variations of the X-ray emission in the 0.5–0.7 keV including a step function of  $2.01 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , to account for the SW “spike” recorded on day  $T_0 = 2.2$ , starting on 03/02/2006 00:00 UT, and propagating at a particularly low speed ( $V_{\text{SW}} = 350 \text{ km s}^{-1}$ ) for 0.75 d. The SW proton flux remained at a high, but stable, level equal to  $1.7 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  after the spike. The modeled step function is presented with the black plain line in the lower panel of Fig. 3.

$\text{O}^{7+}$  relative abundance was at about half its normal value ( $[\text{O}^{7+}/\text{O}] = 0.11$ ) before the SW spike which reduced the ground level of around the same factor. During and after the SW enhancement the relative abundance remained at lower ( $[\text{O}^{7+}/\text{O}] = 0.18$ ) than normal values. Data for the  $\text{O}^{8+}$  relative abundance are very poor, but indicate that  $\text{O}^{8+}$  was also very scarce in the SW ( $[\text{O}^{8+}/\text{O}] = 0.01$ ) before the SW enhancement, which also reduced the initial ground level. Abundance remains very low throughout all the Suzaku observations, so we considered a very slow recovery, with a value of 0.02 during the SW enhancement and 0.03 after that.

The simulation results combining the difference in the ON and OFF observation geometries, the SW enhancement and reduced abundances are shown in the upper panel of Fig. 3. The X-ray emission starts at a lower than ground level, due to the initial very low abundances of both  $\text{O}^{7+}$  and  $\text{O}^{8+}$ . Then, the model is predicting a rise in both ON and OFF X-ray background emission, which accentuates even more the difference due to geometry effects. The mean O VII line fluxes for the ON and OFF observations are 3.56 LU and 4.62 LU respectively. On the other hand, the O VIII line fluxes for the ON and OFF exposures are 0.5 LU and 0.77 LU respectively. The ON-CLOUD simulation values for both O VII and O VIII lines are slightly above, but within error bars, the corresponding measured data, strongly implying that the foreground local emission detected on the MBM 12 cloud could be exclusively originating from within the Heliosphere.

On the other hand, for the OFF-CLOUD pointing the model results are lower than the measured values. Nevertheless, it is strongly implied that besides the large ground level foreground contamination from heliospheric X-rays, the distant component could be lower than what was suggested by Smith et al. (2007), due to local temporal enhancements of the heliospheric component. Indeed, the  $\sim 30\%$  and  $\sim 55\%$  increase respectively in the O VII and O VIII line intensities have been attributed to the Galactic Halo oxygen emission, since in the Smith et al. (2007) analysis the foreground emission is considered stable. In this case, what was attributed to distant galactic disk and halo should



**Fig. 3.** *Upper panel:* simulated lightcurves for the O VII and O VIII line emission in Line Units (photons  $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ ) for the MBM12 ON and OFF observations during the period 03–08/02/2006. The plain red line is for the O VII emission and the dashed blue line is for the O VIII emission. Red circles represent the measured ON and OFF O VII line flux, while the blue triangles represent the measured ON and OFF fluxes for O VIII line (Smith et al. 2007). *Lower panel:* solar wind proton flux (dotted line) in units of  $10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  for the same period. The step function simulating the SW enhancement is presented with the plain black line. In both panels, the vertical plain lines represent the start and end of the observation period, while the dashed vertical line is the separation between the ON and OFF exposures.

be revised to the residual flux of O VII and O VIII lines noted in Table 5.

#### 4.2. South Galactic absorbing filament

HSK07 and Henley & Shelton (2007) have observed an absorbing filament in the Southern galactic Hemisphere. They fitted simultaneously the ON-Filament and OFF-Filament exposures obtained with XMM-Newton (HSK07) and Suzaku (Henley & Shelton 2007) respectively. Their goal was to use the difference in the galactic column density in the two directions (ON:  $9.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  and OFF:  $1.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ) in order to disentangle the unabsorbed foreground emission attributed to the LB and the absorbed extragalactic and galactic halo component.

Their basic spectral modeling was the same for both XMM and Suzaku observations and was composed of: (i) a thermal plasma model in collisional ionization equilibrium for the LB, (ii) two absorbed thermal plasma components for the Galactic halo, and (iii) an absorbed power law for the unresolved extragalactic sources (AGN). The absorption was determined by the column density for the ON and OFF exposures as mentioned before.

**Table 2.** Summary of O VII and O VIII modeled and measured line fluxes for the XMM/SGF May 3, 2002 observation. *NB:* O VII and O VIII line fluxes in each column do not refer to the same diffuse SXR component. SWCX model refers to the heliospheric component, HSK07 results to the line intensity attributed to the LB, and XMM/PLC and XMM/TCZEROX to the total intensity measured in the O VII and O VIII gaussians in the present XMM data analysis. For details see text in Sect. 4.2.1.

	SWCX		HSK07	XMM/PLC		XMM/TCZEROX	
	ON	OFF	LB	ON	OFF	ON	OFF
O VII	3.16	3.47	$3.4^{+0.6}_{-0.4}$	$11.38^{+1.51}_{-1.65}$	$16.95^{+2.66}_{-2.67}$	$13.23 \pm 1.37$	$16.55 \pm 2.5$
O VIII	1.02	1.11	1.0	$3.36^{+0.73}_{-0.70}$	$2.74^{+1.10}_{-1.06}$	$5.07^{+0.68}_{-0.64}$	$3.52^{+1.10}_{-1.06}$

In the following paragraphs 4.2.1 and 4.2.2 we will detail the results obtained by HSK07 and Henley & Shelton (2007) for the O VII and O VIII line emission in the case of XMM and Suzaku respectively, as well as the SWCX simulations we applied on the XMM observations.

#### 4.2.1. XMM exposures 03/05/2002

XMM observed the SGF on May 3, 2002 in two consecutive exposures ON and OFF for a total 12.8 ks and 27.8 ks respectively. After flare removal with standard XMM data analysis procedures, the useful time remaining was 11.9 ks for the ON exposure and only 4.4 ks for the OFF exposure.

HSK07 fitted the ON and OFF spectra obtained with MOS-1 and 2 cameras simultaneously, applying the standard model described previously. Their standard LB model assumed a thermal plasma with a temperature of  $10^{6.06}$  K and emission measure  $EM = 0.018 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ . For these parameters, the LB standard model line emission yields 2.9 LU for O VII and 0.017 LU for O VIII (HSK07, ATOMDB database).

In order to measure more precisely the O VII and O VIII line emission from the LB in the XMM data, they replaced the standard thermal plasma model with a variation including two Gaussians for the oxygen lines and a thermal plasma model with frozen parameter of zero oxygen abundance to account for the continuum and remaining spectral lines. The Gaussians' widths were fixed at zero and the energies were fixed at 0.5681 keV for the O VII triplet and 0.6536 keV for the O VIII line. The two Gaussians yield O VII and O VIII line fluxes of  $3.4^{+0.6}_{-0.4}$  LU and 1.0 LU respectively, which is higher than what is predicted by the standard LB models (HSK07, ATOMDB database).

We need, at this point, to comment on the central energy position of the O VII triplet. The O VII central energy was biased by the assumption that emission is due to thermal plasma, and was chosen as the mean energy of the resonance (O6r: 574 eV), intercombination (O6i: 568.5 eV) and forbidden (O6f: 560.9 eV) lines, weighted by the line emissivities for a  $10^{6.06}$  K plasma. Indeed, the location of the centroid of the O VII triplet depends on the emission mechanism considered and can be represented by the line ratio  $G = (\text{O6f} + \text{O6i}) / \text{O6r}$ . In the case of hot plasmas  $G$  is less than 1, but larger than 3 in the case of charge-exchange (Kharchenko 2005). Future instruments with better spectral resolution should be able to separate the oxygen triplet lines and give more information on the nature of the soft X-ray background.

The XMM-Earth system was positioned at a heliospheric longitude of  $222^\circ$  on 03/05/2002, and the SGF LOS were pointing at high south heliospheric latitudes (ON:  $352^\circ$ ,  $-75^\circ$ , OFF:  $353^\circ$ ,  $-73^\circ$ ). The SWCX model for the SGF observation geometry on 03/05/2002, considered with maximum solar conditions, predicts a ground level O VII line emission of 2.32 LU and an equivalent O VIII line emission of 0.92 LU. Near-Earth

SW measurements show moderate variations, but not neat enhancements to be modeled as step functions.

However, in the LASCO/CME catalog we find a CME starting on 30/04/2002 23:32 UT ( $T_o + \Delta t = -2.02 + 0.167 \text{ d}$ ), and progressing at a speed of  $V_{\text{SW}} = 1100 \text{ km s}^{-1}$  centered at a helioecliptic longitude of about  $307^\circ$  and with half width angle  $\theta \sim 65^\circ$ . These parameters give a SW proton flux at  $f_{\text{SW}} = 6 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . If we adopt moderately enhanced relative abundances during the observation period for both  $\text{O}^{7+}$  and  $\text{O}^{8+}$ , 0.30 and 0.08 respectively, we obtain the following line fluxes for the ON and OFF exposures: 3.16 LU (ON) and 3.47 LU (OFF) for the O VII triplet and 1.02 LU (ON) and 1.11 LU (OFF) for the O VIII line. These simulated flux values, along with those obtained by HSK07 and attributed to the LB, as well as those measured for the total line intensity (foreground + distant halo component) in the two XMM data fits (PLC, TCZEROX) are summarized in Table 2.

Compared to HSK07 results on the LB line intensities, both ground level and especially CME-modified line intensities could account for most (if not all) of the emission attributed to the LB (3.4 LU and 1. LU respectively for O VII and O VIII). Moreover, the CME impact on the OFF-SGF exposure, produces a 10% enhancement with respect to the ON-SGF exposure, especially in the O VII intensity. HSK07 assumed that the foreground LB emission was identical for the two exposures, thus, the 10% enhancement of the heliospheric component was probably erroneously attributed to the Galactic Halo. We regret that HSK07 did not provide equivalent line intensity values for the galactic halo to compare to.

In our XMM data processing and modeling we made no assumptions on the nature of the O VII and O VIII line emission (see Sect. 2.3), and removed only the continuum from XMM data (columns XMM/PLC and XMM/TCZEROX in Table 2). Subtraction of the SWCX heliospheric component should give the residual emission, to really be separated in LB and Galactic halo emission, which can radically modify the parameters initially assumed for those components.

SGF is a medium-size absorber. In fact, HSK07 comment the fact that the SGF-ON column density is much lower than other shadowing observations:  $4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  for MBM 12 (Smith et al. 2005, 2007), up to  $\sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$  for Barnard 68 (Freyberg et al. (2004), which gave higher temperature results for the LB ( $10^{6.21}$  K). For these absorbers, it is easier to conclude that what is measured as foreground emission is really local (LB according to HSK07, SWCX according to our study), because transmissivity of O VIII radiation is less than 14%. On the contrary, the SGF has a higher transmissivity (up to 61% for O VIII energies) and therefore it is more difficult to really determine what originates from the local component or leaks through the filament from distant components.

In their study, HSK07 test the case of a hotter LB ( $10^{6.21}$  K), which would give higher O VIII emission, but conclude that such

a case predicts far too much intrinsic halo O VI intensity, which is incompatible with FUSE measurements (Shelton et al. 2007). They are, thus, constrained to admit that the different temperatures of the LB resulting from the various shadowing observations, are due to anisotropies inside the LB for the different LOS.

What we could propose is the contrary: if the emission attributed to the LB is largely or entirely heliospheric, as it is suggested in our analysis, there is no need to look for a hotter or anisotropic bubble and hence, no need for a cooler halo and no discrepancy with FUSE measurements.

#### 4.2.2. Suzaku exposures 01/03/2006

The Suzaku observations of the SGF were performed on March 1, 2006 16:56 UT for a total of  $\sim 80$  ks (ON-Filament), and on March 3, 2006 20:52 UT for a total of  $\sim 100$  ks (OFF). Henley & Shelton (2007) fit the same basic model (unabsorbed LB + absorbed  $\times$  (halo + extragalactic)) on the spectra and find LB and halo parameters very different from those obtained with the XMM data in 2002. In detail, they detect a much fainter O VII triplet of 0.17 LU only for the LB, while O VIII line flux is not detected with certainty. No details on the halo absolute line fluxes for the two oxygen lines are given.

The authors are perplexed by the difference of their Suzaku spectra of the SGF and their equivalent XMM spectra previously analyzed in HSK07. They report steady SW conditions within normal measured values, and claim that “the SWCX emission should be the same for both (XMM and Suzaku) observations, composing a fixed fraction of the foreground emission”.

At this point, we need to stress once more the effect of the solar cycle phase on the SWCX component and thus on the soft X-ray data. As we mentioned earlier, there is a large difference on the O VII and O VIII line fluxes between solar maximum (years 2000–2002) and solar minimum (2006), because of the difference in the distributions of IS neutrals in the Heliosphere. In the case of SGF, which points at very high southern ecliptic latitude ( $353^\circ$ ,  $-73^\circ$ ) the effect is the opposite with respect to MBM 12, which was in low ecliptic latitude, because it is dominated by differences in the solar ions relative abundances.

At solar maximum, the SW is merely isotropic and the ion relative abundances are homogeneous and close to slow SW conditions. On the other hand, at solar minimum we find a SW highly anisotropic and composed of equatorial regions of slow wind and high latitude regions of fast wind. In this latter case, LOS pointing at high ecliptic latitudes are partly affected by fast SW (above  $\sim 20^\circ$ ) and the X-ray emission is dominated by differences of ion relative abundances with respect to maximum cycle phase. Indeed,  $O^{8+}$  is completely absent from the fast SW and  $O^{7+}$  is strongly depleted ( $[O^{7+}/O] = 0.07$ ). Therefore, X-ray emission on high latitude LOS is expected to be much fainter at solar minimum than solar maximum.

During the Suzaku observations of the SGF SW flux was very calm, but also there was rather low  $O^{7+}$  and  $O^{8+}$  relative abundances as recorded by ACE/SWICS in the ecliptic plane (in general the ecliptic plane is dominated by slow SW conditions). The  $O^{7+}$  was only 0.083 during the ON-Filament exposure, while it rose to 0.13, 1.5 d after, for the OFF exposure.  $O^{8+}$  statistics were very poor in the SWICS data for this period, but show very low values, of 0.02 for the period of the exposures. For lack of data, we assume that high latitude abundances were lower than average by the same amount as in the ecliptic.

The ground level model predicts an O VII line flux of 0.83 LU and an O VIII line flux of 0.07 LU (for solar minimum conditions in the LOS of the SGF). After abundance correction

(0.083/0.2 for  $O^{7+}$  and 0.02/0.07 for  $O^{8+}$ ) we predict 0.34 LU in O VII and 0.02 LU in O VIII for the ON-Filament exposure. These values are about an order of magnitude below the equivalent values in the SGF-XMM simulation, which is the same difference Henley & Shelton (2007) state for their Suzaku and XMM spectra in the Suzaku band (0.3–0.7 keV). Besides the two oxygen lines we analyze here, which are the most important in the range 0.5–0.7 keV, the main ion lines dominating the Suzaku band, are due to CX collisions of  $C^{6+}$ ,  $N^{7+}$  and  $N^{6+}$  with IS neutrals. These ions, although not treated in this study, are known to have equivalent abundance variations as  $O^{7+}$  and  $O^{8+}$  between solar maximum and solar minimum, and thus, an equivalent trend in the SWCX X-ray emissions they generate (Koutroumpa et al. 2006).

The simulated O VII and O VIII intensities we derive are of the same order and even slightly higher than the ones attributed to the LB by Henley & Shelton (2007). We conclude that, as in the case of the XMM data, the foreground emission in the 0.5–0.7 keV band can be exclusively attributed to the Heliosphere. We must also note, that according to  $O^{7+}$  abundance measurements, the SWCX O VII emission is likely to have risen by a factor of 1.6 during the OFF exposure, with respect to the ON exposure. Therefore, the background emission attributed to the absorbed distant component should be revised, by subtracting properly the heliospheric contribution (see Table 4).

#### 4.3. Hubble Deep Field North

The Hubble Deep Field-North has been observed with XMM-Newton as a test case for the noncosmic background modeling and subtraction for the European Photon Imaging Camera. The total length of the observation was broken in four exposures scheduled over a period of 16 days. The fourth pointing, on June 1, 2001 offered an exemplary case of SWCX emission detection, which was analysed by SCK04.

The authors, in a useful exposure time of 38.1 ks out of a total 95.4 ks, after removal of flaring periods, discerned a drop in the 0.52–0.75 keV band lightcurve, occurring in the last quarter of the interval. They used a separate spectral fit for the HIGH and LOW regime, as they define the intervals before and after the drop respectively, with four main components: (i) an unabsorbed thermal component with  $T \sim 0.1$  keV for the LB, (ii) an absorbed thermal component with also  $T \sim 0.1$  keV for the lower halo emission, (iii) an absorbed, hotter component ( $T \sim 0.6$  keV) for the Galactic halo or Local Group emission, and (iv) an absorbed power law with spectral index of 1.46 for the unresolved extragalactic sources. The absorption was fixed to the Galactic column density  $N_H = 1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . In the HIGH state of the exposure only, a series of spectral lines to represent the SWCX emission was added in the fitting process. The lines included were the C VI 0.37 and 0.46 keV lines, the O VII triplet at 0.57 keV, the O VIII lines at 0.65 and 0.81 keV, the Ne IX line at 0.91 keV and the Mg XI line at 1.34 keV. Their analysis yielded a SWCX induced line flux of 7.39 LU and 6.54 LU for the O VII and O VIII lines respectively in the HIGH state only, while the contribution of SWCX in the LOW state regime and the remaining pointing was completely neglected.

In Sect. 5 of Koutroumpa et al. (2006), we presented a first time-dependent modeling of the SWCX emission, based on the same method presented in this study and applied on the HDFN June 1, 2001 exposure. We have used a simplified geometry of the LOS, supposing that it was lying in the ecliptic plane instead of pointing at a helioecliptic latitude of  $57^\circ$ . We have presented simulated lightcurves for two different sets of SW parameters

**Table 3.** Simulation parameters and results for the HDFN observations. We list SW parameters, and relative abundances for the two variants of the simulation, as well as model and data line fluxes for O VII and O VIII.

Proton flux step function				Ion relative abundances			
Simulation 1		Simulation 2		HIGH		LOW	
$T_o + \Delta t$ (d)	$f_{sw}$ (SPFU)	$T_o + \Delta t$ (d)	$f_{sw}$ (SPFU)	[O <sup>7+</sup> / O]	[O <sup>8+</sup> / O]	[O <sup>7+</sup> / O]	[O <sup>8+</sup> / O]
(0.5 + 0.5)	4	(0.5 + 1.)	10	0.488	0.28	0.125	0.038
Line flux (LU = photons cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> sr <sup>-1</sup> )							
Simulation 1		Simulation 2		SCK04		Data	
High	Low	High	Low	High	High	Low	Low
O VII	4.20	3.22	9.06	2.02	7.39	15.44	8.14
O VIII	1.99	1.40	5.69	1.18	6.54	8.14	1.96

and concluded that the heliospheric X-rays were responsible for the observed enhancement and mainly that the LOW state spectrum still contained a large fraction of heliospheric emission. Unfortunately, an error in taking into account the variable steps on the LOS, which was discovered after publication annuls our results, but not our main conclusions which we attempt to validate in the present re-analysis of the HDFN simulation.

We performed two simulations, taking into account the real geometry of the HDFN observation (Observer at  $\lambda_{obs} = 251^\circ$ , LOS pointing backwards at  $\lambda, \beta = 48^\circ, 57^\circ$ ) and considering O<sup>7+</sup> and O<sup>8+</sup> relative abundances as implied by the O VIII and O VII lines ratio calculation in SCK04 (SCK04; Koutroumpa et al. 2006, see Table 3). The difference in the two simulations lies on the step function adopted for the SW enhancement and how it affects the high latitude LOS of the HDFN.

In the first case, we take equivalent conditions as those presented in Koutroumpa et al. (2006), with a step function occurring on day  $T_o + \Delta t = (0.5 + 0.5)$  d, and a SW proton flux of 4 SPFU. The results are presented in the upper panel of Fig. 4a.

We can see from Fig. 4a that timing between model and data seems correct, as it did for the simplified geometry used in Koutroumpa et al. (2006). The simulated lightcurve, within the observation limits, starts at an already higher value, dropping at the end of the SW enhancement. Nevertheless, the absolute difference between HIGH and LOW regimes in the simulation is far too low to explain the large drop measured in XMM data. Indeed the HIGH to LOW drop is of 0.98 LU and 0.59 LU only, in the model for the line O VII and O VIII respectively, while it is of 7.3 LU for O VII and of 6.18 for O VIII in the data.

The HDFN is the only exposure divided in two states. Since the target field is the same for the two states, the column density is identical, thus, we are confident that such a variation in the soft X-ray background is mainly due to the heliospheric emission. The Geocorona could partly be responsible for the variation, but as explained in Cravens et al. (2001) and SCK04 it should be temporally correlated with the SW rising and dropping with it. Moreover, SCK04 analyze the XMM-Newton geometry for the 01/06/2001 and conclude that the satellite avoids the main zones that could be contaminated by the Geocorona.

As a consequence, we wished to test our SWCX model and see if we can find reasonable SW enhancement conditions that could fit better this strong variation in the Soft X-ray background. We consider then, a step function occurring on  $T_o + \Delta t = (0.5 + 1.0)$  d and with a SW proton flux of  $10 \times (2.6 \times 10^8)$  cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, which is quite rare, but not impossible to occur. We assume that the AR producing this enhancement is not infinitely ancient on the solar disk, as assumed in the general time-dependant modeling described in Sect. 3, but appears  $\sim 7$  d earlier than 01/06/2001 00:00 UT (day 0), while pointing radially at a helioecliptic longitude of  $\lambda_j \sim 219^\circ$ .

Under such conditions, the LOS will be affected only up to the segment ( $\lambda_j, \beta_j \sim 219^\circ, 40^\circ$ ) which lies at phase angle  $\phi_j \sim 32^\circ$  and distance 1.08 AU with respect to the observer (see Fig. A.1b and Sect. 3). We, therefore, assume that the SW leaving the Sun on day  $-7$  d and affecting the major emitting part of the LOS was quite different than the one measured on day 0.5 at the Earth's position. This is a plausible hypothesis, since the SW variation time-scales can be much shorter than 7 days. In addition, we cannot be certain for the SW conditions at a  $\sim 30^\circ$  angular distance from the Earth, since there are no in situ measurements at such distances.

The results of this simulation are presented in Fig. 4b with the same annotations as in Fig. 4a. The ‘‘truncation’’ of the spiral's effect on the LOS at  $40^\circ$  forces a harder drop between the HIGH and LOW states, which correspond better to the observed temporal profile. Moreover, the increase of the SW proton flux we imposed allows a better comparison between the simulated and measured HIGH-LOW differences. Indeed, the drop of the O VII line flux is of 7.04 LU. The O VIII line drops by 4.51 LU which is still a little low with respect to the data drop, but we could suppose that ion relative abundances are also very different than the ones measured in Earth orbiting solar instruments.

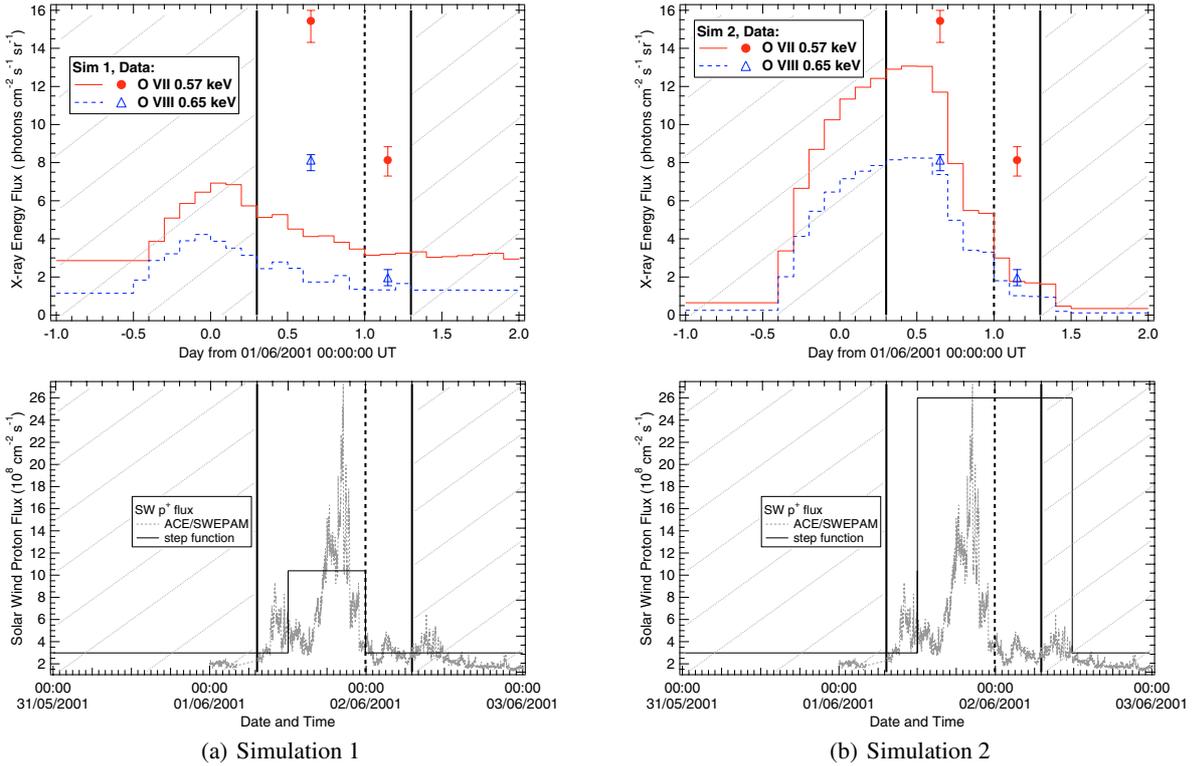
What we need to stress as a conclusion to these simulation tests we performed, is the importance of accurate and multi-positioned in-situ measurements of the SW properties. Since SWCX emission is so sensitive to SW flux and abundance variations, precise simulations can only be improved with detailed and liable input parameters.

#### 4.4. Marano Field

The Marano Field was named by an optical quasar survey by Marano et al. (1988) and was frequently surveyed in optical wavelengths, X-rays (ROSAT, XMM) and radio wavelengths (Krumpe et al. 2007, and references within). The mean galactic H I column density in the Marano Field is  $N_H = 2.7 \times 10^{20}$  cm<sup>-2</sup>. XMM-Newton observed the Marano Field 7 times in the period between August 22, and August 27, 2000. The mean total exposure time was  $\sim 10$  ks for each observation.

The SWCX model ground level is taken for maximum solar activity for 2000. Marano field is pointing at  $-67^\circ$  of helioecliptic latitude which means the SW affecting the outer parts of the LOS could have been very different than the one measured in the ecliptic.

The SW variations measured from WIND instrument at this time period can be modeled as 3 step functions starting on days (from date 22/08/2000 00:00 UT): 0 d (step-1), 1.625 d (step-2) and 5 d (step-3) lasting 1.4 d, 0.4 d and 1.8 d respectively. Step-1 yields an enhancement of  $2.12 \times (2.6 \times 10^8)$  cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, step-2 an enhancement of  $2.7 \times (2.6 \times 10^8)$  cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> and finally step-3



**Fig. 4.** Solar Wind input conditions, SWCX simulation results and XMM-Newton data analysis results for the HDFN June, 1, 2001 observation. *Column a)*: simulation 1 based on real-time SW measurements in the ecliptic, *Column b)*: simulation 2 based on best model-XMM data correlation. *Upper panels*: simulated lightcurves for the O VII and O VIII line emission in Line Units. The plain red line is for the O VII emission and the dashed blue line is for the O VIII emission. Red circles represent the XMM-measured O VII line fluxes, while the blue triangles represent the XMM-measured fluxes for O VIII line. *Lower panel*: solar wind proton flux (dotted line) in units of  $10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  for the same period. The step function simulating the SW enhancement in each simulation is presented with the plain black line. In all panels, the vertical plain lines represent the start and end of the observation period, while the dashed vertical line is the separation between the High and Low regimes as defined in SCK04.

gives an enhancement of  $1.8 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . There are ACE/SWICS measurements showing high values of  $\text{O}^{8+} = 0.14$  and  $\text{O}^{7+} = 0.3$  abundances before and during step-1 and step-2.

In figure OM-A.3, we present the lightcurves for O VII and O VIII lines resulting from the simulation, as well as the XMM-data for the 7 Marano exposures. The variations measured with XMM in the Marano field are not very large, mainly inside the error bars of each data point. The model predicts relative variations of the same order and with the right timing as well. We see a moderate mean increase around day 2 (24/08/2000) of about 38% in the O VII line, which is reproduced with a relative strength of 34% in the model. The O VIII data points have larger uncertainties, but the mean relative increase in the exposures period is around 50–80% (considering the points with the smallest error bars), while the model predicts a relative increase of 40%.

#### 4.5. Lockman Hole

The Lockman Hole is the sky region with the absolute lower H I column density ( $N_{\text{H}} \approx 4.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ ). XMM-Newton observed the Lockman Hole 7 times in the period between October 15, and October 28, 2002. The total exposure time spans from  $\sim 80$  ks to  $\sim 105$  ks for each observation.

The SWCX model ground level is taken for maximum solar activity, 2002 being closer to maximum. To model the Lockman Hole exposures during the period 15–28/10/2002 we use two step functions starting at days  $-9.25$  (step-1) and 0 (step-2). Step-1 has a SW proton flux of  $1.7 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

lasting for about 2 days, while step-2 has a proton flux of  $\sim 2 \times (2.6 \times 10^8) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  lasting for about 2 days.  $\text{O}^{7+}$  relative abundances could be slightly enhanced during the two SW enhancements ( $\sim 0.3$ – $0.4$ , although not used in the figure), but  $\text{O}^{8+}$  abundances are very difficult to estimate because of big lack of data. The Lockman Hole is pointing at an helioecliptic latitude of  $45^\circ$  which could allow very different SW characteristics affecting the LOS than those measured in Solar instruments.

The resulting lightcurves are presented in figure OM-A.4. Clearly besides the discrepancies in the variation amplitudes, we also have a timing problem in the comparison, the model predicting an emission rising too fast with respect to the measured enhancement for step-1 and too late for step-2 respectively. These discrepancies do not have any obvious explanation but an inherent variation in the O VII and O VIII emission of the Lockman Hole field (more discussion in Sect. 5.1).

## 5. Discussion

### 5.1. Non-shadowed regions

In Table 4 we resume all the XMM observation fields modeled in the SWCX simulations. We include the SG Filament XMM ON exposure, since it is a minor absorber and substantial emission of the halo remains. The data results are for the total O VII and O VIII line intensity as calculated in the XMM/PLC spectral model we defined in Sect. 2.3. The data contain, thus, both local foreground and distant components of the O VII, O VIII diffuse emission. Model results stand for the heliospheric O VII

**Table 4.** List of XMM-Newton re-processed observations. Comparison of total SXRb O VII and O VIII line intensity in XMM/PLC data fit (see Sect. 2.3) and SWCX model results.

Name	Target Gal.Coord.	Obs ID	Start Date	Line flux (LU = photons cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> sr <sup>-1</sup> )					
				Data (Total)		CX Model		Residual	
				O VII	O VIII	O VII	O VIII	O VII	O VIII
Marano Field	(269.8°, -51.7°)	x:129320801	22/08/2000	6.67 <sup>+1.26</sup> <sub>-1.01</sub>	2.22 <sup>+0.66</sup> <sub>-0.53</sub>	1.46	0.58	5.21	1.64
		x:129320901	22/08/2000	5.55 <sup>+1.08</sup> <sub>-0.92</sub>	1.97 <sup>+0.50</sup> <sub>-0.45</sub>	1.49	0.59	4.06	1.38
		x:110970201	24/08/2000	5.58 <sup>+1.52</sup> <sub>-1.02</sub>	2.91 <sup>+0.65</sup> <sub>-0.41</sub>	1.80	0.74	3.78	2.17
		x:110970301	24/08/2000	6.82 <sup>+1.29</sup> <sub>-1.32</sub>	2.43 <sup>+0.60</sup> <sub>-0.60</sub>	1.87	0.78	4.95	1.65
		x:110970401	24/08/2000	7.68 <sup>+1.61</sup> <sub>-1.35</sub>	1.60 <sup>+0.76</sup> <sub>-0.62</sub>	1.91	0.80	5.77	0.80
		x:110970501	26/08/2000	6.17 <sup>+1.14</sup> <sub>-0.88</sub>	2.03 <sup>+0.50</sup> <sub>-0.42</sub>	1.50	0.56	4.67	1.47
		x:110970701	30/08/2000	7.25 <sup>+1.16</sup> <sub>-0.78</sub>	1.16 <sup>+0.55</sup> <sub>-0.37</sub>	1.36	0.43	5.89	0.73
HDFN	(126.0°, 55.2°)	x:111550401	01/06/2001 HIGH	15.44 <sup>+0.56</sup> <sub>-1.12</sub>	8.14 <sup>+0.28</sup> <sub>-0.56</sub>	9.06	5.69	6.38	2.45
			01/06/2001 LOW	8.14 <sup>+0.70</sup> <sub>-0.84</sub>	1.96 <sup>+0.42</sup> <sub>-0.42</sub>	2.02	1.18	6.12	0.78
Lockman Hole	(149.1°, 53.6°)	x:147510101	15/10/2002	8.76 <sup>+1.80</sup> <sub>-0.74</sub>	2.30 <sup>+0.68</sup> <sub>-0.53</sub>	2.46	0.96	6.30	1.34
		x:147510801	17/10/2002	18.12 <sup>+1.84</sup> <sub>-1.62</sub>	3.40 <sup>+0.79</sup> <sub>-0.73</sub>	2.30	0.90	15.82	2.5
		x:147510901	19/10/2002	16.69 <sup>+3.17</sup> <sub>-1.72</sub>	3.90 <sup>+1.73</sup> <sub>-0.83</sub>	2.10	0.82	14.59	3.08
		x:147511001	21/10/2002	10.69 <sup>+1.42</sup> <sub>-1.14</sub>	1.80 <sup>+0.66</sup> <sub>-0.47</sub>	1.99	0.78	8.70	1.02
		x:147511101	23/10/2002	18.47 <sup>+3.95</sup> <sub>-1.60</sub>	3.91 <sup>+1.99</sup> <sub>-0.72</sub>	2.11	0.83	16.36	3.08
		x:147511201	25/10/2002	7.25 <sup>+1.81</sup> <sub>-1.45</sub>	2.05 <sup>+0.89</sup> <sub>-0.72</sub>	2.47	0.96	4.78	1.09
		x:147511301	27/10/2002	13.94 <sup>+2.54</sup> <sub>-1.60</sub>	2.61 <sup>+1.01</sup> <sub>-0.97</sub>	2.44	0.95	11.50	1.66
Filament	(278.7°, -45.3°)	x:084960201	03/05/2002 ON	11.38 <sup>+1.51</sup> <sub>-1.65</sub>	3.36 <sup>+0.73</sup> <sub>-0.70</sub>	3.16	1.02	8.96	2.37
	(278.7°, -47.1°)	x:084960101	03/05/2002 OFF	16.95 <sup>+2.66</sup> <sub>-2.67</sub>	2.74 <sup>+1.10</sup> <sub>-1.06</sub>	3.47	1.11	11.72	1.18

and O VIII line emission, ONLY, due to charge-exchange collisions. Finally in the last two columns we present the residual diffuse SXRb emission when we subtract the SWCX component from the total data results. This residual emission, should be originating in the Galactic Halo (or the border regions of the Loop I), since from what we already demonstrated in the shadowing results, the LB emission can be accounted as exclusively CX-induced heliospheric emission (see also following Sect. 5.2).

The residual emission is quite variable, since the SWCX temporal model did not succeed in correlating temporally all series of observations. Notably, the Lockman Hole variations are due to the complete lack of temporal correlation between the observed X-ray emission variations and the SWCX model predictions. These variations, we do not manage to explain, unless there is an inherent variation in the Galactic halo emission between the different Lockman Hole exposures. But, according to the absorption law:

$$I_{\text{OVII}} \propto \exp(-\sigma_{\text{OVII}} N_{\text{H}}) \quad (9)$$

where  $\sigma_{\text{OVII}} \sim 8.56 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$  is the photoelectric absorption cross section for O VII energies (Morrison & McCammon 1983), to have a factor of 2 decrease in O VII line intensity, we need a factor of  $\sim 20$  increase in the H I column density  $N_{\text{H}}$ , which is contested in the H I galactic atlas of Hartmann & Burton (1997). In addition, Kappes et al. (2003) demonstrated that in the Lockman Hole region of the sky the halo is quite homogeneous. It is therefore probable that the Lockman observations were contaminated by solar protons or terrestrial CX emission.

For the HDFN field we have retained the simulation 2 results of the SWCX model, since they are the ones that give the most stable residual emission as required for a unique long-lasting exposure towards a constant field (see Sect. 4.3). The Marano field

is the only one to have relatively constant residual emission, since already data were quite stable even before the CX component subtraction.

We understand that, in general, XMM data comparison to model results provides quite poor correlation, especially for the O VII line intensity. The data are systematically higher than model predictions, by factors ranging from 2 to 10. This is expected, naturally, since the model accounts only for the CX heliospheric component of the SXRb. In addition, the residual emission, after the CX subtraction is quite different for each target region. This is due to the different H I column density in each field, or, to intrinsic variations of the Galactic Halo emission from one region to another.

The O VII data points (and thus the residual intensity) exhibit a higher dispersion than the O VIII data points for each target. Except for the HDFN which, as we explained in Sect. 4.3, was temporally divided in two exposures towards the exact same field, all the other targets, were observed in repeated exposures in which the central field of view was pointing in slightly different directions. In the O VIII line energies, the transmission is very high, larger than 60% for column densities less than  $\sim 10^{21}$  (Freyberg 2004; HSK07), like our XMM targets, and thus is less sensitive to column density variations. However, the O VII line is much more absorbed, so even minor variations of the  $N_{\text{H}}$  column density induce large dispersion in the emission measured for the repeated exposures at each galactic region.

In the future, we need to pursue the study with better statistics for each target field, i.e. apply the SWCX model to more exposures towards each field so as to fit separately each target results.

**Table 5.** List of shadowing observations. Comparison of previous data-analyses results with our SWCX model. Data results include mainly the LB O VII and O VIII line fluxes.

Name	Target Gal.Coord.	Obs ID <sup>b</sup>	Start Date	Line flux (LU = photons cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> sr <sup>-1</sup> )					
				Data (LB <sup>a</sup> )		CX Model		Residual	
				O VII	O VIII	O VII	O VIII	O VII	O VIII
MBM12	(159.2°, -34.5°)	c:900015943	17/08/2000 ON	1.79 ± 0.55 <sup>c1</sup>	2.34 ± 0.36 <sup>c1</sup>	1.49	2.13	0.30	0.21
	(159.2°, -34.5°)	s:500015010	03/02/2006 ON	3.34 ± 0.26 <sup>c2</sup>	0.24 ± 0.10 <sup>c2</sup>	3.56	0.50	0::	0::
	(157.3°, -36.8°)	s:501104010	06/02/2006 OFF	5.68 ± 0.59 <sup>c2</sup>	1.01 ± 0.26 <sup>c2</sup>	4.62	0.77	1.06	0.24
Filament	(278.7°, -45.3°)	x:084960201	03/05/2002 ON	3.4 <sup>+0.6</sup> <sub>-0.4</sub> <sup>d1</sup>	1 <sup>d1</sup>	3.16	1.02	0.24	0::
	(278.7°, -47.1°)	x:084960101	03/05/2002 OFF			3.47	1.11	0::	0::
	(278.7°, -47.1°)	s:501001010	01/03/2006 ON	0.13 <sup>d2</sup>	N.A. <sup>d2</sup>	0.34	0.02::	0::	0::

<sup>a</sup> Only Smith et al. (2007) OFF exposure with Suzaku includes O VII and O VIII strengths of LB and halo emission (see Sect. 4.1.2 for details).

<sup>b</sup> Prefixes are x: for XMM-Newton, c: for CHANDRA, s: for SUZAKU. <sup>c1</sup> Smith et al. (2005), <sup>c2</sup> Smith et al. (2007). <sup>d1</sup> HSK07 & <sup>d2</sup> Henley & Shelton (2007) see Sect. 4.2 for details.

## 5.2. Shadowing observation data vs. SWCX model

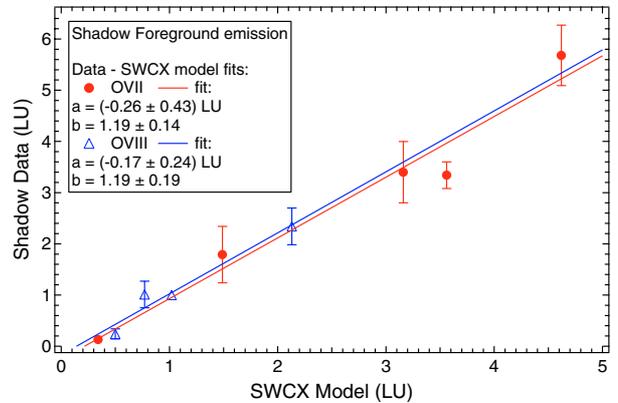
The most important result in our analysis is the one deriving from the shadowing observations, which is that the emission initially attributed to the Local Interstellar Bubble till now, is probably originating entirely from within the Heliosphere.

In Table 5, constructed in the same principle as Table 4, we resume the MBM 12 and SG Filament shadowing observations. In Fig. 5 we linearly fit the data over the SWCX model results for each shadowing observation. We did not use data errorbars as standard deviation to weight the fit, because not all data errorbars were communicated (HSK07 and Henley & Shelton 2007). The fit coefficients ( $y(\text{LU}) = (a + bx)(\text{LU})$ ) for the O VII and O VIII lines are also noted on the figure.

The observations data represent the LB O VII and O VIII line intensities as derived from the authors (Smith et al. 2005, 2007; HSK07; Henley & Shelton 2007). As explained individually for each case in Sects. 4.1 and 4.2, the shadows block more or less efficiently the Galactic Halo oxygen emission, and in their analysis the authors derive only the local foreground emission of the oxygen lines.

The only exception is in the Suzaku/MBM 12 observation (Smith et al. 2007) where the O VII and O VIII halo emission is added to the foreground emission for the OFF-CLOUD exposure. However, as we demonstrated in Sect. 4.1.2, there is a ~30% and ~55% increase in the OFF-CLOUD simulated SWCX O VII and O VIII line intensities respectively, due to the brief SW enhancement at the end of the ON-CLOUD exposure. Smith et al. (2007) supposed that the foreground (LB) emission was constant between the ON and OFF cloud exposures, thus this increase was erroneously attributed to the Galactic Halo emission which should be revised. For this reason, we include these values in the linear data-model fits as well.

The linear fit has a slope of 1.19 (±0.14; 0.19 (1 $\sigma$ ) for O VII and O VIII resp.) which means that the SWCX model reproduces very well the local foreground emission measured in shadows. Moreover, the intersection of the linear fit with the data axis should give an estimate of the residual foreground emission to be attributed to the LB. The foreground is found to be (-0.26 ± 0.43 (1 $\sigma$ )) LU for O VII and (-0.17 ± 0.24 (1 $\sigma$ )) LU for O VIII, which means that with a high probability the LB O VII and O VIII emission is negligible compared to the heliospheric emission.



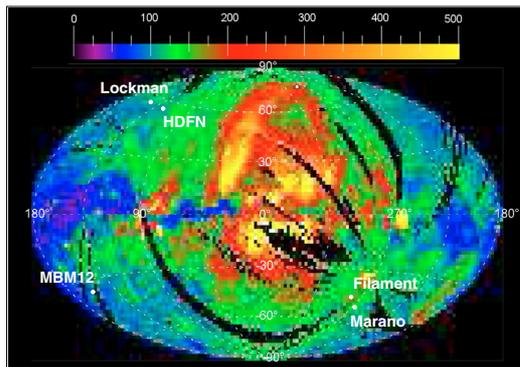
**Fig. 5.** Foreground emission data from shadowing observations in literature (MBM 12: Smith et al. 2005, 2007, and SGF: HSK07; Henley et al. 2007b) versus SWCX model results for the O VII and O VIII line intensities. Linear fits are calculated with no error-bar weighting, since not all data error-bars were communicated (see Table 5 and Sect. 5.2 for details).

## 5.3. The ROSAT 3/4 keV map

In Fig. 6 we present a 3/4 keV all-sky map of the ROSAT survey in galactic coordinates, extracted from Wang (1998). The map colorscales are in ROSAT units (1 RU = 0.07 LU). On the map we have marked the positions of the target fields we have presented in our analysis. The survey maps were constructed during a 6-month period, due to the constraints of the ROSAT observation geometry scanning the sky through a great circle perpendicular to the Sun-ROSAT direction. Data decontamination removed contamination due to LTEs to some extent, but not all of the heliospheric emission.

North Galactic hemisphere fields have lower column density than the ones in the South Galactic hemisphere. HDFN, Lockman give an equivalent mean residual emission for the Halo, except for unexplicable variations of the Lockman Hole. The Marano Field should have similar residual emission as the SGF, since they lie in the same region, but the column density is different for Marano (Krumpe et al. 2007) than the two SGF ON and OFF fields (HSK07).

MBM 12 has the largest column density, especially compared to the other shadowing case we analyze, the SGF. Moreover, it is the only field pointing at no particular emissive feature in the 3/4 keV band. MBM 12 has only



**Fig. 6.** ROSAT 3/4 keV all-sky map (Wang 1998) in ROSAT units ( $10^{-6}$  cts  $s^{-1}$  arcmin $^{-2}$ ) including target fields modeled with the SWCX model.

$23 \leq I \leq 75$  ROSAT units ( $10^{-6}$  counts  $s^{-1}$  arcmin $^{-2}$ ), ON and OFF limits as measured by SMV93. The equivalence between Line Units and ROSAT Units being  $1RU = 0.07$  LU, MBM 12 counts  $\sim 1.6$  LU ON-CLOUD and  $\sim 5.25$  LU OFF-CLOUD. The ROSAT observation of MBM 12 was also during a solar maximum, which is why the ON-CLOUD measurements are of the same order as the ON-CLOUD O VII measurements (1.79 LU) from the Chandra/MBM 12 observation (the OFF-CLOUD Chandra O VII; O VIII data were not communicated) and as the solar maximum SWCX model towards the MBM 12 (1.33 (ground level) – 1.49 LU). Summing the O VII and O VIII line intensities in the Chandra observations would highly exceed the ROSAT observations, but O VIII was highly contaminated by transient SWCX emission, as discussed in Sect. 4.1.1.

All the other fields are in the vicinity of the Loop I limits were and could be contaminated by the Loop's emission as well. The HDFN, Lockman Hole, SGF and Marano fields yield around 100–150 ROSAT units, i.e. 7–10.5 LU, which is of the same order of magnitude as the XMM O VII and O VIII data reported in Table 4 (except HDFN which is highly contaminated by SWCX emission). The SWCX model predicts a heliospheric emission at least one fifth of the ROSAT emission maps in the brightest regions in the map, besides the Loop I, which leaves substantial contamination of the Heliosphere to the Galactic Halo emission.

## 6. Conclusions

For a series of deep field and shadow X-ray observations we have calculated the X-ray emission due to charge-exchange collisions in the Heliosphere, taking into account the temporal evolution of the emission due to solar cycle phase and/or solar wind enhancements.

This analysis yields estimates of the SWCX heliospheric component within the diffuse Soft X-ray Background and confirms the large contamination of X-ray data by the heliospheric emission.

The local 3/4 keV emission (due essentially to O VII and O VIII) detected in front of shadowing clouds is found to be entirely explained by the CX heliospheric emission. No emission from the LB is needed at these energies. Such a negative result will have to be taken into account in future determinations of the LB temperature and pressure.

Galactic (halo + Loop I) oxygen line intensities need to be corrected for heliospheric contamination. We provide some

corrections appropriate to the directions we have considered. Again, halo gas determinations must include these new constraints.

Our analysis is limited by the absence of out-of-ecliptic solar wind measurements and ionic abundances with enough statistics. Nevertheless, if pursued for a large sample of observations, it should better constrain the galactic emission. Future X-ray instruments with higher spectral resolution should allow a more precise determination of oxygen (and other) emission lines and better disentangle the different sources of emission.

*Acknowledgements.* We wish to thank John C. Raymond and Richard J. Edgar for useful information and enriching discussions. We would also like to thank our referee, Thomas E. Cravens, for his attentive report and valuable comments.

## References

- Andersson, B.-G., Idzi, R., Uomoto, A., et al. 2002, *AJ*, 124, 4, 2164  
 Arnaud, K. A. 1996, *ASPC*, 101, 17  
 Chen, L.-W., Fabian, A. C., & Gendreau, K. C. 1997, *MNRAS*, 285, 3, 449  
 Cox, D. P. 1998, *Lect. Notes Phys.*, 506, 121  
 Cravens, T. E. 1997, *GeoRL*, 24, 1, 105  
 Cravens, T. E. 2000, *ApJ*, 532, 2, L153  
 Cravens, T. E., Robertson, I. P., & Snowden, S. L. 2001, *JGR*, 106, A11, 24883  
 Edgar, R. J., Wargelin, B. J., Raymond, J. C., et al. 2006, *HEAD meeting 9*  
 Freyberg, M. J. 1994, *Technische Univ. München*  
 Freyberg, M. J. 1998, *Astron. Nachr.*, 319, 1, 93  
 Freyberg, M. J. 2004, *Ap&SS*, 289, 3, 229  
 Freyberg, M. J., Breitschwerdt, D., & Alves, J. 2004, *Mem. Soc. Astron. Ital.*, 75, 509  
 Fried, P. M., Nousek, J. A., Sanders, W. T., & Kraushaar, W. L. 1980, *ApJ*, 242, 987  
 Hartmann, D., & Burton, W. B. 1997 (Cambridge University Press)  
 Henley, D. B., & Shelton, R. L. 2007, to appear in the proceedings of The Extreme Universe in the Suzaku Era, Kyoto, Japan, December 4–8, 2006  
 Henley, D. B., Shelton, R. L., & Kuntz, K. D. 2007, *ApJ*, 661, 1, 304 (HSK07)  
 Hobbs, L. M., Blitz, L., & Magnani, L. 1986, *ApJ*, 306, L109  
 Kappes, M., Kerp, J., & Richter, P. 2003, *A&A*, 405, 607  
 Kharchenko, V. 2005, *AIP Conf. Proc.*, 774, 271  
 Kharchenko, V., & Dalgarno, A. 2000, *JGR*, 105, 18351  
 Koutroumpa, D., Lallement, R., Kharchenko, V., et al. 2006, *A&A*, 460, 1, December II 2006, 289  
 Krumpke, M., Lamer, G., Schwöpe, A. D., et al. 2007, *A&A*, 466, 1, 41  
 Kuntz, K. D., & Snowden, S. L. 2000, *ApJ*, 543, 1, 195  
 Lallement, R. 2004, *A&A*, 418, 143  
 Lallement, R., Welsh, B. Y., Vergely, J. L., Crifo, F., & Sfeir, D. 2003, *A&A*, 411, 447  
 Lisse, C. M., Dennerl, K., Englhauser, J., et al. 1996, *Science*, 274, 5285, 205  
 Marano, B., Zamorani, G., & Zitelli, V. 1988, *MNRAS*, 232, 111  
 McCammon, D., & Sanders, W. T. 1990, *ARA&A*, 28, 657  
 Morrison, R., & McCammon, D. 1983, *ApJ*, 270, 119  
 Pepino, R., Kharchenko, V., Dalgarno, A., & Lallement, R. 2004, *ApJ*, 617, 2, 1347  
 Raymond, J. C., & Smith, B. W. 1977, *ApJS*, 35, 419  
 Robertson, I. P., & Cravens, T. E. 2003a, *GeoRL*, 30, 8, 22  
 Robertson, I. P., & Cravens, T. E. 2003b, *JGRA*, 108, A10, LIS 6  
 Robertson, I. P., Cravens, T. E., Snowden, S., & Linde, T. 2001, *Space Sci. Rev.*, 97, 1/4, 401  
 Sanders, W. T., Kraushaar, W. L., Nousek, J. A., & Fried, P. M. 1977, *ApJ*, 217, L87  
 Schwadron, N. A., & Cravens, T. 2000, *ApJ*, 544, 588  
 Shelton, R. L., Sallmen, S. M., & Jenkins, E. B. 2007, *ApJ*, 659, 1, 365  
 Snowden, S. L. 1993, *AdSpR*, 13, 12, 103  
 Snowden, S. L., & Freyberg, M. J. 1993, *ApJ*, 404, 1, 403  
 Snowden, S. L., Cox, D. P., McCammon, D., & Sanders, W. T. 1990, *ApJ*, 354, 211  
 Snowden, S. L., McCammon, D., & Verter, F. 1993, *ApJ*, 409, 1, L21 (SMV93)  
 Snowden, S. L., Freyberg, M. J., Plucinsky, P. P., et al. 1995, *ApJ*, 454, 643  
 Snowden, S. L., Collier, M. R., & Kuntz, K. D. 2004, *ApJ*, 610, 1182 (SCK04)  
 Smith, R. K., Edgar, R. J., Plucinsky, P. P., et al. 2005, *ApJ*, 623, 1, 225  
 Smith, R. K., Bautz, M. W., Edgar, R. J., et al. 2007, *PASJ*, 59, 141  
 Wang, Q. D. 1998, *LNP*, 506, 503  
 Wargelin, B. J., Markevitch, M., Juda, M., 2004, *ApJ*, 607, 1, 596

# Online Material

## Appendix A: Propagation of SW variations and sub-segment calculations in the SWCX model

At each instant  $T_i$  we define the form of the Parker spiral by calculating the radial distance  $OD_j = D_j = V_{\text{SW}}(T_i - T_{d_j})$  (if  $T_i \geq T_{d_j}$ , else  $D_j = 0$ ) the front of the spiral has reached, and the total width  $D_j D'_j = \Delta D_{\text{tot}} = \Delta t V_{\text{SW}} = D_{(j+1)} D'_{(j+1)}$  of the spiral.  $T_{d_j}$  is the instant when the spiral leaves the Sun along the radial  $r_j$ , depending on the radial propagation of the SW and the solar rotation (considered as solid for simplicity with a 27-day period), and defined by the Eq. (A.1):

$$T_{d_j} = T_o - (1 \text{ AU} / V_{\text{SW}}) + \begin{cases} -27 \varphi_j / 360, & \text{if LOS backwards} \\ +27 \varphi_j / 360, & \text{if LOS forward} \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

where  $T_o$  is the instant on which the SW enhancement is measured in the solar instruments, and  $\varphi_j = \lambda_{\text{obs}} - \lambda_j$  is the angle  $E\widehat{O}A$  (see Fig. A.1a) between the observer position (defined by the helioecliptic longitude  $\lambda_{\text{obs}}$ ) and the point  $r_j$  of the LOS (defined by the helioecliptic coordinates  $\lambda_j, \beta_j$ ). We also define the distance  $AD_j = \Delta D_j = D_j - r_j$ , with respect to the radial position  $r_j$  of the beginning of the segment  $ds_j$ , which will be used later on.

When the segment  $AB = ds_j$  is only partially affected by the SW enhancement, we need to define a new enhancement factor  $f_x = (f_{\text{SW}} - 1) \frac{SS'}{ds_j} + 1$  to apply on the entire segment  $ds_j$  to account for the difference between the sub-segment really affected,  $SS'$ , and the total length  $ds_j$  of the segment. An equivalent adjustment is to be applied in the abundances variation factor:  $[A]_x = ([A]_{\text{SW}} - 1) \frac{SS'}{ds_j} + 1$ . We will at first describe the procedure for the simplest case, when the LOS is pointing forward (Fig. A.1a), and then the more complicated case of the LOS pointing backwards (Fig. A.1b). In the two figures the length of segment  $ds_j$  is exaggerated with respect to real dimensions for better legibility.

### A.1. LOS forward

We calculate the sub-segment  $SS'$  indirectly by defining the segments  $AS'$  and  $SB$ :  $SS' = ds_j - AS' - SB$ . We assume that the arcs  $D_j D_{(j+1)}$  and  $D'_j D'_{(j+1)}$  are small enough to be considered as straight lines. This is reasonable, for the segments  $ds_j$  are narrow, especially near the observer (0 to 5 AU) where the emissivity is maximum and needs to be defined accurately. Then, from the opposed triangles ( $S'BD'_{(j+1)}$  and  $S'AD'_j$ ) and ( $SB D_{(j+1)}$  and  $SAD_j$ ) we can have respectively:

$$AS' = ds_j \left( 1 + (OD'_j BD'_{(j+1)}) / (OD'_{(j+1)} AD'_j) \right)^{-1} \\ = \begin{cases} ds_j \left( 1 + \frac{(D_j - \Delta D_{\text{tot}}) (\Delta D_{j+1} + \Delta D_{\text{tot}})}{(D_{j+1} - \Delta D_{\text{tot}}) (\Delta D_j - \Delta D_{\text{tot}})} \right)^{-1}, & \text{if } \Delta D_j > \Delta D_{\text{tot}} > 0 \\ 0, & \text{if } \Delta D_j \leq 0 \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

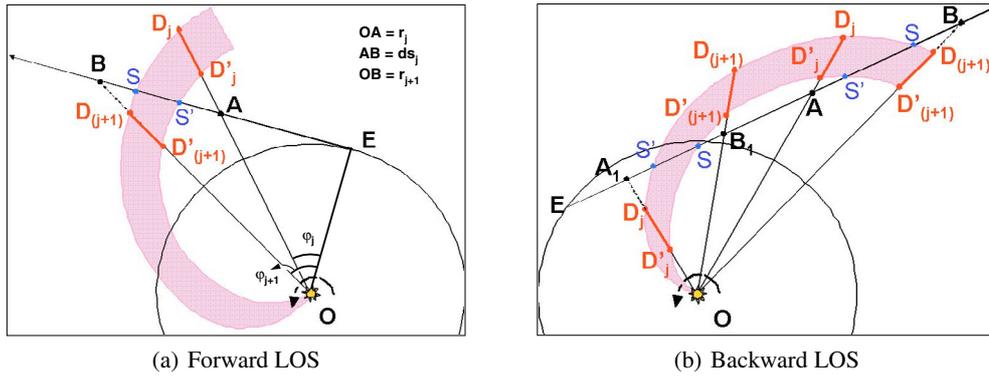
$$SB = ds_j \left( 1 + (OD_{(j+1)} AD_j) / (OD_j BD_{(j+1)}) \right)^{-1} \\ = \begin{cases} ds_j \left( 1 + \frac{D_{j+1} |\Delta D_j|}{D_j |\Delta D_{j+1}|} \right)^{-1}, & \text{if } \Delta D_{j+1} < 0 \\ 0, & \text{if } \Delta D_{j+1} \geq 0. \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

### A.2. LOS backwards

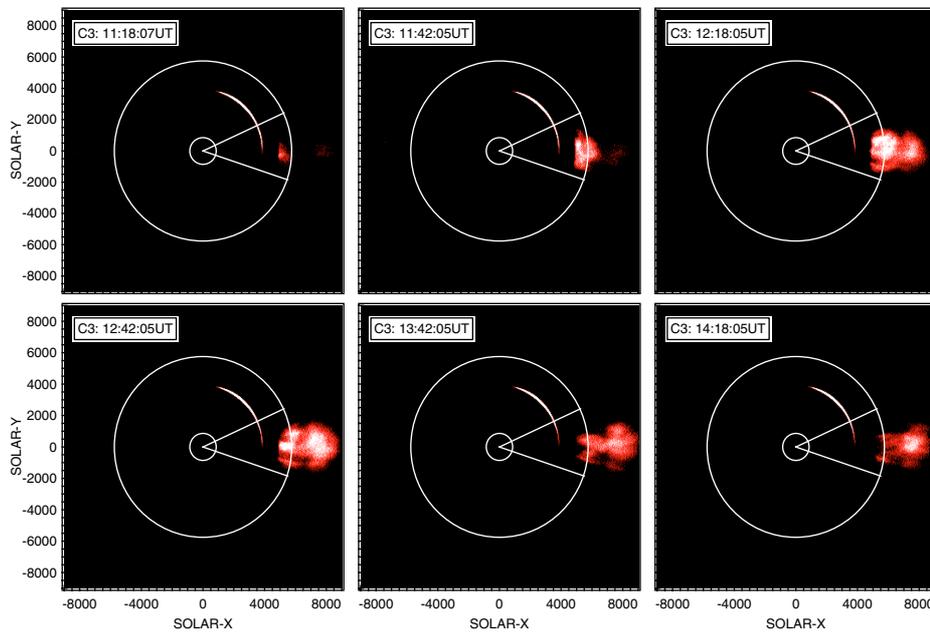
In the second case of the LOS pointing backwards, the combined effect of the solar rotation and of the SW radial propagation acts in such a way that the LOS is affected starting at an intermediate point, dividing the LOS in two parts: (i) one on which the spiral is moving away from the observer, and (ii) a second (usually smaller) on which the spiral is approaching the observer (Fig. A.1b). For the first part, where the spiral is moving away from the observer, Eqs. (A.2) and (A.3) remain unchanged. In the second part, where the spiral is approaching the observer, we have named the segment  $ds_j = A_1 B_1$  in Fig. A.1b to avoid confusion. Respectively, we have named  $OA_1 = r_j$ ,  $OB_1 = r_{j+1}$ ,  $A_1 D_j = \Delta D_j = D_j - r_j$  and  $SS' = ds_j - A_1 S' - S B_1$ . Thus, we calculate the segments  $A_1 S'$  and  $S B_1$  from the opposed triangles ( $S' A_1 D_j$  and  $S' B_1 D_{(j+1)}$ ) and ( $S B_1 D'_{(j+1)}$  and  $S A_1 D'_j$ ) respectively:

$$A_1 S' = ds_j \left( 1 + (OD_j B_1 D_{(j+1)}) / (OD_{(j+1)} A_1 D_j) \right)^{-1} \\ = \begin{cases} ds_j \left( 1 + \frac{D_j |\Delta D_{j+1}|}{D_{j+1} |\Delta D_j|} \right)^{-1}, & \text{if } \Delta D_j < 0 \\ 0, & \text{if } \Delta D_j \geq 0 \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

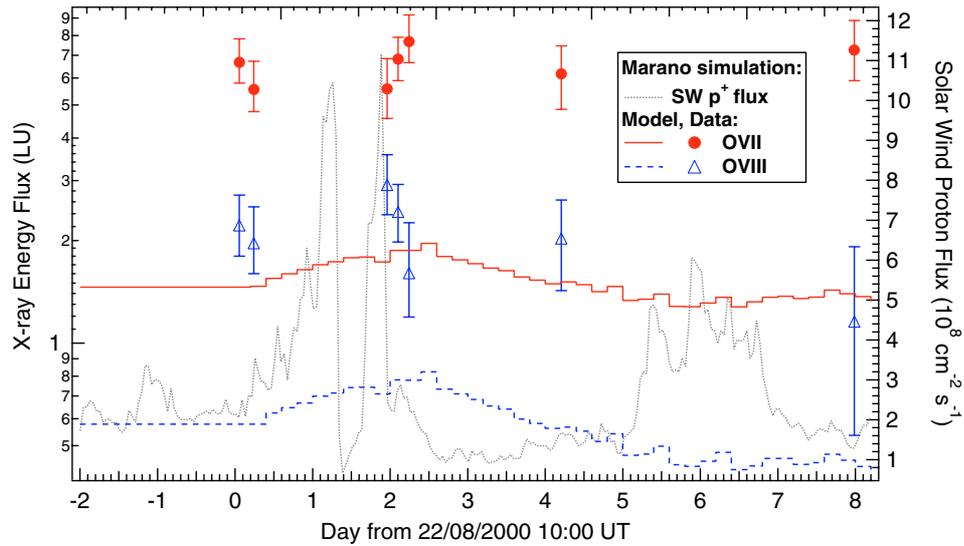
$$S B_1 = ds_j \left( 1 + (OD'_{(j+1)} A_1 D'_j) / (OD'_j B_1 D'_{(j+1)}) \right)^{-1} \\ = \begin{cases} ds_j \left( 1 + \frac{(D_{j+1} - \Delta D_{\text{tot}}) (\Delta D_j + \Delta D_{\text{tot}})}{(D_j - \Delta D_{\text{tot}}) (\Delta D_{j+1} - \Delta D_{\text{tot}})} \right)^{-1}, & \text{if } \Delta D_{j+1} > \Delta D_{\text{tot}} > 0 \\ 0, & \text{if } \Delta D_{j+1} \leq 0. \end{cases} \quad (\text{A.5})$$



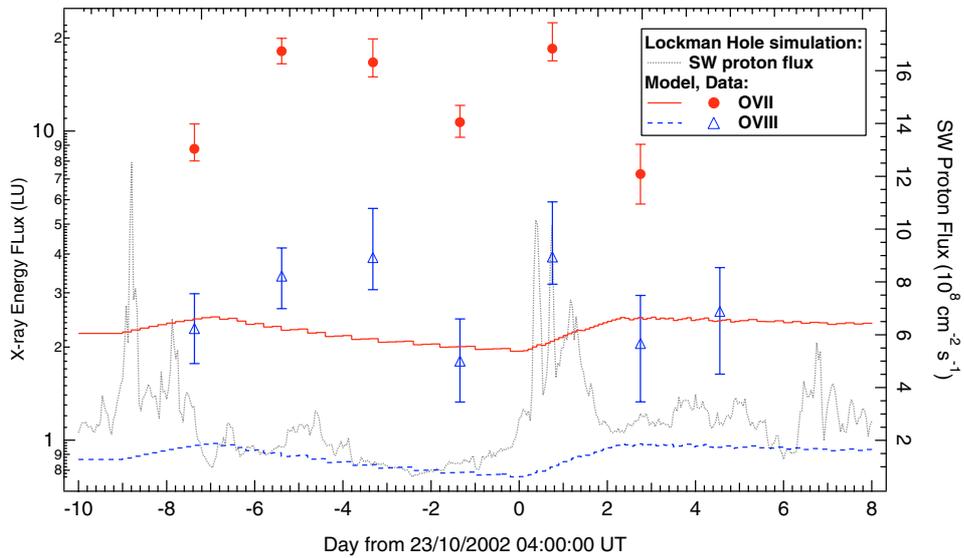
**Fig. A.1.** General geometries of the SW impact on the LOS sub-segment  $SS'$  as seen from the North ecliptic pole. *Panel a)*: LOS pointing forward on the orbit ( $AB = ds_j$ ,  $OA = r_j$ ,  $OB = r_{j+1}$ ). *Panel b)*: LOS pointing backwards on the orbit ( $AB = ds_j$ ,  $OA = r_j$ ,  $OB = r_{j+1}$ ).  $A_1B_1 = ds_j$ ,  $OA_1 = r_j$ ,  $OB_1 = r_{j+1}$  have equivalent annotations, but  $SS'$  is calculated differently for this case, since the spiral is approaching the observer (see details in the text).



**Fig. A.2.** ON-LINE Material: LASCO C3 images of the 12/08/2000 10:35 UT CME. The inner circle represents the Sun. The outer circle represents the sphere at 6.4 Solar Radii used to calculate the CME proton flux. The CME crosses this surface between 11:18 UT and 14:18 UT.



**Fig. A.3.** ON-LINE Material: simulated lightcurves of O VII (red line) and O VIII (blue line) emission in LU for the Marano Field XMM exposures (22–27/08/2000 period). X-ray intensities are shown in logarithmic scale. X-ray data are presented with red dots for O VII triplet and with blue triangles for O VIII line and positioned in mid-exposure time. SW proton flux is presented in the dotted curve.



**Fig. A.4.** ON-LINE Material: simulated lightcurves of O VII (red line) and O VIII (blue line) emission in LU for the Lockman Hole XMM exposures (15–28/10/2002 period). X-ray intensities are shown in logarithmic scale. X-ray data are presented with red dots for O VII triplet and with blue triangles for O VIII line and positioned in mid-exposure time. SW proton flux is presented in the dotted curve.

# Charge-exchange induced X-rays in the environment of Mars

D.Koutroumpa<sup>1</sup>, R.Modolo<sup>2,3</sup>, R.Lallement<sup>1</sup>, J.-Y. Chaufray<sup>1</sup>, G.Chanteur<sup>2</sup>, and V.Kharchenko<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Service d'Aéronomie, IPSL, CNRS, Université Pierre et Marie Curie, Université Versailles-Saint-Quentin, Verrières-le-Buisson, France

<sup>2</sup> CETP/IPSL, Vélizy, France

<sup>3</sup> Swedish Institute of Space Physics, Uppsala Division, UPPSALA, Sweden

<sup>4</sup> Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, MA, USA

Received 2007/ Accepted 2007

## ABSTRACT

**Aims.** We study the soft X-ray emission induced by charge transfer (CX) collisions between solar wind highly charged ions and neutral hydrogen and oxygen atoms of the Martian exosphere.

**Methods.** A 3D multi-species hybrid simulation model is used to describe the interaction between the solar wind and the Martian corona. We calculate velocity and density distributions of the SW plasma in Mars environment using exospheric H and O profiles recently inferred respectively from the SPICAM experiment on board Mars-Express for Hydrogen, and from a newly built model for non-symmetric oxygen. On a second step, a 3D test-particle has been developed to compute the X-ray emission produced by CX collisions between neutrals and solar wind minor ions. Model results are compared to recent observations of Mars with Chandra and XMM.

**Results.** We calculate projected X-ray emission maps from different vantage points and for XMM observing conditions and demonstrate how the X-ray emission reflects the Martian bow shock and magnetic barrier structures of the Solar Wind - Martian exosphere interface. Our maps confirm that X-ray images are a powerful tool for the study of the interface. We compare the different heavy ion contributions and illustrate the potential of monochromatic maps.

We show that the exospheric density profile has a strong influence on the X-ray brightness induced in CX collisions. The realistic model of the Mars corona, interacting with a typical flux of the SW plasma, can not reproduce the high luminosity, nor the corresponding very extended halo observed with the XMM-Newton X-ray telescope. Potential explanations of these discrepancies are discussed. The influence of collisional quenching on the observed spatial differentiation of the O VII triplet line ratios is investigated.

**Key words.** Mars – planetary exospheres – solar wind – charge exchange – X-rays

## 1. Introduction

X-ray emissions from comets have been detected in a totally unexpected way (Lisse et al, 1996). Various mechanisms were suggested in order to explain this surprising discovery : (i) electron bremsstrahlung (Northrop et al. 1997; Northrop 1997), (ii) scattering or fluorescence of solar X-rays by gas or very small ( $10^{-19}$  g) dust particles in the coma (Wickramasinghe & Hoyle 1996; Krasnopolsky 1996, 1997a, 1997b), (iii) electron impact and recombination excitation resulting in spectral line radiation (Bingham et al. 1997) and (iv) charge transfer collisions between solar wind (SW) heavy ions and cometary neutrals (Cravens 1997, Haberli et al. 1997, Krasnopolsky 1997b). In the case of comets, the SW charge-exchange (SWCX) mechanism is the most probable source of soft X-rays (Krasnopolsky 1997, Cravens, 1997), according to observational tests and quantitative comparison with modeled spectra.

CX induced X-ray emission from non-magnetized planets, such as Mars and Venus, were predicted for the first time by Cravens (2000) and the first model of minor ion propagation through a simplified solar wind - martian exosphere interface has been devised by Holmström et al (2001). Due to the absence of an internal magnetic field, the solar wind can interact directly with the upper atmosphere of these planets, and CX collisions between multiple charged heavy SW ions and atmospheric neutral components may occur at high altitudes. This was confirmed by Chandra observations in 2001 (Dennerl, 2002, a & b). In addition to a fully illuminated disk of the size of the planet, a fainter halo has been detected up to 3 Martian radii. The different X-ray emission regions are associated to different X-ray mechanisms. For instance, fluorescence and scattering of solar X rays are efficient processes at low altitude and they explain emissions from the disk but not from the X-halo. On the other hand, SWCX mechanism provides a good description of this halo (Dennerl et al, 2002b).

Gunell et al (2004) have estimated the CX X-ray emission from Mars in the context of the Chandra observations, incor-

---

Send offprint requests to: Dimitra Koutroumpa, e-mail: dimitra.koutroumpa@aerov.jussieu.fr

porating a hybrid model for the SW-Mars interaction and a test particle simulation of heavy ion trajectories near Mars. They simplified the computation by considering a unique cross section for both H and O atoms, and replacing cascading transitions to ground state by a simplified two-step cascade model. This model assumes equal probabilities for all transitions starting from the same initial excited state. The simulation gave a quite good agreement with the Chandra 2001 observation of the total X-ray intensity. The limited spectral resolution did not allow any conclusive spectral analysis.

Recently, new observations of Mars have been performed with the Reflection Grating Spectrometer (RGS) aboard XMM-Newton (Dennerl et al., 2006). The data are of unprecedented quality and allow for the first time a detailed spectroscopic study of Martian X-rays from the disk and halo, resolving fluorescence spectral lines from emission lines induced in the CX collisions.

In this paper, we present an improved modeling of the SWCX emission from Mars, employing separate spectra of CX emission induced by the solar wind from H and O coronal gases and detailed cascading EUV and X-ray spectra of the CX emission appropriate to the slow SW conditions. In section 2 we detail the simulation model and in section 3 we show the general results. In section 4 we use our model to simulate the Mars XMM observation, using first the test-case hydrostatic exosphere and then the Martian neutral H corona derived from the analysis of the SPICAM-Mars Express data set, as well as a newly computed oxygen model and we finally discuss the data-model comparison in section 5.

## 2. Simulation model

The simulation model is separated in two main steps. In a first step we use a three-dimensional and multi-species hybrid model to provide a global description of the solar wind interaction with the Martian neutral environment. This simulation model is based on the algorithm developed and tested by Matthews (1994) and adapted for the case of Mars by Modolo et al. (2005, 2006). We resolve the Maxwell equations and obtain self-consistently a quasi-stationary solution for the global electromagnetic field as well as a description of the plasma dynamic in the vicinity of the planet. This simulation model reproduces successfully the plasma environment surrounding Mars such as, among other, the Martian Bow Shock (hereafter BS) and the Magnetic Pile-up Boundary (hereafter MPB) observed by the Mars Global Surveyor spacecraft (Trotignon et al, 2006). In a second step, once we achieve equilibrium in the hybrid simulation, the electric and magnetic field 3D distributions obtained with the hybrid model are used as the input field for the test-particle model. Trajectories of highly-charged solar wind (SW) ions are followed in the simulation box and X-ray emissions due to CX collisions with the planetary neutrals are computed. A brief description of the three-dimensional multi-species hybrid simulation model is given in section 2.1. Details on the test-particle simulation model is given in section 2.2.

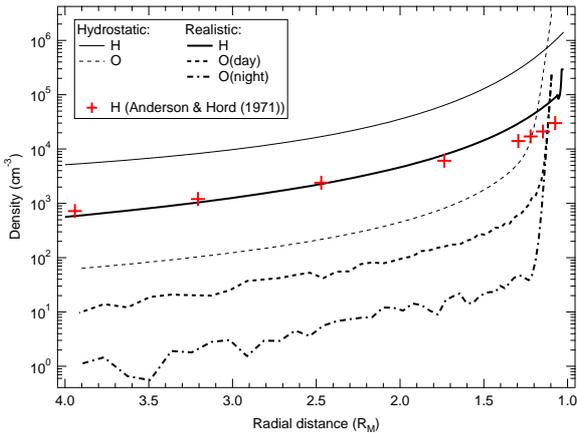
### 2.1. The hybrid model

Solar and planetary ions are represented by sets of macroparticles, describing the full dynamics of each ion species, while electrons are described by a massless fluid ensuring the conservation of the charge neutrality of the plasma, and contributing to the electronic pressure and the electric currents. The magnetic field undergoes a temporal evolution according to Faraday's law.

The coordinate system is defined such that the axis  $\mathbf{X} = \mathbf{V}_{sw}/\|\mathbf{V}_{sw}\|$  is aligned with the local solar wind direction, where  $\mathbf{V}_{sw}$  is the SW velocity. The axis  $\mathbf{Y} = \mathbf{E}_{conv}$ , where  $\mathbf{E}_{conv}$  is the motional electric field defined by  $-\mathbf{V}_{sw} \times \mathbf{B}_{IMF}$ , where  $\mathbf{B}_{IMF}$  is the Interplanetary Magnetic Field (IMF), and finally  $\mathbf{Z}$  completes the right-handed system. The angle between  $\mathbf{V}_{sw}$  and  $\mathbf{B}_{IMF}$  is a free parameter taken to  $90^\circ$  for this study. This choice is motivated by the simplification of the simulation analysis. This magnetic field orientation does not follow the Parker spiral (at Mars the angle would be about  $55^\circ$ ) and it is not unusual to find this case since the short term variations of the IMF are important (in module and direction). For a smaller angle the solar wind flow around the planet would be more asymmetric, but the structure and the size of the interface region would not change significantly. We will come back to this point in the discussion section. The spatial resolution of the 3D uniform simulation grid is 300 km, equal to twice the inertial length of the solar wind protons. The dimension of the simulation box is defined by  $-2.85 \leq X \leq +2.85$  Martian radii ( $R_M$ ) and  $-6.6 \leq Y, Z \leq +6.6 R_M$ . The planet is modeled as a fully absorbing obstacle with a radius of 3400 km and ions penetrating in the obstacle boundary are stopped. Open boundaries are used in the solar wind direction and periodic boundaries in the perpendicular directions, except for the planetary ions which are escaping freely from the simulation domain. At the first step of the simulation a computation is run from time  $t=0$  to time  $t \approx 1000$  s, while a nearly stationary solution is obtained around time  $t \approx 450$  s.

Until we reach the quasi-stationary regime, the SW is supposed to contain two ion species ( $H^+$  and  $He^{++}$  ions) described by Maxwellian distribution functions with a bulk velocity of 400 km/s and temperatures of 5 eV for protons and 22 eV for alpha particles. The proton density is taken to  $2.3 \text{ cm}^{-3}$  and alpha particles contribute 5% of the solar wind density. The intensity of the interplanetary magnetic field convected by the solar wind is 3 nT. The Alfvén and sound velocities for these parameters are close to  $40 \text{ km s}^{-1}$ . The planetary plasma is represented by  $H^+$  and  $O^+$  ions.

The Martian neutral environment is described by two coronae of atomic oxygen and hydrogen and we have considered two sets of exospheric distributions in our study, both presented in figure 1. The distribution of H extends much further out compared to O, and is of crucial importance for the extent of the CX emission region. However, up to date the exospheric density of H above a few hundred km has not been directly measured and is extrapolated from measurements at lower altitude. First, a test case simulation has been performed using O and H coronas with spherical symmetry identical to those used by Modolo et al (2005,2006). For atomic hydrogen (fig. 1, simple plain line),



**Fig. 1.** Spherically symmetric neutral H corona in hydrostatic equilibrium for solar minimum conditions (Krasnopolsky, 1993a,b, plain line). Spherically symmetric O corona from Kim et al (1998) and Krasnopolsky and Gladstone (1996)(dashed line). Spherically symmetric neutral H corona derived from SPICAM data (Chaufray et al, 2007b, bold plain line). Neutral O corona with no spherical symmetry from Chaufray et al (2007b) for day side (bold dotted line) and night side (bold dot-dashed line). The red crosses are the model results of Anderson et& Hord (1971) based on Mariner 6 and 7 measurements.

the density profile is given by a simplified hydrostatic equilibrium formulation adopted from Krasnopolsky (1993a, b). The oxygen density profile (fig. 1, simple dashed line) is consisting of a suprathermal population computed by Kim et al. (1998) and a cold oxygen population (Krasnopolsky and Gladstone, 1996). In the simulations we use neutral coronae for solar minimum conditions, consistent with the solar activity period when the XMM observations have been done. More details on the neutral coronae, the ionization processes and the plasma parameters used for the hybrid simulations are given in Modolo et al. (2005 and 2006).

Recent studies have shown that the above distributions tend to overestimate H and O densities. This does not have significant consequences on the bow shock and MPB locations and the global structure. However, the morphology of CX emission should be sensitive to the neutral gas distribution. To investigate the dependence of the X-ray emission on the distributions of coronal H and O gases, we will also carry out calculations for a second model of the exosphere gas density. We adopt an exosphere with more realistic distributions of H and O densities, presented in figure 1 with bold lines. The comparison between the two resulting interfaces and X-ray maps yields an interesting evaluation of the sensitivity of the CX-induced X-rays to the exospheric density profiles. The new hydrogen corona is calculated upon Mars Express-SPICAM measurements of the backscattered solar Lyman- $\alpha$  emission. SPICAM is a dual band (infrared and ultraviolet) spectrometer on board the Mars Express mission. At present SPICAM is providing the most accurate Lyman- $\alpha$  measurements of the H distribution in the Martian atmosphere.

The hydrogen corona in our realistic case is obtained by using a 1D Chamberlain-type exosphere with exobase conditions derived from the recent analysis of the Lyman- $\alpha$  emission

sampled during limb observations with SPICAM for a period of low solar activity (Mars 2005) and for a solar zenith angle equal to  $30^\circ$  (Chaufray et al. 2007b). Two populations are included: a cold one with parameters  $n_c = 8 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$  and  $T_c = 200 \text{ K}$  at the exobase, and a hot one with parameters  $n_h = 2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$  and  $T_h = 600 \text{ K}$  respectively. The density profile for the subsolar direction is given in figure 1 with the bold plain line. We recall here for comparison the first Lyman- $\alpha$  measurements of the martian exosphere performed with the UV spectrometers of Mariner 6 and 7 during the flyby of Mars in 1969 (Anderson & Hord, 1971). The analysis derived an exospheric temperature of  $350 \pm 100 \text{ K}$  and a number H density at 250 km altitude of  $3 \pm 1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ .

The 3D atomic oxygen corona of Mars is computed for a period of low solar activity. The oxygen thermal component is obtained by using a 1D model of Chamberlain's exosphere (Chamberlain 1963) with exobase conditions derived from Krasnopolsky (2002). The hot, or non-thermal, oxygen corona is mainly produced by the dissociative recombination of  $\text{O}^{2+}$  ions in two fast oxygen atoms between 120-300 km :  $\text{O}^{2+} + e^- \rightarrow \text{O} + \text{O}$  ( $\Delta E = 0.84\text{-}6.99 \text{ eV}$ ).  $\Delta E$  is the excess of kinetic energy which sometimes is larger than the escape energy. A 3D Monte-Carlo approach has been used to determine the hot population above 300 km, where  $\text{O}^{2+}$  density profiles are assumed to vary with the solar zenith angle, which induces no spherical symmetry in the distributions (Chaufray et al. 2007a). This induces different density profiles for the day-side and night-side hemispheres presented in figure 1 with bold dashed and dot-dashed lines respectively. Results for the realistic case are detailed in section 4.2.

## 2.2. The test-particle model

The second step consists of running a test-particle simulation with the electric and magnetic fields obtained from the hybrid simulation model. We consider that the fields E and B are in equilibrium and we no longer introduce  $\text{H}^+$  and  $\text{He}^{++}$  ions in the simulation box, but only heavy SW ions. In the test-particle model we follow the trajectory of N particles ( $N = 10^6$  in this study). We inject one heavy SW ion macroparticle after the other in the box and we calculate its trajectory solving equations of motion. The next macroparticle is injected when the former one has either left the box, is absorbed by the planet-obstacle or its weight is reduced to 0 because of CX collisions. The reaction the solar wind ion  $X^{Q+}$  undergoes in the simulation is:



where  $M = [\text{H}, \text{O}]$  are the neutral target atoms in the Martian coronae. In each grid cell we calculate the probability of ion  $X^{Q+}$  capturing an  $e^-$  from exospheric neutrals, register the ion  $X^{*(Q-1)+}$  production rate and cumulate the contributions of ions  $X^{*(Q-1)+}$  produced by all N  $X^{Q+}$  ions in the grid.

For all heavy ion species the initial distribution function in the solar wind is an isotropic Maxwellian with a bulk velocity of 400 km/s. Relative abundances of highly charged ions used in this study, in the slow SW, with cross sections CX with H

**Table 1.** Input parameters for slow solar wind conditions. Relative ion abundances  $[\frac{X^{Q+}}{O}]$  are adopted from Schwadron & Cravens (2000).<sup>a</sup> New results of Mawhorter et al. (2007), see details in text.

$V_{sw} = 400 \text{ km/s}$ , $[\frac{O}{H^+}] = 1/1780$ $n_{H^+o} (1.5 \text{ AU}) = 2.3 \text{ cm}^{-3}$			
$X^{Q+}$	$[\frac{X^{Q+}}{O}]$	$\sigma_{(H,X^{Q+})}$ ( $10^{-15} \text{ cm}^2$ )	$\sigma_{(O,X^{Q+})}$ ( $10^{-15} \text{ cm}^2$ )
$C^{6+}$	0.318	4.16	5.
$C^{5+}$	0.210	2.00	2; 4.16 <sup>a</sup>
$N^{7+}$	0.006	5.67	12.
$N^{6+}$	0.058	3.71	5.
$O^{8+}$	0.070	5.65	6.
$O^{7+}$	0.200	3.40	12; 6.5 <sup>a</sup>
$O^{6+}$	0.730	3.67	5.
$Ne^{8+}$	0.084	3.70	6.

and O atoms respectively, are reported in table 1. The selective and total cross sections of the charge transfer collisions of the heavy solar wind ions with H have been constructed using relevant data from the laboratory measurements and theoretical calculations reported in table 1 of Koutroumpa et al., 2006. Cross sections for CX with O are less well-known, thus, we use the cross sections of heavy ions colliding with H<sub>2</sub>O estimated for CX in cometary comae environments (Wegman et al., 1998; Schwadron & Cravens, 2000).

Unless explicitly specified, all cross-sections here refer to an ion-neutral relative velocity of 400 kms<sup>-1</sup>. Cross sections in the charge-exchange process depend on the relative velocity of the two colliding particles. This has been demonstrated in various theoretical studies (Shipsey et al. 1983, Kimura and Lane 1987, Richter & Solov'ev, 1993, Harel et al., 1998, Lee et al. 2004), laboratory measurements (Meyer et al. 1985, Beiersdorfer et al. 2001, Mawhorter et al., 2007) and in observations of speed-dependent CX-induced cometary spectra (Lisse et al. 2005). However, the precise dependence on the collision velocity is still rather uncertain for a number of ions. In section 4.1 we have investigated the influence of the velocity dependence of the O<sup>7+</sup> ion cross-section.

The excited ion  $X^{*(Q-1)+}$  produces cascading EUV and soft X-ray photons according to reactions:

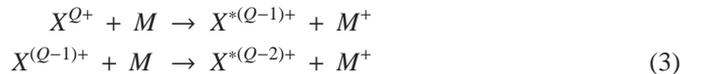


where  $Y_{(E_i, M)}$  is the photon yield for the spectral line  $E_i$  induced in the CX between the ion  $X^{Q+}$  with H or O. The values of quantum yields in collisions of the most important solar wind ions have been computed for application to the charge transfer mechanism of cometary and heliospheric X-ray emission [Kharchenko and Dalgarno (2000, 2001); Rigazio et al. (2002); Kharchenko et al. (2003); Pepino et al. (2004)]. Nevertheless, photon yields for CX between ions and O are not available yet, so, instead, we use the photon yields for CX with H as well. In the above references photon energies  $E_i$  and relative intensities of different emission lines of the CX spectra have been constructed for both fast and slow solar winds. In this study we use the slow wind parameters which should suit solar wind values for low helioecliptic latitudes ( $\pm 20^\circ$ ) in solar minimum or maximum conditions.

Very recently, new experimental results on cross sections with O have been published by Mawhorter et al. (2007) (see table 1). While the present calculations have been done for older cross-section values, at first order the resulting line intensities can be estimated by multiplication with the cross-section ratio (see table 2). On the other hand, inferences on H<sub>2</sub>O yields from cometary X-ray observations have been obtained by [Krasnopolsky et al. 2004, Lisse et al. 2005, Sussen et al. 2006, Bodewitz et al. 2006], that would probably be more appropriate than H yields we have used here for collisions with O. However, the basic results in this paper would not be significantly modified using those data.

### 2.2.1. Secondary Ion Production

As long as it may collide with exospheric neutrals, i.e. in practice as long as it remains within the simulation box around Mars, the  $X^{(Q-1)+}$  ion produced in reaction 1 can continue to exchange charges according to sequential reactions:



We do not have the possibility to follow all CX reactions down to complete neutralization of the produced ions, because of the limited memory capacities of actual simulators, but we have estimated the secondary emission, i.e. the X-ray emission of  $X^{*(Q-2)+}$  ions. In order to calculate this secondary emission we perform two consecutive test particle simulations. During the first one we register the density and velocity of all primary  $X^{(Q-1)+}$  ions produced in reaction 1. We assume that during the CX the momentum is conserved between the parent ions  $X^{Q+}$  and the  $X^{(Q-1)+}$  ions. By fitting the  $X^{(Q-1)+}$  informations we deduce a three-dimensional grid of collision frequency, velocity and temperature. In a second test-particle simulation, instead of injecting SW ions in the entry face of the simulation box, we inject the  $X^{(Q-1)+}$  ions at every location within the box, assuming their distribution function is an isotropic Maxwellian with the plasma characteristics previously deduced for each particular grid cell. We follow their trajectories from this creation position and calculate the secondary  $X^{*(Q-2)+}$  production along these trajectories. This contribution has been examined for the case of O<sup>6+</sup> ions sequentially produced by O<sup>8+</sup> and O<sup>7+</sup> ions. The contribution of the secondary emission (from the two step SW O<sup>8+</sup> to O<sup>7+</sup> then O<sup>6+</sup> cascade) has been found to be insignificant, contributing to the total O<sup>6+</sup> emission by less than 1% of the primary component (SW O<sup>7+</sup> to O<sup>6+</sup>). Therefore, we will no longer consider this contribution, and focus on the primary CX emission.

## 3. Simulation Results

### 3.1. Total X-ray Emission maps

Figures 2(a) and 2(b) display X-ray brightness maps in the 0.35-0.9 keV interval. Ions contributing to this emission are C<sup>5+</sup>, N<sup>6+</sup>, N<sup>5+</sup>, O<sup>7+</sup> and O<sup>6+</sup>. The maps are projections on the planes **E** - **V**<sub>sw</sub> (XY), **B** - **V**<sub>sw</sub> (XZ) and **E** - **B** (YZ) respectively. The solid and dashed white lines trace the posi-

tions of the Bow Shock (BS) and Magnetic Pile-up Boundary (MPB) respectively as they result from the simulations. The derived position of the planetary shock along the SW velocity axis is at about 1.75 Mars radii, and the MPB stands at  $\sim 1.23$  Mars radii, while observations have given mean BS and MPB positions at  $1.63 \pm 0.01$  (resp.  $1.64 \pm 0.08$ )  $R_M$  and  $1.25 \pm 0.03$  (resp.  $1.29 \pm 0.04$ )  $R_M$  according to fits on Phobos2 and MGS data respectively (Trottignon et al., 2006, Vignes et al. 2000). The simulated locations are in agreement with the data within the model distance uncertainty which is of the order of one cell dimension ( $\pm 0.09 R_M$ ).

The emission in both plates XY (fig. 2(a)) and XZ (fig. 2(b)) is mostly produced on the sunward side of the planet and concentrated in the regions behind the Bow Shock and the MPB, tracing the BS and MPB forms. In the XY projection (fig. 2(a)) the soft X-ray emission presents the same asymmetry as the magnetic field strength (figures 1(a) and 1(c) in Modolo et al. 2006), due to the action of the motional electric field on the SW ions entering the Martian environment, while in the XZ projection the symmetry is maintained. The brightness reaches maximum values behind the MPB, for the lines of sight that cross the grid-cells the closest to the planet, with maximum value of  $4 \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ . The brightness is about half this value between the shock and the MPB.

### 3.2. Mapping Solar Wind Ion Ratios

Figures 3(a) and 3(b) display the ratio between the photon flux emitted by the ion  $\text{O}^{7+}$  and the one emitted by the ion  $\text{O}^{6+}$  from the two XY and XZ planes respectively, and figures 3(c), 3(d) equivalently display the  $\text{O}^{7+}$  to  $\text{O}^{5+}$  ratio. The solid and dashed black lines trace the positions of the BS and MPB respectively as they come out from the hybrid simulations. Again, the global asymmetry due to the electric field convection is clearly visible in the XY plane (fig. 3(a), 3(c)), while structures in the plane XZ seem almost symmetric.

These line ratio maps exhibit fine structures which are tightly connected to the BS and MPB forms. They reflect a differentiation mechanism due to charge to mass ratios. The smaller the Larmor radius (the higher the charge to mass ratio), the stronger the confinement after the shock and the MPB, which enhances the emissivity. Other small structures are present, which we suspect to be connected to the complex pattern and possible multiple shock waves displayed in figure 1 of Modolo et al., 2006. There may be also other differentiation mechanisms, for exemple, connected to the differential collision cross sections, that we will not discuss here. Detection of such structures with high spatial and spectral resolution X-ray observations could shed a new light on all the mechanisms at play within the interface.

## 4. Comparison with the XMM-Newton observation of Mars on 20 - 21 November 2003

Mars was observed with the XMM-Newton satellite in November 20-21, 2003 by Dennerl et al. (2006) (hereafter called the XMM03 observation). High resolution X-ray spectra recorded with the Reflection Grating Spectrometer (RGS)

were analysed and the data confirmed that the X-ray emission is made of two distinct components, i.e. fluorescent scattering of solar X-rays in the upper atmosphere, and charge-exchange emission due to collisions between solar wind heavy ions and exospheric neutrals at larger distance from the planet.

Thanks to the high resolution spectroscopy, a number of diagnostics are available. In what follows we consider the general emission pattern, the emission pattern of individual ions, the ratio of triplet to singlet transitions of the He-like  $\text{O}^{6+}$  ion, the  $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$  flux ratio and the total CX-induced X-ray luminosity  $L = \sum_{i_h} ph(i_h)E(i_h)$ , which is the direct sum of the CX photon fluxes  $ph(i_h)$  observed at an energy  $E(i_h)$ .

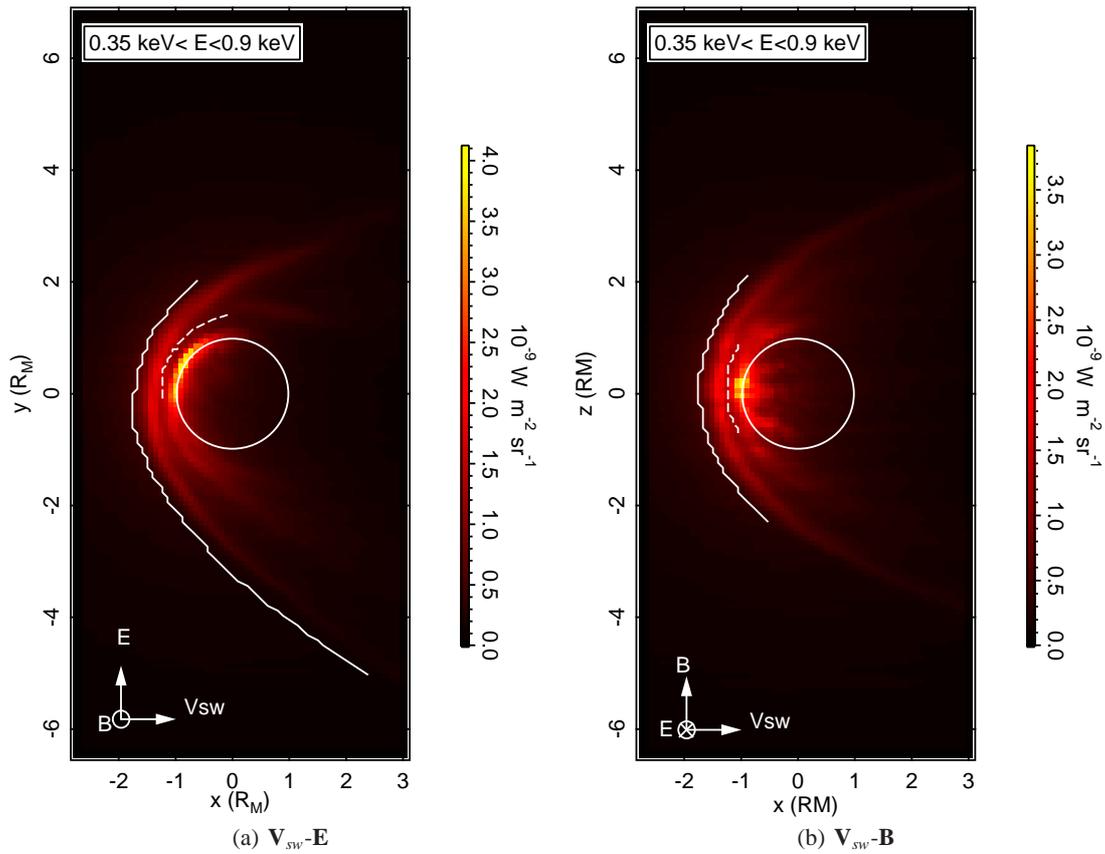
### 4.1. Total and Individual emission maps

We calculated the CX-induced X-ray emission maps in the same geometry conditions as the XMM03 observation. On this date, Mars was at a helioecliptic longitude of about  $\lambda_M = 27^\circ$  and the Earth (XMM) at  $\lambda_E = 57^\circ$ , at a phase angle (angle Sun-Mars-Earth) of  $\sim 40^\circ$ . The simulation is done within the assumption that the ecliptic plane corresponds to the B-V<sub>sw</sub> plane.

The 50'' radius RGS field-of-view and the comparison with the dimensions of the simulation box as seen from the observer are shown in figure 4(a). The simulation box projected area and the observation field are of comparable size. For lines-of-sight within the projected area of the box we use the integration across the entire box and neglect the line-of-sight portions in front of and beyond the box, an assumption justified by the fact that the outer regions of the simulation box do not influence at all the total emission in any direction. For lines-of-sight within the XMM FOV and outside the box projected area we assume that the CX rate is the same as the rate computed at the closest box boundary. Again this assumption relies on the fact that along these lines-of-sight the emissivity is negligible. Such lines-of-sight are needed for the data-model comparisons of total and monochromatic intensities described in the next sections.

In figure 4 is shown the power flux  $p(\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1})$  of the CX-induced X-ray emission from Mars in logarithmic units (to be compared with figure 8 of Dennerl et al. 2006). The simulated total emission displays the crescent-like structure in the sunward side of the planet. Its global shape looks similar to the observed total emission pattern (figure 8 of Dennerl et al. 2006) and the emission pattern of the bright  $\text{C}^{5+}$  lines (figures 7d, e and f of Dennerl et al. 2006). The simulated "crescent" is asymmetric with respect to the Sun-Mars axis, it is more brighter close to the planet towards the north (along the electric field direction) and its outer part is more elongated in the opposite direction. This is also the case in the global  $\text{C}^{5+}$  images of XMM03. The model-predicted emission, though, does not extend further than 3 Mars radii, while observations show a much larger extend, up to 8 mars radii.

Individual ion maps for  $\text{C}^{5+}$ ,  $\text{O}^{6+}$  and  $\text{O}^{7+}$  are presented in figure 5. We notice no significant differences between the three emission patterns. On the contrary, the corresponding XMM03 observations are somewhat different: no crescent pattern for



**Fig. 2.** Total soft X-ray emission maps for  $0.35 \text{ keV} \leq E \leq 0.9 \text{ keV}$ , in units of  $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ . The solid and dashed black lines trace the position of the bow shock and the MPB respectively. Panel (a): projection in the plane  $\mathbf{V}_{sw}\text{-E}$ , panel (b): projection in the plane  $\mathbf{V}_{sw}\text{-B}$ .

$\text{O}^{7+}$  and  $\text{O}^{6+}$ , but two lobes above the poles of the planet, with the ion  $\text{O}^{7+}$  northern lobe extending up to 8 Mars radii (see figures 7a, b and c of Dennerl et al. 2006).

The fact that the brightest lines show the best agreement with the model suggests that the signal is probably too weak for the faintest lines to be well defined. Nevertheless, we have investigated a possible role of the speed dependence of the cross-sections as a possible cause of the observed discrepancies. We have performed a test-particle simulation taking into account the speed dependence of the cross section for the  $\text{O}^{8+}$  ions (fig. 5(d)). According to experimental and theoretical results of Shipsey et al. (1983), Richter & Solov'ev, 1993, Harel et al., 1998, Meyer et al. (1985) and Lee et al. (2004), the  $\text{O}^{8+}$  CX cross section decreases by a factor of 2 when the velocity decreases from 400 km/s to 200 km/s. Because the ion speed changes across the interface, the speed dependence plays a role. As shown in figure 5 there is a very small decrease of the intensity but there is no significant change of the emission pattern. The crescent shape remains and no lobes do appear.

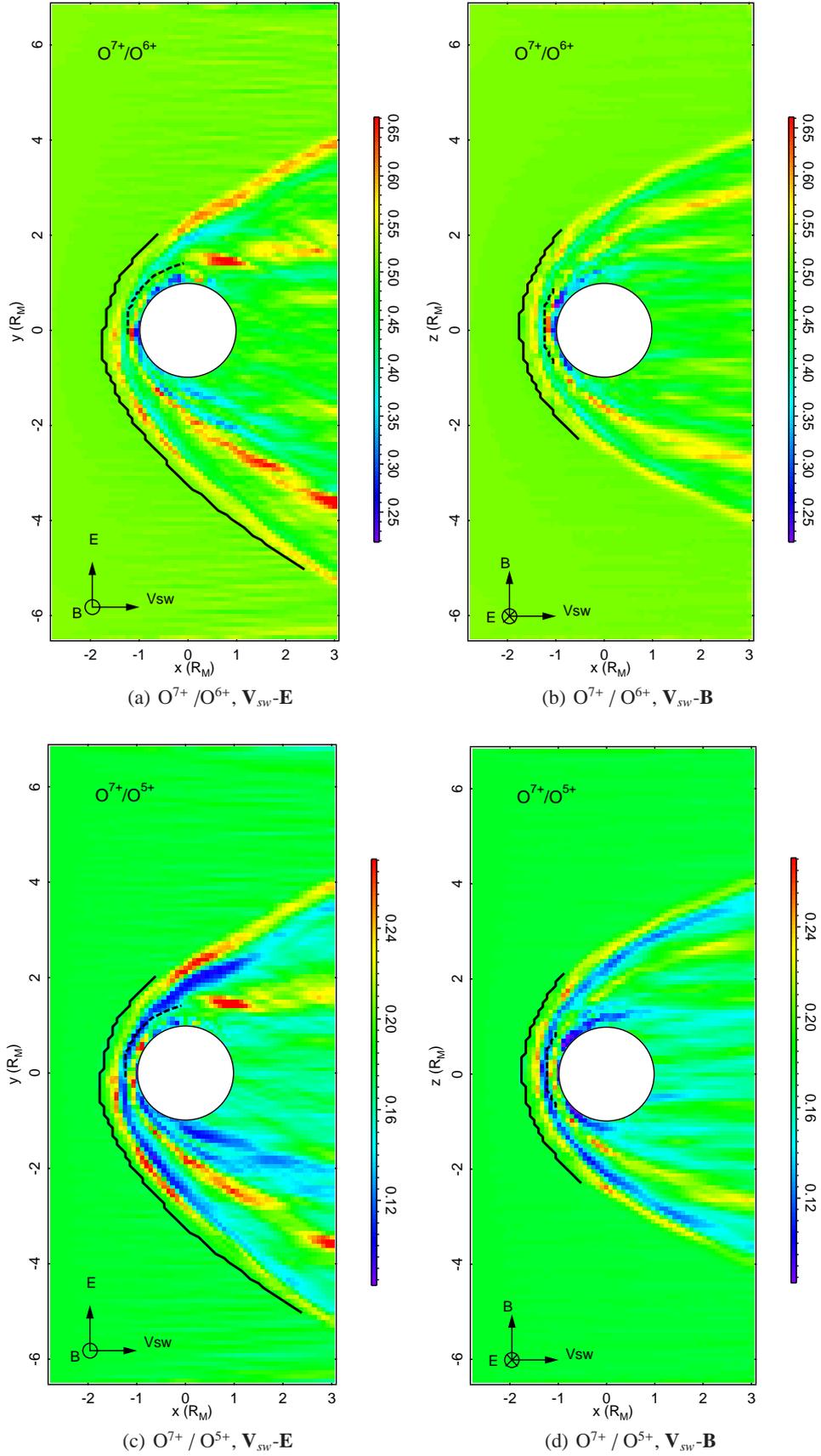
#### 4.2. Using a two-populations Hydrogen corona, and a non spherical, Oxygen corona

We have performed the same simulation than described in the previous sections, except for the density distributions of exospheric O and H atoms. Here we have used the combination

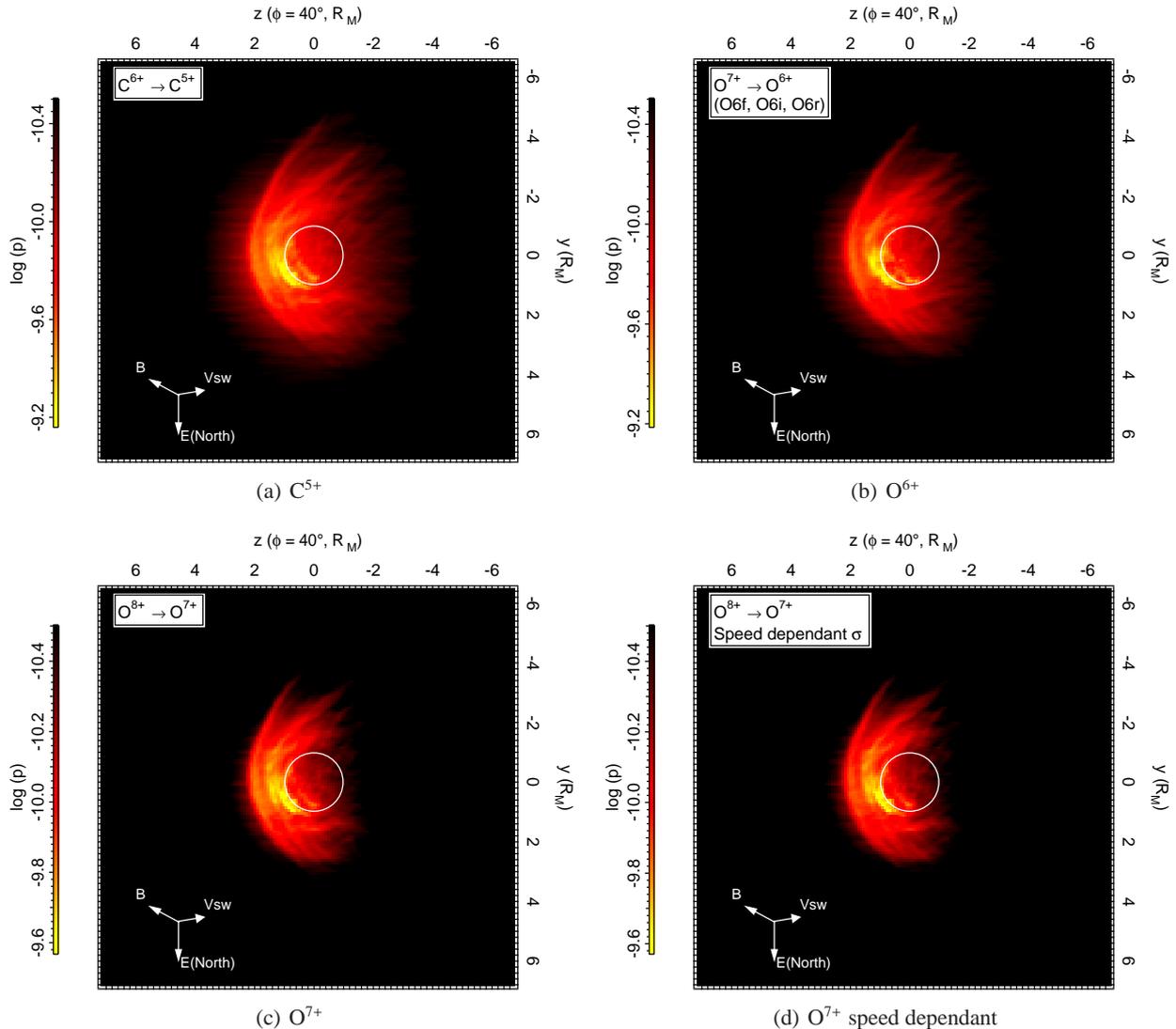
of two spherically symmetric H distributions (a "cold" and a "hot" population) resulting from the analysis of SPICAM data, and an aspherical Oxygen corona. The distributions have been described in section 2.1). The planetary shock and the magnetic pile-up boundary are slightly closer to the planetary disk. This is due to the steeper density gradient, which leads to a smaller neutral coronal density at large distance from the planet, and in turn to a fainter obstacle to the SW flow. The shock is located at  $\sim 1.54$  Mars radii (instead of 1.75 Mars radii previously), a position in good agreement with the various observational results reported in Vignes et al. (2000) and ranging from 1.5 to 1.72  $R_M$ . In figure 6 we show the total emission map for these more realistic exospheres. The total X-ray emission between 0.35 and 0.9 keV is shown for the XMM03 observation geometry. Compared with the previous case, the brightness distribution does not change significantly, although the emission is somewhat more concentrated at the limb. However, the brightness is considerably smaller.

#### 4.3. CX spectral line analysis and luminosity in the disk and halo

In table 2 we summarize the photon fluxes in each spectral line emitted from the excited ion  $\text{X}^{*(Q-1)+}$  as they are derived from the model and compare with the equivalent photon fluxes of CX-induced lines observed in the spectra of Mars and its halo



**Fig. 3.** Maps of photon number ratio, for ion  $O^{7+}$  over  $O^{6+}$  (panels (a) and (b)) and for ion  $O^{7+}$  over  $O^{5+}$  (panels (c) and (d)), for  $\mathbf{V}_{sw}-\mathbf{E}$  and  $\mathbf{V}_{sw}-\mathbf{B}$  projections. The solid and dashed black lines trace the positions of the bow shock and MPB respectively calculated by the hybrid model.



**Fig. 5.** Individual ion emission power flux maps in the XMM03 observation geometry. Axes are in Mars radii. The colorscale is the logarithm of power flux  $p$  ( $W m^{-2} sr^{-1}$ ). Panel (a) is for ion  $C^{5+}$  lines 367.4, 435.4 and 459.2 eV and panel (b) for ion  $O^{6+}$  multiplet 560.9 eV(O6f), 568.5 eV(O6i), 574.0 eV(O6r) lines. The two lower panels show emission lines at 653.1, 774.0, 816.3 and 835.9 eV of ion  $O^{7+}$ . Panel (c) shows the emission calculated with a constant total CX cross section, while panel (d) shows the emission calculated with a speed-dependant CX cross section (Lisse et al. 2005).

(Dennerl et al. 2006). We adopt the same definition, i.e. the DISK area corresponds to  $|r| \leq 10''$  and the HALO is defined by  $15'' \leq |r| \leq 50''$ , as illustrated in Figure 4. Here we compare only charge-exchange emission lines, i.e. fluorescence lines are not included in the analysis. Both hydrostatic and realistic results are presented, but the specificities of the latter ones will be commented in section 4.2. Model photon fluxes are computed separately for the DISK ( $|y| \leq 10''$ ) and halo ( $15'' \leq |y| \leq \text{boxsize}$ ) components as well as for the total (disk + halo = total box size) and given in units of  $10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

The nine CX line strengths which are included both in the observed spectra and the results of the hydrostatic and realistic simulations are compared in figures 7(a) and 7(b) respectively. Observed data points are plotted against model values and linear fits are attempted in the figures. We suppose that the linear fit crosses the point (0, 0) and we use data errors as standard

deviation. The fits for the halo component and total observation region give about the same correlation with coefficients of about 4.1 and 3.6 respectively for the hydrostatic case. On the other hand, the disk fit gives a much higher slope of about 7.5. For the realistic case, as shown in fig. 7(b)) the disk-halo (again in the sense of the Dennerl et al. definitions of section 4) trends are inverted, i.e. the model reproduces better the disk intensity than the halo.

Solar wind conditions reported on 20-21 November 2003 are quite high, even though SW is measured by Earth-orbiting instruments which can only marginally account for SW conditions on Mars' position. This high SW activity could induce much higher CX emission than our model predictions which are only averages for mean slow SW conditions. The enhancement could be due to an enhanced solar wind flux or to the increase of high ion relative abundances. If high fluxes or abun-

**Table 2.** Charge-exchange simulated emission lines compared to the RGS CX spectral lines of Mars and its halo (Dennerl et al. 2006). *Lines missing in the simulations are noted in bold italics.* <sup>a</sup>Those values are not computed in the test-particle model, but derived from the theoretical spectra of C<sup>\*5+</sup> emission:  $5p \rightarrow 1s$  are 3-4 times weaker than  $4p \rightarrow 1s$  transitions. <sup>b</sup> Values adjusted with Mawhorter et al. (2007) cross sections for CX collisions with O, which is dominant in low altitudes in the Martian exosphere, contributing mainly to the disk emission. <sup>c</sup> N<sup>6+</sup> line 592.6 eV not included.

		Photon flux ( $10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )								
		Model						XMM03 data		
		Hydrostatic			Realistic			Total	Disk	Halo
$X^{*(Q-1)+}$	(Transition) E[eV]	Total	Disk	Halo	Total	Disk	Halo	Total	Disk	Halo
C <sup>*5+</sup>	(2p $\rightarrow$ 1s) 367.4	6.154	1.554	3.257	1.334	0.853	0.298	$16.2 \pm 5.2$	$11.0 \pm 4.2$	$9.1 \pm 3.5$
	(3p $\rightarrow$ 1s) 435.5	1.019	0.257	0.539	0.221	0.141	0.049	$6.6 \pm 2.3$	$(1.9 \pm 1.9)$	$7.9 \pm 2.7$
	(4p $\rightarrow$ 1s) 459.4	1.563	0.395	0.827	0.339	0.217	0.076	$4.5 \pm 3.2$	$5.7 \pm 2.8$	$5.3 \pm 2.5$
	<b><i>(5p <math>\rightarrow</math> 1s) 470.4</i></b>	<b><i>0.39<sup>a</sup></i></b>	<b><i>0.1<sup>a</sup></i></b>	<b><i>0.21<sup>a</sup></i></b>	<b><i>0.084<sup>a</sup></i></b>	<b><i>0.054<sup>a</sup></i></b>	<b><i>0.019<sup>a</sup></i></b>	<b><i>5.5 <math>\pm</math> 2.2</i></b>	<b><i>2.7 <math>\pm</math> 2.3</i></b>	<b><i>5.5 <math>\pm</math> 1.8</i></b>
C <sup>*4+</sup>	(1s3p <sup>1</sup> P $\rightarrow$ 1s <sup>2</sup> <sup>1</sup> S) 354.5	0.183	0.056; 0.11 <sup>b</sup>	0.088	0.047	0.034; 0.07 <sup>b</sup>	0.008			
	(1s4p <sup>1</sup> P $\rightarrow$ 1s <sup>2</sup> <sup>1</sup> S) 370.9	0.081	0.025; 0.05 <sup>b</sup>	0.039	0.021	0.015; 0.03 <sup>b</sup>	0.004			
N <sup>*6+</sup>	<b><i>(5p <math>\rightarrow</math> 1s) 378.5</i></b>	weak	weak	weak	weak	weak	weak	<b><i>9.9 <math>\pm</math> 4.2</i></b>	<b><i>(2.8 <math>\pm</math> 2.8)</i></b>	<b><i>8.4 <math>\pm</math> 3.1</i></b>
	(2p $\rightarrow$ 1s) 500.0	0.172	0.040	0.095	0.035	0.021	0.009	$9.3 \pm 2.7$	$4.5 \pm 2.2$	$7.1 \pm 2.2$
	(3p $\rightarrow$ 1s) 592.6	0.019	0.004	0.011	0.004	0.002	0.001	$38.1 \pm 30.0$	$(2.4 \pm 2.4)$	$22.0 \pm 19.0$
	(4p $\rightarrow$ 1s) 625.0	0.011	0.003	0.006	0.002	0.001	0.0006			
N <sup>*5+</sup>	(5p $\rightarrow$ 1s) 640.0	0.022	0.005	0.012	0.005	0.003	0.001			
	(2 <sup>3</sup> S $\rightarrow$ 1 <sup>1</sup> S) 419.8	1.090	0.285	0.565	0.243	0.159	0.052			
	(2 <sup>3</sup> P $\rightarrow$ 1 <sup>1</sup> S) 426.1	0.170	0.044	0.088	0.038	0.025	0.008			
	(2 <sup>1</sup> P $\rightarrow$ 1 <sup>1</sup> S) 430.7	0.172	0.045	0.089	0.038	0.025	0.008			
O <sup>*7+</sup>	(3 <sup>1</sup> P $\rightarrow$ 1 <sup>1</sup> S) 497.9	0.056	0.015	0.029	0.012	0.008	0.003			
	(2p $\rightarrow$ 1s) 653.1	1.910	0.441	1.050	0.381	0.225	0.097	$9.9 \pm 2.4$	$4.3 \pm 2.1$	$7.4 \pm 2.1$
	(3p $\rightarrow$ 1s) 774.0	0.246	0.057	0.135	0.049	0.029	0.012			
	(4p $\rightarrow$ 1s) 816.3	0.090	0.021	0.049	0.018	0.010	0.004	$3.9 \pm 1.5$	$(0.4 \pm 0.4)$	$(1.6 \pm 1.6)$
O <sup>*6+</sup>	(5p $\rightarrow$ 1s) 835.9	0.276	0.064	0.152	0.055	0.033	0.014			
	(2 <sup>3</sup> S $\rightarrow$ 1 <sup>1</sup> S) 560.9	3.139	0.845; 0.46 <sup>b</sup>	1.607	0.767	0.531; 0.29 <sup>b</sup>	0.145	$12.8 \pm 3.2$	$4.2 \pm 2.9$	$5.3 \pm 2.3$
	(2 <sup>3</sup> P $\rightarrow$ 1 <sup>1</sup> S) 568.5	0.988	0.266; 0.14 <sup>b</sup>	0.506	0.242	0.167; 0.09 <sup>b</sup>	0.046	$(1.5 \pm 1.5)$	$(1.2 \pm 1.2)$	$(2.2 \pm 2.2)$
	(2 <sup>1</sup> P $\rightarrow$ 1 <sup>1</sup> S) 574.0	0.814	0.219; 0.12 <sup>b</sup>	0.416	0.199	0.138; 0.08 <sup>b</sup>	0.038	$(2.3 \pm 2.3)$	$7.0 \pm 3.3$	$(1.4 \pm 1.4)$
?	<b><i>(5p <math>\rightarrow</math> 1s) 712.5</i></b>	weak	weak	weak	weak	weak	weak	<b><i>7.9 <math>\pm</math> 2.1</i></b>	<b><i>(0.4 <math>\pm</math> 0.4)</i></b>	<b><i>6.2 <math>\pm</math> 1.7</i></b>
	<b><i>? 872.5</i></b>							<b><i>(1.8 <math>\pm</math> 1.8)</i></b>	<b><i>(0.5 <math>\pm</math> 0.5)</i></b>	<b><i>3.8 <math>\pm</math> 2.2</i></b>
Total luminosity (MW)		2.35	0.60	1.24	0.52	0.34	0.11	$12.9^c$	$6.16^c$	$10.04^c$

dances were the only cause for the data-model discrepancy, all three fits should give about the same slope. From figure 7 we understand that this is not the case and that the disk-halo slope discrepancy is due to a different reason. Assuming that CX is the dominant mechanism of X-ray lines in the Martian halo region, the difference between the observed and modelled disk-to-halo ratio for the (supposedly) CX lines may be due to the presence of an additional emission mechanism which operates low in the martian atmosphere and produces some part of the disk emission, to non stationary effects or alternately uncertainties in photon direction reconstruction. We will come back to this point in the last section.

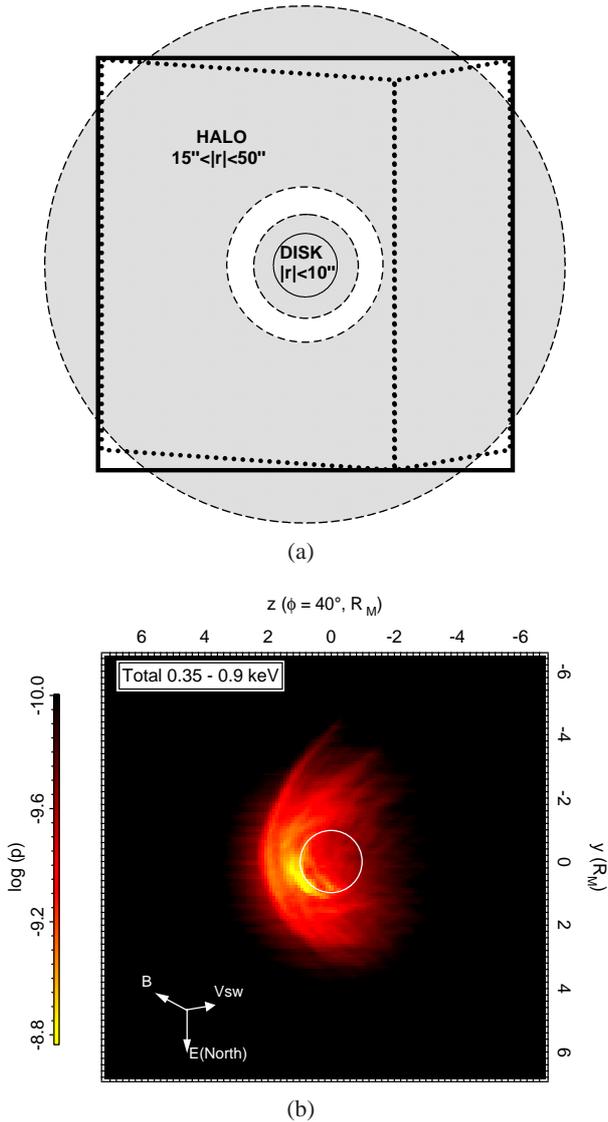
Before discussing the absolute values of the luminosity, it is important to recall the strong differences between the two Chandra and XMM results: the total XMM luminosity for the entire field (and including fluorescence) is found by Dennerl et al (2006) to be around 12.9 MW, excluding the very uncertain 593eV N<sup>6+</sup> line, and cumulates the emission from as far as 8 Mars radii, while the Chandra emission, after it has been adapted to the RGS spectral band, i.e. excluding the carbon fluorescence line, is of about 2 MW, and emission is detected up to 3 Mars radii only. As derived from table 2 from Dennerl et al (2006) the total XMM CX emission from the halo is of the order of 10 MW, while for Chandra the halo emission (supposed to be entirely of CX origin) corresponds to a total power of  $0.5 \pm 0.2$  MW.

Dennerl et al. (2006) have already discussed these discrepancies. A stronger fluorescence emission is expected for XMM because the solar X-ray flux was very high during the XMM observation. However, (i) the solar flux alone can not explain the large size of the halo because the fluorescence emission is concentrated on the disk and (ii) XMM spectroscopic performances allow to show that most of the emission intensity is in high ion lines, requiring a process such as CX emission.

On the other hand, at the time of the XMM observations the high solar X ray intensity could happen along with a very high solar wind flux. Solar conditions averaged in 2003 correspond to an average minimum activity, and because of that our model has been computed for mean solar minimum conditions. However, XMM data were recorded at a time of somewhat higher than mean solar wind activity and the averaged model may underestimate the solar wind flux and abundances of higher charge states ions.

In addition, solar wind conditions may vary a lot between the Earth's or Mars' position and thus we need to bare in mind that a determination of the SW flux at Mars is a difficult task. Finally, CX emissivities are very sensitive to SW ion abundances, and no precise measurements of ion abundances at Mars are available.

Moreover, Martian coroneae are very sensitive to the solar activity and intensity of the solar wind flux. Density of coronal gas in the halo regions may strongly vary with solar activity,

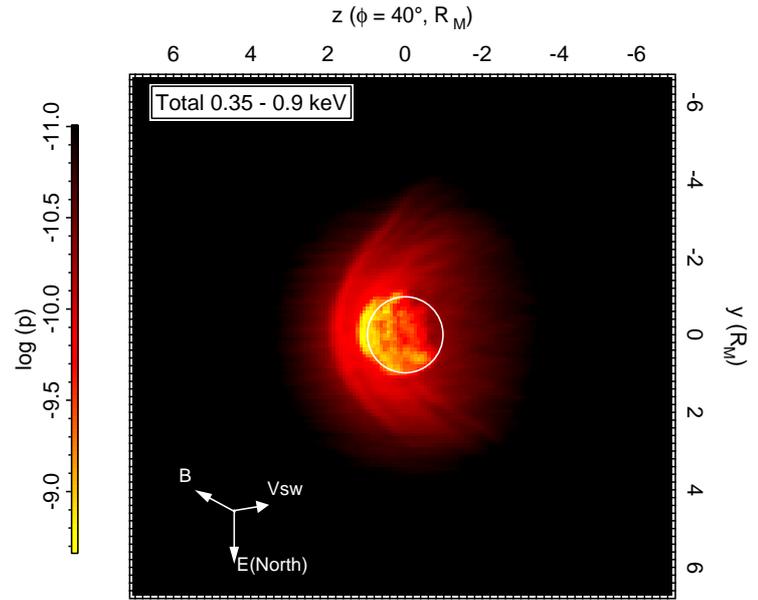


**Fig. 4.** Total CX-induced X-ray power flux map from Mars in the same projection as the XMM03 observation (figure 8 in Dennerl et al. 2006), at a phase angle of  $40^\circ$ . Axes are in Mars radii. The colorscale is the logarithm of power flux  $p$  ( $W m^{-2} sr^{-1}$ ). The B- $V_{sw}$  plane corresponds to the ecliptic and the Electric field (E) axis points the north.

and especially in short-term variations, which could be an additional reason for the difference between XMM and Chandra observations.

As a conclusion it is impossible to preclude that the SW flux or the high ion abundances (or a combination of both) were in average about 3 times higher for the XMM observation. Observations have shown that the shock and the MPB distance variations in response to solar wind variations are very small, which means we can not use those measured distances as an argument against a solar wind flux increase.

Model and XMM total luminosity values for the DISK, HALO and full field of view are noted in table 2. The total CX luminosity derived from our simulations in the hydrostatic case is 2.35 MW. It is in good agreement to the total luminosity of 2.4 MW estimated by Holmström et al. (2001) and of 1.8



**Fig. 6.** Same as fig. 4 but for a SPICAM derived H corona and a Chamberlain non-symmetric O corona. The colorscale is the logarithm of power flux  $p$  ( $W m^{-2} sr^{-1}$ ). The Sun is toward the left.

MW in the 0.5 - 1.2 keV energy range derived by Gunell et al. (2004). Gunell et al used a Chamberlain type exosphere, i.e. a thinner outer exosphere compared to the present hydrostatic case, but assumed a solar wind about 1.8 times more intense than in our model. These two differences seem to partly compensate.

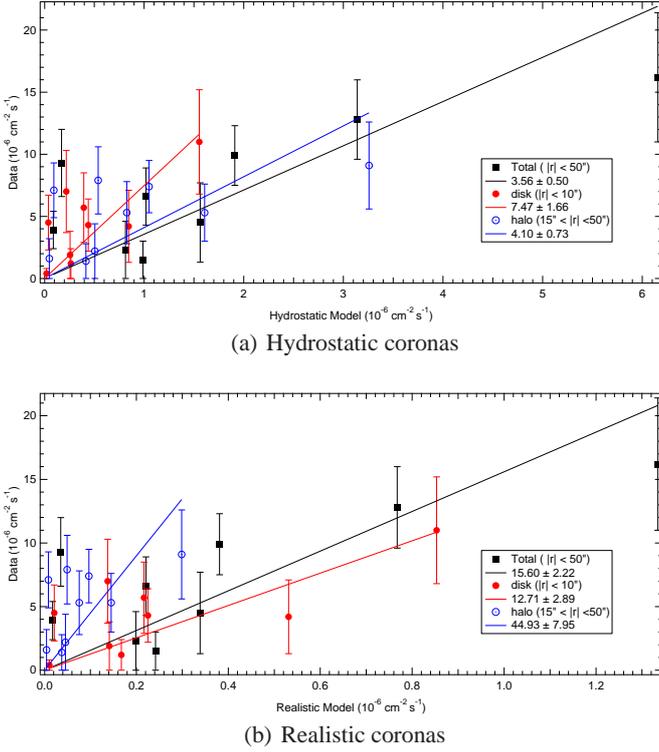
The hydrostatic model CX luminosity is about 5.5 times smaller than the XMM03 observations (12.9 MW), while larger by a factor of 5 than the Chandra luminosity of  $0.5 \pm 0.2$  MW in the energy range 0.5-1.2 keV (Dennerl et al., 2002). Again, the strong solar wind and ion abundances variability could be responsible for these variations.

As shown in table 2, for the realistic case, there is a large discrepancy between the total model CX luminosity 0.52 MW, computed with typical SW parameters, and the XMM observed total CX emission, 12.8 MW. The model disk CX luminosity (0.34MW) is now higher than the halo component (0.11MW), resulting in a disk/halo CX luminosity ratio of about 3 against 0.48 in the hydrostatic case. The same ratio is 0.61 for XMM data. We may conclude that, for a realistic exosphere the model predictions are rather difficult to reconcile with XMM observations. Neither the luminosity, nor the halo size, nor the disk-halo luminosity ratio seem to be compatible. On the other hand, the computed CX halo luminosity (0.11 MW) is now smaller than the Chandra halo luminosity ( $0.5 \pm 0.2$  MW).

#### 4.4. Key diagnostics of CX induced X-ray emission

##### 4.4.1. The $O^{6+}$ triplet

The X-ray emission of the He-like  $O^{6+}$  ion is very efficiently used for diagnostics in astrophysical plasmas. The main transitions occur from the following multiplet states to the ground state  $1^1S$  (we use the same annotations as Dennerl et al., 2006):



**Fig. 7.** CX induced emission line fits. Observed photon flux (XMM03) in disk (filled circles), halo (hollow circles) and total (filled squares) of Mars as a function of simulated photon flux values for the hydrostatic (a) and the realistic (b) case. The fit slope for each component (disk, halo) and the total is shown in the figures. Line  $N^{6+}$  592.6 eV is not included in the fits.

- the  $2^3S_1$  triplet at 560.9 eV, called forbidden (O6f)
- the  $2^3P_1$  triplet at 568.5 eV, called intercombination line (O6i)
- the singlet state  $2^1P_1$  at 574 eV, usually referred to as resonance line (O6r)

The ratio  $G = (O6f + O6i)/O6r$  of triplet to singlet transitions is used to identify the emission mechanism and is usually less than 1 for hot plasmas where excitation of  $O^{6+}$  ions occurs due to electron impacts. This ratio has to be larger than 3 in the case of charge-exchange (Kharchenko, 2005). In the XMM03 observations the ratio is found  $G \sim 6$  for  $|y| \leq 50''$  (halo + disk) and  $G \sim 5$  for  $10'' \leq |y| \leq 50''$ . Our model reflects the atomic data we have used and yields a mean ratio of  $\sim 5$  in the simulation box, which is in agreement with the values found by Dennerl et al (2006).

Dennerl et al (2006) report a much fainter G ratio ( $0.8 \pm 0.6$ ) for oxygen lines from the disk. This interesting result may be interpreted in two ways: either a different mechanism is responsible for the disk emission, or the G factor differs from its theoretical nominal value for some physical reason. Because the forbidden line emission disappears, it suggests an effect of collisional depopulation. We have investigated this possibility.

If  $N_{ex}$  is the density of the ions in the metastable level, then the combined effects of production through charge transfer and depopulation by radiative decay and collisions imply:

$$\frac{dN_{ex}}{dt} = \sigma_c n v n_i - \frac{N_{ex}}{\tau_R} - N_{ex} \omega_{col} \quad (4)$$

where  $\sigma_c$  is the charge-transfer cross-section,  $n$  is the density of neutrals (H, O),  $v$  is the collision velocity,  $n_i$  the  $O^{7+}$  ion density, and  $\omega_{col}$  represents the quenching collision frequency, which includes all types of collisions and all target atoms, electrons and ions able to induce the quenching.

Quenching collisions remove excited electrons from the long-lived metastable states and because of that suppress their emissions. Degradation of the X-ray emission of metastable ions may be caused by sequent CX collisions of metastable  $O^{*6+}$  ions with atmospheric gas. CX collisions lead to a formation of doubly excited ion states  $O^{**5+}$  which decay mostly due to Auger process. If  $\sigma_x$  is a cross-section representative of all collisions, then,

$$\omega_{col} = \sum_{xi} n_{xi} \sigma_{qi} v = n_x \sigma_x v \quad (5)$$

For the steady state solution  $\frac{dN_{ex}}{dt} = 0$ , which implies:

$$N_{ex} = \frac{\sigma_c n v n_i}{1 + \omega_{col} \tau_R} \tau_R \quad (6)$$

and the line radiation flux per unit volume is:

$$I = \frac{I_0}{1 + \omega_{col} \tau_R} \quad (7)$$

where  $I_0$  is the intensity in absence of collisions.

Collisions become important and significantly reduce the radiation when  $\omega_{col} \cdot \tau_R \approx 1$ , i.e.  $n_x = (\sigma_x v \tau_R)^{-1}$ . For the lifetime of the  $O^{*6+}$  metastable state against radiative decay  $\tau_R \approx 10^{-3}$ , ion velocities through the atmosphere  $v \approx 400 km s^{-1}$ , and assuming  $\sigma_x \approx 10^{-15} cm^2$  based on a simple "geometrical" scaling and cross-section values of the CX collisions of  $O^{6+}$  ions with the  $CO_2$  and  $CO$  ( $\sim 5 \cdot 10^{-15} cm^2$ ), the corresponding density is  $n_x \approx 2.5 \cdot 10^{10} cm^{-3}$ . This corresponds to an altitude of about 150 km, where most of the gas is neutral. The same calculation for ions fully decelerated down to  $4 km s^{-1}$  gives  $n_x \approx 2.5 \cdot 10^{12} cm^{-3}$ , which corresponds to altitudes of the order of 100km. The cross-section  $\sigma_x$  could include a factor around 2-4, but it could not change estimations of the quenching altitude because of the exponential character of the atmospheric density profiles.

As a conclusion, quenching of the metastable state  $O^{*6+}(2^3s)$  and degradation of the forbidden line, i.e. relative increase of the intensities of the other lines, such as  $I_r$ , may happen at altitudes of the order of or below 150 km, below the Martian exobase. Those regions are able to generate oxygen triplet G values much lower than the low density value  $G \approx 6$ . (Note that similar calculations for the quenching of the  $O^{*6+}(2^1s)$  by ionospheric electrons show that this phenomenon is negligible).

The interpretation of the Dennerl et al results in terms of quenching effects requires that the main part of the disk emission (again defined as in Dennerl et al. (2006)) is generated at or below this low altitude (100-150 km). Using only the present model it is difficult to demonstrate or refute this hypothesis. As a matter of fact, figures 4 and 6 show that indeed the brightest signal comes from the inner region, i.e. the last cell above the disk. Unfortunately, the cell size is 300 km, that is only the emission integrated between 0 and 300 km is computed.

#### 4.4.2. The $O^{7+}/O^{6+}$ ratio

The  $O^{7+}/O^{6+}$  emission flux ratio may be used to determine the relative abundance of the parent ions  $O^{8+}$  and  $O^{7+}$  in the solar wind. A typical value of the  $[O^{8+}]/[O^{7+}]$  ratio in the slow solar wind is 0.35 (Schwadron & Cravens 2000), while in extremely strong solar wind fluxes (e.g. Snowden et al. 2004) the ratio can be largely enhanced, around  $0.57 \pm 0.07$ . As we described in section 3.2 the  $O^{7+}/O^{6+}$  ratio may show large irregularities and complex structures, especially behind the magnetic barriers (BS and MPB) of the Martian plasma environment. Nevertheless, we can employ the mean ratios, averaged over the entire simulation box of the model, and averaged over the whole image representing the XMM data. The XMM03 spectrum at  $|y| \leq 50''$  yielded an  $O^{7+}/O^{6+}$  flux ratio of  $0.56 \pm 0.16$ , including lines at 653.1 eV and 816.9 eV for the  $O^{7+}$  flux and lines O6r(574 eV), O6i(568.5 eV), O6f(560.9 eV) and 712.5 eV for the  $O^{6+}$  flux.  $O^{7+}/O^{6+} = 0.56$  is exactly the ratio we derived from the whole simulation box for a SW relative abundance ratio  $[O^{8+}]/[O^{7+}] = 0.35$ . As a consequence, globally the spectral data seem to be compatible with a typical, quiet SW oxygen charge state distributions. This is not in favor of a particularly high ion abundance in the solar wind as the origin of the XMM strong luminosity, as we discussed above.

#### 4.4.3. Detection of unpredicted spectral features

All intense lines predicted by the model are detected. Conversely, interestingly 3 lines detected by XMM are not included in our relevant atomic database because they were not supposed to have significant brightness, being transitions from state 5p directly to 1s. It is known from laboratory experiments and theoretical investigations that low energy collisions lead to selected populations of np states, but 5p-population should be by several times lower than 4p (Richter & Solov'ev (1993), Harel et al. (1998), Beiersdorfer et al., 2001). Since the solar wind is slowing down close to the MPB, such lines may indeed be present, but their high relative intensities need to be explained by an alternative mechanism other than charge transfer. Another possible (but unlikely) explanation for the existence of these lines is charge transfer with  $CO_2$ . In fact, experiments by Beiersdorfer (2003), show that  $n=5$  levels could be populated if H atoms are replaced by  $CH_4$  or  $CO_2$  molecules.  $CO_2$  is abundant in the Martian atmosphere, however NOT at high altitudes where these emissions are detected.

## 5. Summary and conclusions

We have performed detailed simulations of X-ray emissions due to charge exchange between solar wind heavy ions and neutral H and O atoms from the Martian exosphere and compared our model results to the Mars Chandra and XMM observations (Dennerl et al., 2002,2006).

The models demonstrate how, observations of CX X-ray emission, carried out with a sufficient spatial resolution, could be used to estimate with a good precision the Bow Shock and Magnetic Pile-up Boundary locations around planets. Line ratio maps could allow to plot the density distributions and tra-

jectories of individual high ions, which can be used to scan(?) the interface structure and the electromagnetic field.

We have shown that the CX emission pattern is extremely sensitive to the exospheric neutral distribution, essentially the large distance hydrogen corona. Thus, CX X-ray observations and analysis of spectra and intensities of emission lines provide a complementary method for the study of the neutral planetary coronae.

The model X-ray emission, computed for the extended exosphere used in our first simulation, can account for most of the CX-induced emission and its overall shape, with a rather good fit considering all the uncertainties brought on by averaging solar wind conditions, by numerical statistics and observation constraints, and observational uncertainties. Nevertheless, the model predictions for the location and the intensities of the CX emission produced in the martian exosphere are lower than the X-ray emission detected in observations. The general shape of the total model emission fits well the observations, but observed maps of X-ray emissions of individual ions display a very different shape than the model predictions. This may be due to the low signal for those individual lines.

On the other hand, the use of realistic distributions of exospheric neutral H and O resulting from new modeling and the Mars Express/SPICAM data, strongly decreases the CX luminosity and strongly increases the relative disk intensity with respect to the halo. The total and halo CX luminosity and the halo/disk CX emission ratio are below XMM observations, by factors of 25, 100, and 5 respectively. The observed halo size extending up to 8 Mars radii is also by far too large with respect to the model. Such differences require extreme solar wind conditions pertaining for a long duration at the time of the XMM observations, which is impossible to preclude but seems unlikely. The model results on luminosity and disk-halo ratio are much closer to the Chandra data, but the absence of spectral resolution precludes a clear separation of fluorescence and charge transfer emissions.

Spectral diagnostics such as the series of detected lines, the mean  $[O^{8+}]/[O^{7+}]$  ratio, and the O VII triplet characteristics are in good agreement with expectations. There are two exceptions : first, three spectral features close to 5p-1s transitions of excited  $O^{*6+}$ ,  $C^{*5+}$ , and  $C^{*4+}$  ions respectively are detected with intensities significantly brighter than predictions of the CX mechanism. The potential role of  $CO_2$  and of SW ion deceleration (§4.4.3) is unlikely.

Second, according to Dennerl et al the OVII G ratio ( $G = (O6f + O6i)/O6r$ ) is decreasing from  $\approx 5$  at large distances, down to 0.8 close to the disk. This is not predicted by the present model which by definition corresponds to a unique distribution among the triplet lines. A possible explanation is collisional quenching close to the planet where densities increase dramatically: if increased collisions depopulate the  $2^3S_1$  metastable state before radiative decay occurs, the G ratio will decrease. We have estimated the collisional quenching influence and we found that it should be significant below 100-150 km, under the exobase. Further modeling with a refined grid is required to investigate this possibility of quenching.

As said above, extreme solar wind conditions could possibly explain the large halo luminosity, its extent and its high

variability, but they are not favoured by the measured  $O^{8+}$  to  $O^{7+}$  ratio which appears appropriate for average slow solar wind conditions (see section 4.4.2). The existence of an extended exosphere is an alternative explanation, however it would have to be (i) highly variable, (ii) made of hot, fast moving hydrogen characterized by large enough Doppler shifts to avoid resonating with the solar Ly-alpha radiation (the solar Ly- $\alpha$  width corresponds to about  $150 \text{ km s}^{-1}$ ). No fully self-consistent models of the exosphere able to track the hot neutrals created by charge transfer have been built yet. Because the escape processes are of prime importance for Mars, this deserves further investigation.

Whether the model data discrepancies reveal a more extended exosphere, or a different emission mechanism at work is beyond the scope of this paper. Soft X-ray line emission is expected from the impacts of energetic electrons on neutrals (Bingham et al, 1997, Shapiro et al, 2005), but this mechanism produces emission lines of low charge ions mainly. Observations at higher spatial resolution, would be extremely valuable to provide answers to the above questions.

## References

- Acuña, M. H., Connerney, J. E. P., Wasilewski, P., Lin, R. P., Anderson, K. A., Carlson, C. W., McFadden, J., Curtis, D. W., Mitchell, D., Rème, H., Mazelle, C., Sauvaud, J. A., d'Uston, C., Cros, A., Medale, J. L., Bauer, S. J., Cloutier, P., Mayhew, M., Winterhalter, D., and Ness, N. F., *Magnetic field and plasma observations at Mars: Initial results of the Mars Global Surveyor*, 1998, *Science*, 279, 1676-1680.
- Anderson, D. E., Hord, C. W., *Mariner 6 and 7 Ultraviolet Spectrometer Experiment: Analysis of Hydrogen Lyman-Alpha Data*, 1971, *JGR*, v. 76, 28, 6666.
- Anderson, P. C., Chenette, D. L., McKenzie, D. L., Quinn, J. M., Grande, M., Carter, M., *Energetic auroral electron distributions derived from global X-ray measurements and comparison with in-situ particle measurements*, 1998, *Geophys. Res. Lett.* 25, 4105.
- Barbosa, D. D., *Bremsstrahlung X-rays from Jovian auroral electrons*, 1990, *J. Geophys. Res.* 95, 14969.
- Beiersdorfer, P., Lisse, C. M., Olson, R. E., Brown, G. V., and Chen, H., *X-RAY VELOCIMETRY OF SOLAR WIND ION IMPACT ON COMETS*, 2001, *ApJ*, 549, 147.
- Beiersdorfer, P., Boyce, K. R., Brown, G. V., Chen, H., Kahn, S. M., Kelley, R. L., May, M., Olson, R. E., Porter, F. S., Stahle, C. K., Tillotson, W. A., *Laboratory Simulation of Charge Exchange-Produced X-ray Emission from Comets*, 2003, *Science*, 300, 5625, p.1558-1560.
- Bingham, R., Dawson, J. M., Shapiro, V. D., Mendis, D. A., Kellet, B. J., *Generation of X-rays from c/Hyakutake 1996 B2*, 1997, *Science*, vol. 275, p. 49-51.
- Brecht, A., and Ferrante, J., *Global hybrid simulation of unmagnetized planets: comparison of Venus and Mars*, 1993, *JGR*, 98, 17251-17262.
- Bruno, R., Villante, U., and Stecca, A., *Selected solar wind parameters at IAU through two solar activity cycles*, 1994, *Ann. Geophys.*, 12, 105-112.
- Chamberlain, J.W., *Planetary coronae and atmospheric evaporation*, 1963, *Planet. Sp. Sci.*, 11, 901-960.
- Chaufray, J.Y., Modolo, R., Leblanc, F., Chanteur, G., Johnson, R.E., & Luhmann, J.G., *Mars Solar Wind interaction: formation of the Martian corona and atmospheric loss to space*, 2007a, accepted for publication in *J. Geophys. Res.*
- Chaufray, J.Y., Bertaux, J.L., Leblanc, F., Quémerais, E., *Hydrogen Lyman alpha airglow as seen by SPICAM on Mars Express*, 2007b, submitted in *Icarus*.
- Cravens, T. E., *Comet Hyakutake x-ray source: Charge transfer of solar wind heavy ions*, 1997, *GeoRL*, Vol. 24, 1, 105-108.
- Cravens, T. E., *X-ray emission from comets and planets*, 2000, *AdSpR*, Vol. 26, 10, 1443-1451.
- Dennerl, K., Englhauser, J., and Trümper, J., *X-ray emissions from comets detected in the Rontgen X-ray satellite all-sky survey*, 1997, *Science*, 277, 1625.
- Dennerl, K., *Discovery of X-rays from Mars with Chandra*, 2002, *A & A*, 394, 1119, a.
- Dennerl, K., V. Burwitz, J. Englhauser, C. Lisse, and S. Wolk, *Discovery of X-rays from Venus with Chandra*, 2002, *A & A*, 386, 319-330, b.
- Dennerl, K., Lisse, C. M., Bhardwaj, A., Burwitz, V., Englhauser, J., Gunell, H., Holmström, M., Jansen, F., Kharchenko, V., and Rodríguez-Pascual, P. M., *First observation of Mars with XMM-Newton: High resolution X-ray spectroscopy with RGS*, 2006, *A & A*, 451, 709-722.
- Fritsch, W., and Lin, C. D., *Atomic-orbital-expansion studies of electron transfer in bare-nucleus Z(Z=2,4-8) -hydrogen-atom collisions*, 1984, *Phys. Rev. A* 29, 3039.
- Gunell, H., and Holmström, M., Kallio, E., and Janhunen, P., Dennerl, K., *X rays from solar wind charge exchange at Mars: A comparison of simulations and observations*, 2004, *GeoRL*, 31, 22801, doi:10.1029/2004GL020953.
- Haberli, R. M., Gombosi, T. I., DeZeeuw, D. L., Combi, M. R., Powell, K. G., *Modeling of Cometary X-rays Caused by Solar Wind Minor Ions*, 1997, *Science*, vol 276, pp. 939-942.
- Harel, C., Jouin, H., Pons, B., *Cross Sections for Electron Capture from Atomic Hydrogen by Fully Stripped Ions in the 0.05-1.00 a. u. Impact Velocity Range*, 1998, *ADNDT*, 68, 279.
- Holmström, M., Barabash, S., Kallio, E., *X-ray imaging of the solar wind-Mars interaction*, 2001, *GeoRL*, v.28, 7, 1287
- Kallio, E., and Janhunen, P., *Atmospheric effects of proton precipitation in the martian atmosphere and its connection to the Mars-solar wind interaction*, 2001, *JGR*, 106, 5317-5634.
- Kharchenko, V., & Dalgarno, A., *Spectra of Cometary X-rays induced by Solar Wind Ions*, 2000, *JGR*, 105, 18351.
- Kharchenko, V., & Dalgarno, A., *Variability of Cometary X-Ray Emission Induced by Solar Wind Ions*, 2001, *ApJ*, 554, L99.
- Kharchenko, V., Rigazio, M., Dalgarno, A., & Krasnopolsky, V., *Charge Abundances of the Solar Wind Ions Inferred from Cometary X-Ray Spectra*, 2003, *ApJ*, 585, L73.
- Kharchenko, V., *Charge-Exchange Mechanism of X-ray Emission*, 2005, *AIP Conf. Proc.*, V. 774, 271-280.
- Kim, J., Nagy, A. F., Fox, J. L., and Cravens, T. E., *Solar cycle variability of hot oxygen atoms at Mars*, 1998, *JGR*, 103, 29339-29342.
- Kimura, M., and Lane, N. F., 1987, *Traveling-molecular-orbital-expansion studies of electron capture in collisions of fully stripped ions (Z=6-9) with H and H<sub>2</sub>*, *Phys. Rev. A* 35, 70.
- Koutroumpa, D., Lallement, R., Kharchenko, V., Dalgarno, A., Pepino, R., Izmodenov, V., and Quémerais, E., *Charge-transfer induced EUV and Soft X-ray emissions in the Heliosphere* 2006, *A & A*, in press.
- Krasnopolsky, V. A., *Solar Cycle Variations of the Hydrogen Escape Rate and the CO Mixing Ratio on Mars*, 1993, *Icarus*, 101, 33-41 a.
- Krasnopolsky, V. A., *Photochemistry of the Martian atmosphere (mean conditions)*, 1993, *Icarus*, 101, 313-332 b.

- Krasnopolsky, V.A., Gladstone, G. R., *Helium on Mars: EUVE and PHOBOS data and implications for Mars' evolution*, 1996, J. Geophys. Res, 101(A7), 15765
- Krasnopolsky, V.A., *Mars upper atmosphere and ionosphere at low, medium and high solar activities : Implications for evolution of water*, 2002, J. Geophys. Res, 107(E12), 5128, doi: 10.1029/2001JE001809
- Lee, Teck-Ghee, Hesse, M., Le, Anh-Thu, and Lin, C. D., *Charge transfer in slow collisions of  $O^{8+}$  and  $Ar^{8+}$  ions with  $H(1s)$  below 2 keV/amu*, 2004, Phys. Rev. A 70, 012702.
- Lisse, C., Dennerl, K., Englhauser, J., Harden, M., Marshall, F. E., Mumma, M. J., Petre, R., Pye, J. P., Ricketts, M. J., Schmitt, J., Truemper, J., and West, R. G., *Discovery of X-ray and extreme ultraviolet emission from comet C/Hyakutake 1996 B2*, 1996, Science, 274, 205.
- Lisse, C. M., Christian, D. J., Dennerl, K., Wolk, S. J., Bodewits, D., Hoekstra, R., Combi, M. R., Mäkinen, T., Dryer, M., Fry, C. D., and Weaver, H., *CHANDRA observations of comet 2P/ENCKE 2003: First detection of a collisionally thin, fast solar wind charge exchange system*, 2005, ApJ, 635, 1329-1347.
- Matthews, A., *Current Advance Method and Cyclic Leapfrog for 2D Multispecies Hybrid Plasma Simulations*, 1994, Journ. Comp. Phys., 112, 102-116.
- Mawhorter, R. J., Chutjian, A., Cravens, T. E., Djuric, N., Hossain, S., Lisse, C. M., Macaskill, J. A., Smith, S. J., Simcic, J., Williams, I. D., *Absolute single and multiple charge exchange cross sections for highly charged C, O, and Ne ions on  $H_2O$ , CO, and  $CO_2$* , 2007, PhRvA, 75, 3, id. 032704.
- Meyer, F. W., Howald, A. M., Havener, C. C., and Phaneuf, R. A., , 1985, Phys. Rev. A 32, 3310.
- Modolo, R., Chanteur, G. M., Dubinin, E., and Matthews, A. P., *Influence of the solar EUV flux on the Martian plasma environment*, 2005, Ann. Geophys., 23, 433-444.
- Modolo, R., Chanteur, G. M., Dubinin, E., and Matthews, A. P., *Simulated solar wind plasma interaction with the Martian exosphere: influence of the solar EUV flux on the Bow Shock and the Magnetic Pile-up Boundary*, 2006, Ann. Geophys., 24, 3403-3410.
- Northrop, T. G., Lisse, C. M., Mumma, M. J., Desch, M. D., *A Possible Source of the X-Rays from Comet Hyakutake*, 1997, Icarus, Vol. 127, 1, Pages 246-250.
- Northrop, T. G., *The Spectrum of X-Rays from Comet Hyakutake*, 1997, Icarus, Vol. 128, 2, Pages 480-482.
- Pepino, R., Kharchenko, V., Dalgarno, A., & Lallement, R., , 2004, ApJ, 617, 1347.
- Richter, K., Solov'ev, E. A., *Application of the advanced adiabatic approach to charge exchange in slow collisions between H and  $O^{8+}$* , 1993, PhRvA, 48, 1, pp.432-441.
- Rigazio, M., Kharchenko, V., & Dalgarno, A., , 2002, Phys. Rev. A, 66, 64701.
- Sauer, K., Dubinin, E., Baumgärtel, K., and Bogdanov, A., *Bow shock 'splitting' in bi-ion flows*, 1996, GeoRL, 23, 3643-3646.
- Schmitt, J. H. M., Snowden, S. L., Ashenbach, B., Hasinger, G., Pfeffermann, E., Predehl, P., and Truemper, J., *A soft X-ray image of the Moon*, 1991, Nature, 349,583.
- Schwadron, N. A., Cravens, T. E., *Implications of Solar Wind Composition for Cometary X-Rays*, 2000, ApJ, 544, 1, 558-566.
- Shapiro, V. D., Bingham, R., Kellett, B. J., Quest, K., Mendis, D. A., Bryans, P., Torney, M., and Summers, H. P., *X-Ray Emission from Comets and Nonmagnetic Planets. Theory and Comparison with CHANDRA Observations*, 2005, Physica Scripta. Vol. T116, 8387.
- Shimazu, H., *Three-dimensional hybrid simulation of magnetized plasma flow around an obstacle*, 1999, Earth Planets and Space, 51, 383-393.
- Shimazu, H., *Three-dimensional hybrid simulation of solar wind interaction with unmagnetized planets*, 2001, JGR, 106, 8333-8342.
- Shipsey, E. J., Green, T. A., and Browne, J. C., *Modified method of perturbed stationary states. V. Electron-capture cross sections for the reaction  $O^{8+}+H(1s)\rightarrow O^{7+}(n,l)+H^+$* , 1983, Phys. Rev. A 27, 821.
- Snowden, S. L., Collier, M. R., & Kuntz, K. D., *XMM-Newton Observation of Solar Wind Charge Exchange Emission*, 2004, ApJ, V.610, 2, 1182-1190.
- Trotignon, J.G., Mazelle, C., Bertucci, C., Acuña, M.H., *Martian shock and magnetic pile-up boundary positions and shapes determined from the Phobos 2 and Mars Global Surveyor data sets*, Plan. and Sp. Sci., 2006, 54, 357-369.
- Wegmann, R., Schmidt, H. U., Lisse, C. M., Dennerl, K., Englhauser, J., *X-rays from comets generated by energetic solar wind particles*, 1998, Planetary and Space Science, v. 46, p. 603-612.
- Wickramasinghe, N. C. & Hoyle, F., *Very Small Dust Particles (VSDPs) in Comet C/1996 B2 (Hyakutake)*, 1996, Astrophysics and Space Science, v. 239, Issue 1, p. 121-123.